

ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 41

АВГУСТ, 1998

ВЫПУСК 3

ОБ ОДНОМ МЕХАНИЗМЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ КОМПОНЕНТОВ В ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЯХ СПЕКТРОВ АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК

В.А.Амбарцумян, Э.Е.Хачикян, Н.Б.Енгибарян 321

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ МОНИТОРИНГ ЯДРА ГАЛАКТИКИ NGC 4151 В МИНИМУМЕ ЕЕ БЛЕСКА В 1988г.

Л.М.Шарилова, В.В.Прокофьева 333

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С ПЕРЕМЫЧКОЙ. III. СРАВНИТЕЛЬНАЯ СТАТИСТИКА SB И SA ГАЛАКТИК В ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ

Р.А.Кандалян, А.Т.Каллоглян 349

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

А.М.Микаелян, К.С.Гигоян 359

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ПЯТИ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

М.А.Казарян, Э.С.Парсамян, Л.Паррао 367

НОВАЯ ВЫБОРКА GRS ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ

В.Г.Панаджян 377

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ И ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ДВОЙНЫХ И КРАТНЫХ ЗВЕЗД

Х.А.Докобо, Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян,
М.А.Ерицян, А.А.Карапетян 389

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Выходит с 1965 г.
на русском и английском языках

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոգան, Վ.Գ.Գորբաչևի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ.Պ.Գրինին, Վ.Վ.Իվանով, Ն.Ս.Կարդաշև, Ա.Գ.Մասնիշ, Լ.Վ.Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ.Ս.Սահակյան, Վ.Յու.Տերեբիժ, Ա.Տ.Բալլոդյան (պատ. քարտուղար):

Խմբագրական խորհուրդ՝ Ա.Ա.Բոյարչուկ, Ե.Կ.Խարաշև, Ի.Ս.Կոպիլով, Լ.Վ.Միրզոյան, Վ.Վ.Սոբոլև (նախագահ):

Редакционная коллегия: 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.Саакян, В.Ю.Теребиж.

Редакционный совет: А.А.Боярчук, И.М.Копылов, Л.В.Мирзоян, 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 внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой. Журнал предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

"ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ"-ն գլխավորում են հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնուրույն հոդվածների, ֆիզիկայի, միջամոմթությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխություն և արտագալակտիկական աստղագիտության. ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գլխավորապես ռեալատիկայների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

*Издание журнала частично финансируется спонсором
СУРЕНОМ ФЕСЧЯНОМ (США).*

*Հանդեսի հրատարակությունը մասամբ ֆինանսավորում է հովանավոր
ՍՈՒՐԵՆ ՖԵՍՇՅԱՆԸ (ԱՄՆ).*

УДК: 524.64

ОБ ОДНОМ МЕХАНИЗМЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ КОМПОНЕНТОВ В ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЯХ СПЕКТРОВ АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК

В.А.АМБАРЦУМЯН, Э.Е.ХАЧИКЯН, Н.Б.ЕНГИБАРЯН

Поступила 13 февраля 1998

Предложен новый механизм, который объясняет физическое явление - появление новых дополнительных эмиссионных компонентов у водородных линий в спектрах ядер активных галактик (ЯАГ). В основе механизма лежит предположение о выбросе плотного водородного сгустка из ЯАГ и его быстрое расширение вследствие предполагаемого взрыва. Достаточно просто объясняются две основные особенности этого явления: а) значительное смещение дополнительных компонентов от основных (до несколько тысяч километров в секунду); б) большая ширина дополнительных компонентов, достигающая до 100-200 Å. Хорошо объясняется также большая доля излучения дополнительных компонентов по сравнению с базисными линиями. Полученные оценки физических параметров новообразования в ядре АГ вполне укладываются в рамки современных представлений о ЯАГ и формах их активности.

1. *Введение.* В середине 50-х годов В.А.Амбарцумян [1] выдвинул идею об активности ядер галактик (ЯГ). Одной из форм такой активности являются выбросы из ядер отдельных облаков различного содержания. Дальнейшие исследования показали, что ядра некоторых активных галактик (АГ) проявляют быстрые нерегулярные изменения яркости. В конце 60-х и в начале 70-х годов ряд наблюдательных работ по спектрофотометрии ядер АГ показал, что в центральных областях АГ имеют место процессы взрывного характера, приводящие к выбросу огромного количества материи из ядер. Малые угловые размеры ядер АГ (10^{-5} с дуги) не позволяют обнаружить прямыми наблюдениями газовые новообразования в их окрестности, даже в радиодиапазоне. Поэтому единственной возможностью их обнаружения и исследования пока остается детальное спектрофотометрическое исследование (со сравнительно большой дисперсией). Наиболее эффективными являются исследования в оптической области спектра.

Явление возникновения новых эмиссионных компонентов в спектральных линиях АГ впервые было обнаружено в 1969 г. Э.Е.Хачикяном и Д.Видманом [2,3]. В течение одного года (между февралем 1968 г. и январем 1969 г.) в спектре галактики Маркарян 6, которая является сейфертовской галактикой типа Sy 2, появились новые широкие

эмиссионные компоненты у бальмеровских линий H_α , H_β и H_γ . Их доплеровское смещение в коротковолновую сторону спектра соответствует скорости 3000 км/с. В январе 1970 г. интенсивность нового компонента линии H_β составила более 50% интенсивности исходной эмиссионной линии, в пределах ширины линии. Эти наблюдения были подтверждены рядом авторов [4-10]. В дальнейшем были отмечены активные объекты, в спектрах которых линии бальмеровской серии показывают двойную структуру, например 3C 390.3, NGC 1097, 1566 (см. [11-14]). Было предложено несколько моделей для объяснения этого феномена. К числу этих моделей относятся:

- выбросы из ядра плотного водородного облака в одном или двух противоположных направлениях [3,4];
- переменность самого ядра АГ, которая приводит к увеличению или уменьшению степени ионизации в облаках газа вокруг ядра [15];
- биконическое истечение материи из ядра АГ, то есть джеты [16,17];
- наличие аккреционного диска вокруг ядра АГ. Если имеются два симметричных компонента у линии водорода, то подразумевается существование двух областей BLR с двумя сверхмассивными черными дырами [18,19].

Все эти модели сталкиваются со значительными трудностями и не дают сколько нибудь полного объяснения феномена появления новых широких компонентов у основных линий водорода в спектрах АГ.

В настоящей работе предлагается новая модель для объяснения возникновения дополнительных компонентов в бальмеровских и других субординатных линиях АГ. Эта модель достаточно простая и приводит к количественному согласию с наблюдательными данными.

2. *Описание модели.* Пусть в момент времени $t=0$ из ядра АГ выбрасывается компактное образование S_0 . Удаляясь на некоторое расстояние h_0 от поверхности ЯГ, в момент времени $t=t_1$, S_0 взрывается. В результате этого взрыва образуется расширяющееся шаровое газовое облако S , состоящее в основном из атомов водорода (рис.1).

В облаке S происходит переработка падающего на него излучения L_e -квантов, идущих от ЯГ. Аналогично ситуации в газовых туманностях, L_e -кванты ионизируют атомы водорода в S , которые в результате рекомбинации и последующих каскадных переходов порождают кванты в субординатных линиях атома водорода. Облако считается почти прозрачным в этих субординатных линиях, поэтому указанные кванты беспрепятственно покидают облако S и присоединяются к собственному излучению ЯГ. В результате возникают дополнительные компоненты у субординатных эмиссионных линий спектра ЯГ. Наличие собственных источников энергии у облака S не предполагается.

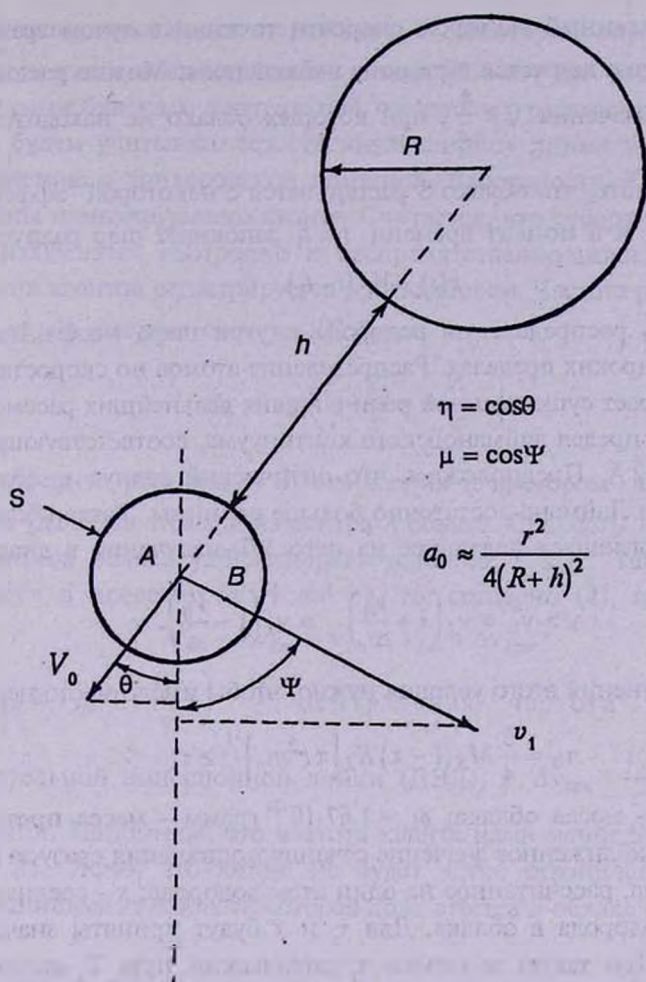


Рис.1. Схематическое изображение ЯГ и облака S.

Смещение дополнительных компонентов по отношению к эмиссионным линиям ЯГ объясняется движением облака S в целом по отношению к ЯГ. Ширина же дополнительных компонентов является результатом быстрого расширения облака S.

Прежде чем приступить к проведению расчетов подчеркнем, что в настоящей работе мы не преследуем цель построить точную теорию предлагаемой модели. Простые оценки, которые будут приведены ниже, показывают, что сравнительно небольшие размеры и масса облака и реальные значения скорости его расширения вполне могут обеспечить достаточно большую интенсивность дополнительных компонентов.

3. *Обозначения и некоторые соотношения.* Обозначим через V_0 км/с скорость удаления центра A облака S от ЯГ, а через $\theta = \arccos \eta$

- угол, составленный вектором скорости точки A с лучом зрения. При $0 \leq \theta < \frac{\pi}{2}$ облако движется в сторону наблюдателя. Можно рассматривать также такие значения $\theta \geq \frac{\pi}{2}$, при которых облако не находится в тени ЯГ.

Будем считать, что облако S расширяется с некоторой "эффективной" скоростью V_1 и в момент времени $t > t_1$ заполняет шар радиуса

$$r(t) = V_1 \cdot (t - t_1). \quad (1)$$

Плотность распределения водорода внутри шара может меняться в достаточно широких пределах. Распределение атомов по скоростям внутри S также не играет существенной роли в наших дальнейших рассмотрениях.

Пусть v_L - предел лаймановского континуума, соответствующий длине волны $\lambda_L = 912 \text{ \AA}$. Предположим, что оптический радиус τ_0 облака S на границе серии Лаймана достаточно больше единицы. Тогда облако почти полностью поглощает падающее на него УФ-излучение в диапазоне

$$v > v_L^* \equiv v_L \left(1 + \frac{V_0}{c}\right)^{-1} \approx v_L \left(1 - \frac{V_0}{c}\right). \quad (2)$$

Для выполнения этого условия нужно, чтобы имело место неравенство

$$\tau_0 = \frac{3}{4} M_S (1-x) K_L [\pi r^2 m_p]^{-1} \geq \tau_1. \quad (3)$$

Здесь M_S - масса облака; $m_p = 1.67 \cdot 10^{-24}$ грамм - масса протона, а $K_L = 10^{-17} \text{ см}^2$ - приближенное значение сечения поглощения сразу за пределом серии Лаймана, рассчитанное на один атом водорода; x - средняя степень ионизации водорода в облаке. Для τ_1 и x будут приняты значения $\tau_1 = 20$, $x \geq 0.99$. При таком значении τ_1 оптический путь L_c -квантов будет достаточно велик также в периферийных частях облака S .

Приближенное выполнение условия прозрачности облака S в субординатных линиях обусловлено относительно малым количеством возбужденных атомов водорода. Влиянием свободно-свободных переходов ионизированных атомов, рассеянием квантов на свободных электронах и ионизацией возбужденных атомов субординатными и L_c -квантами также можно в первом приближении пренебречь. Поэтому из нелинейных эффектов, обусловленных большой плотностью излучения внутри облака, учитывается только большая степень ионизации.

Что касается роли электронных ударов первого и второго родов, то она сравнительно невелика из-за разреженности среды (и взаимного компенсирования этих ударов).

4. *Образование субординатных линий.* Пусть в точке B облака S ионизируется один атом водорода. Вследствие рекомбинации и

последующих каскадных переходов, с некоторой вероятностью P_{mk} , образуется квант в спектральной линии $k \rightarrow m$, где $m > k \geq 1$. Частота этого кванта близка к центральной частоте ν_{km} рассматриваемой линии. Мы не будем учитывать естественную ширину линии из-за ее малости по сравнению с доплеровской шириной. Вероятности P_{km} слабо зависят от частоты ионизирующего кванта. Считается, что субординатные кванты ($k \geq 2$) излучаются изотропно и беспрепятственно покидают облако S. Часть этих квантов регистрируется наблюдателем. Частота регистрируемого кванта ν''_{km} в системе отсчета ЯГ будет

$$\nu''_{km} = \nu_{km} \left(1 + \frac{V_0}{c} \eta + \frac{V_2}{c} \mu \right), \quad (4)$$

где μ - косинус угла между лучом зрения и вектором $\vec{AB}$ (рис.1), V_2 - скорость удаления атома B из центра A облака. Скорость V_2 для основной части атомов облака удовлетворяет условию $V_2 \leq V_1$. Так как число μ изменяется в пределах от -1 до +1, то, согласно (4), имеем

$$\nu'_{km} - \Delta\nu_{km} \leq \nu''_{km} \leq \nu'_{km} + \Delta\nu_{km}, \quad (5)$$

где $\nu'_{km} = \nu_{km} \left(1 + \frac{V_0}{c} \eta \right)$ - центральная частота наблюдаемой дополнительной эмиссионной линии (ДЭЛ), а $\Delta\nu_{km} = \frac{V_1}{c} \nu_{km}$ - ширина этой линии. Напомним, что частота кванта нами исчисляется в системе отсчета ЯГ. Ясно, что линия не будет четко ограничена указанными выше границами, так как некоторая доля атомов в облаке имеет скорость $V_2 > V_1$.

5. *Расчетная формула.* В дальнейших расчетах принимается, что ЯГ имеет форму шара с радиусом R пк. Обозначим через $a(t)$ долю излучения ЯГ, падающую на облако S в момент времени t . Вследствие предполагаемой сферической симметрии оптических свойств ЯГ величина $a(t)$ не зависит от частоты и является геометрической характеристикой конфигурации ЯГ-S. Можно показать, что

$$a(t) \approx \frac{r^2(t)}{4[R + h(t)]^2}, \quad (6)$$

где $h(t) = h_0 + V_0(t - t_1)$ - расстояние точки A от поверхности ЯГ в момент t .

Пусть N_1 и N_{km} - суть числа квантов, излучаемых ЯГ за одну секунду в диапазоне $(\nu^*_L; \infty)$ и в эмиссионной линии $k \rightarrow m$ соответственно. Введем параметр

$$J_{km} = N_L / N_{km}. \quad (7)$$

В случае галактик Маркаряна этот параметр может принимать достаточно большие значения (200 и более) из-за сильного ультрафиолетового избытка излучения этих галактик.

Обозначим через F_{km} число фотонов, излучаемых облаком S за одну секунду в линии $k \rightarrow m$. Для него можно получить следующее приближенное выражение:

$$F_{km} \equiv F_{km}(t) \approx N_L \cdot a(t) \cdot P_{nk}, \quad k \geq 2. \quad (8)$$

В формуле (8) не учтена та возможность, что после рекомбинации ионизированного атома водорода возможно возникновение нового L_c -кванта, способного ионизировать другой атом водорода. Учет этой возможности увеличит значение F_{km} по сравнению с (8).

Введем новый параметр

$$\gamma_{km} \equiv \gamma_{km}(t) = F_{km}(t) / N_{km}. \quad (9)$$

Число γ_{km} представляет собой наблюдаемую долю дополнительного компонента в эмиссионной линии $k \rightarrow m$, обусловленную ролью облака.

6. *О вычислении вероятностей P_{m2} .* Мы ограничимся вычислением вероятностей P_{nk} в случае бальмеровских линий ($k=2$). Исходя из известных теоретических соображений, будем считать, что каждый ионизированный атом водорода после рекомбинации порождает один бальмеровский квант. Поэтому вероятности P_{m2} совпадают с долей квантов в линии $2 \rightarrow m$ среди всех бальмеровских квантов.

Для вычисления величин P_{m2} мы воспользуемся относительными интенсивностями бальмеровских линий из теории газовых туманностей, то есть - бальмеровским декрементом. Обозначим через D_m отношение интенсивности m -ой ($m=3, 4, \dots$) бальмеровской линии к интенсивности линии H_β ($m=4$) в случае B (см. [20]), когда оптическая толщина облака в лаймановских линиях считается достаточно большой. Бальмеровский декремент слабо зависит от температуры. Для облака S мы примем за основу значения D_m при $T_e = 20000^\circ$ (см. [20], табл. 33).

Перейдем от значений D_m к отношению $\Phi_m = F_{2m}/F_{24}$ чисел бальмеровских квантов, излучаемых облаком за единицу времени в линии $2 \rightarrow m$ и в линии $2 \rightarrow 4$. С учетом формулы Бора получаем

$$\Phi_m = \frac{3m^2}{4(m^2 - 4)} D_m. \quad (10)$$

Числа P_{m2} выражаются через (Φ_m) следующим образом:

$$P_{m2} = \Phi_m / \sum_{n=3}^{\infty} \Phi_n. \quad (11)$$

В табл.1 использованы вычисленные Ситоном теоретические значения D_n , $n = 3, \dots, 7$, заимствованные из [20], табл.33. Приблизненно (с избытком) учтена роль отсутствующих значений D_n , полагая $\sum_{n=8}^{\infty} \Phi_n = 1.08$.

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ D_n , Φ_n И P_{n2}

n	3 (H_α)	4 (H_β)	5 (H_γ)	6 (H_δ)	7 (H_ϵ)
D_n	2.79	1.00	0.49	0.28	0.18
Φ_n	3.77	1.00	0.44	0.24	0.15
P_{n2}	0.56	0.15	0.04	0.022	0.016

Вероятности P_{nk} при $k \geq 1$ могут быть вычислены с помощью значений эйнштейновских коэффициентов спонтанных переходов A_{nk} . Этим вопросом в настоящей статье мы заниматься не будем. Отметим лишь, что таким путем можно получить значение для P_{42} , близкое к 0.15.

7. *Применение модели к H_β -линии галактики Маркарян 6.* Предложенная выше модель возникновения дополнительных компонентов в эмиссионных линиях спектров АГ ниже будет применена к дополнительной эмиссионной широкой линии H_β в спектре галактики Маркарян 6 (см. Введение).

Будем считать, что предполагаемый взрыв компактного образования S_0 произошел в первой половине 1968 г., и процесс расширения облака S длился 600 дней, до января 1970 г., то есть

$$T = t - t_1 = 600 \text{ дн} = 5.2 \cdot 10^7 \text{ с.} \quad (12)$$

Ясно, что под датой события имеется в виду момент его регистрации наблюдателем.

Как уже было сказано, ширина дополнительного компонента H_β -линии составляла около $150 \text{ \AA}$, что соответствует эффективной скорости расширения облака, равной

$$V_1 = 4600 \text{ км/с.} \quad (13)$$

Из (1), (12) и (13) получаем:

$$r_1 = V_1 T = 2.9 \cdot 10^{11} \text{ км} = 0.008 \text{ пк.} \quad (14)$$

Будем считать, что $h_0 \ll R$ и $h_1 = h(t) = V_0 T$. Тогда, с учетом (7), (8), (9), из (6) имеем

$$R = \frac{r_1}{2} \left(\frac{J_{24} P_{42}}{\gamma_{24}} \right)^{1/2} - h_1. \quad (15)$$

Займемся оценкой параметров, входящих в правую часть равенства

(15). Имеем $\gamma_{24} = 0.5$. Согласно замечанию раздела 5 по формуле (7), для J_{24} будем принимать значение

$$J_{24} = 200. \quad (16)$$

Согласно табл.1, $P_{42} = 0.15$. Используя значение (14) для r_1 , из формулы (15) получаем

$$R \approx 0.022 \text{ пк}. \quad (17)$$

Как было отмечено во *Введении*, доплеровское смещение дополнительного компонента у H_γ линии в спектре галактики Маркарян 6 соответствовало 3000 км/с, то есть

$$V_0 \eta = 3000 \text{ км/с}. \quad (18)$$

8. *Замечания.* В рамках рассматриваемой модели скорость расширения облака S больше скорости его удаления от ЯГ, и предполагается выполнение условия $h_0 \ll R$. Поэтому расширяющееся облако S через некоторое время, достигнув поверхности ЯГ, деформируется и потеряет форму шара. Легко убедиться, что такая деформация может увеличить величину $a(t)$ по сравнению с формулой (6).

Масса M_s облака S может быть оценена, исходя из неравенства (3). Для τ_0 , согласно разделу 3, мы будем принимать значение $\tau_0 = 20$. Что касается значения степени x ионизации водорода внутри облака, то для ее оценки нужно располагать информацией о плотности L_c -излучения в окрестности ядра галактики Маркарян 6. Поскольку эта плотность может быть достаточно большой, то будем считать, что

$$x = 0.999, \quad 1 - x = 10^{-3}. \quad (19)$$

Исходя из неравенства (3) и приведенных выше значений соответствующих параметров, можно получить следующее оценочное значение для массы облака

$$M_s \approx 10^{-2} M_\odot. \quad (20)$$

Если окажется, что число x еще ближе к 1, то это обстоятельство лишь несколько увеличит оценку (20) для массы облака и качественно не повлияет на общую картину предлагаемой модели.

Итак, нами найдены приближенные значения основных параметров, при которых предлагаемая модель даст объяснение явлению появления дополнительного компонента у H_γ -линии галактики Маркарян 6 в виде широкой эмиссионной линии, смещенной от основной линии в коротковолновую сторону примерно на 3000 км/с. Значения некоторых из этих параметров, $V_0 \eta$, V_1 , T , γ_{24} , являются непосредственным следствием наблюдательных данных. Значения же остальных параметров, R , r_1 , M_s , J_{24} , не противоречат нашим представлениям о ядрах АГ и

физических процессах, происходящих в их окружности.

В конце этого раздела проведем найденные приближенные значения перечисленных выше параметров для галактики Маркарян 6.

Лучевая скорость удаления облака от ЯГ	$V_{\eta} = 3000 \text{ км/с}$
Скорость расширения облака	$V_1 = 4600 \text{ км/с}$
Время расширения облака до января 1970 г.	$T = 600 \text{ дней}$
Радиус облака	$r_1 = 0.008 \text{ пк}$
Масса облака	$M_s = 0.01 M_{\odot}$
Радиус ЯГ	$R = 0.022 \text{ пк}$
Доля излучения дополнительного компонента линии	$\gamma_{21} = 0.5.$

8. *Заключение.* В настоящей работе предложен новый механизм образования дополнительных эмиссионных компонентов у эмиссионных субординатных линий в спектре ядер активных галактик. Это явление впервые было обнаружено в 1969 г. у сейфертовской галактики *Sy 2* Маркарян 6 (см. [2,3]). В предложенном механизме важное место занимает объяснение двух основных физических особенностей указанных дополнительных компонентов:

- а) Значительное смещение дополнительных линий от основных.
- б) Большая ширина дополнительных линий, доходящая до 150-200 Å.

Эти наблюдательные факты довольно хорошо и просто объясняются в рамках предложенного механизма. Достаточно просто объясняется также большая доля интенсивности вновь возникшего компонента по сравнению с базисной линией.

Нами не сделано какое-либо предположение о природе компактного образования, в результате взрыва которого возникает облако *S*. Отметим лишь, что полученные значения для массы и скорости расширения облака являются реальными и вполне укладываются в рамки современных представлений о формах активности ЯГ.

Для проверки, уточнения и дальнейшей разработки предложенной модели предполагается провести комплексные наблюдательные и теоретические исследования по следующим основным направлениям:

- накопление новых наблюдательных данных об изменении со временем дополнительных эмиссионных линий (ДЭЛ) и их теоретическое объяснение, включая регулярные кратковременные и долговременные изменения ДЭЛ.
 - расчет и сопоставление дополнительных компонентов у различных эмиссионных линий бальмеровской серии.
 - выявления природы компактного образования S_0 .
- Расчеты, приведенные в настоящей работе, в основном носят

оценочный характер. Более точный расчет поля излучения в облаке S сопряжен с рассмотрением линейных и нелинейных задач переноса излучения в неоднородной сферически-симметричной среде, когда поле излучения не обладает такой симметрией. При этом может быть использован подход, предложенный в работе [21].

Бюраканская астрофизическая
обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения

ON THE MECHANISM OF ORIGINATION OF SUPPLEMENTARY COMPONENTS IN HYDROGEN LINES OF SPECTRA OF AGN

V.A.AMBARTSUMIAN E.YE.KHACHIKIAN, N.B.YENGIBARIAN

A new model which satisfactory explains the physical phenomenon-appearance of new supplementary components of Hydrogen lines in the spectrum of active galaxies nuclei, is suggested. The basic idea of the model is the ejection of dense body from the nucleus of AG and origination of fast expanding hydrogen cloud as a result of explosion. Two basic physical peculiarities of this phenomenon are easily explained: 1) fairly big shift of these lines from basic once (more than 3000 km/s) and 2) the large width of lines up to 100-200 Å. Fairly simple explanation of high intensity of new emission components comparatively to that of basic lines is presented too. The preliminary estimate of physical parameters of hydrogen cloud obtained in this work are in good accordance with modern knowledge on the form of activity of AGN.

ЛИТЕРАТУРА

1. *V.A.Ambartsumian*, La structure et Evolution de L'Univers, Solvey Conference, Ed. R. Stoops, Brussels, p.24, 1958.
2. *Э.Е.Хачикян, Д.В.Видман*, Астрон. Циркуляр, №591, 2, 1970.
3. *E.Ye.Khachikian, D.W.Weedman*, Astrophys. J. Lett., 164, L 109, 1971.
4. *Э.Е.Хачикян*, Астрофизика, 9, 39, 1973.
5. *Э.Е.Хачикян, В.Н.Попов, А.А.Егуазарян*, Астрофизика, 18, 541, 1982.
6. *T.F.Adams*, Astrophys. J. Lett., 172, L 101, 1972.
7. *T.F.Adams, D.W.Weedman*, Astrophys. J., 199, 19, 1975.

8. *П.Нотли, Э.Е.Хачикян, М.М.Бутслов, Г.Т.Геворкян*, *Астрофизика*, 9, 39, 1973.
9. *Н.С.Асатрян, С.В.Липатов*, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 58, 541, 1986.
10. *К.К.Чуааев*, *Известия Крымской обс.*, 83, 194, 1991.
11. *C.R.Lynds*, *Astrophys. J.*, 73, 888, 1968.
12. *T.Storchi-Bergmann, J.A.Baldwin, A.S.Wilson*, *Astrophys. J. Lett.*, 1983.
13. *M.G.Pastoriza, H.Gerola*, *Astrophys. J. Lett.*, 6, 1557, 1970.
14. *D.Alloin, D.Polat, R.A.Fosbury, K.Freeman, M.M.Phillips*, *Astrophys. J. Lett.*, 207, L147, 1986.
15. *I.Pronik*, in *IAU Symposium №121 "Observational Evidence of Activity in Galaxies"*. Ed. by E.Ye.Khachikian, K.I.Fricke, I.Melnick, Byurakan, p.169, 1987.
16. *W.Zheng, L.Binette, J.Sulentic*, *Astrophys. J.*, 365, 115, 1990.
17. *M.Eraclous, J.Halpern*, in *"Testing the AGN Paradigm"*, Ed. by S.Holt, S.Neff, C.Vity (AIP Conference Procc. 254) p.220, 1992.
18. *K.Chen, J.Halpern, A.V.Filippenko*, *Astrophys. J.*, 339, 742, 1989.
19. *K.Chen, J.Halpern*, *Astrophys. J.*, 344, 115, 1989.
20. *В.В.Собалев*, *Курс теоретической астрофизики*, М., Наука, 1967.
21. *Н.Б.Енгибарян*, *Астрофизика*, 8, 149, 1972.

УДК: 524.64:520.44

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ МОНИТОРИНГ ЯДРА ГАЛАКТИКИ NGC 4151 В МИНИМУМЕ ЕЕ БЛЕСКА В 1988г.

Л.М.ШАРИПОВА, В.В.ПРОКОФЬЕВА

Поступила 20 января 1998

Принята к печати 10 апреля 1998

Спектрофотометрический мониторинг ядра галактики NGC 4151 был проведен в течение 13 ночей в 1988г. с 23 января по 10 июня в области длин волн 4000 - 7000Å. Использовался 0.5-метровый менниковый телескоп, бесщелевой спектрограф и высокочувствительный цифровой телевизионный комплекс Крымской астрофизической обсерватории. Время экспозиции составляло 150-300с, а временное разрешение, учитывающее регистрацию спектров звезды сравнения, было около 30 мин. Полученные результаты показывают, что ядро галактики находилось в глубоком минимуме. В масштабе времени сутки-месяцы синглетические величины $V_{\text{ст}}$ и потоки в континууме $F_{\text{кон}}$ имели сходный временной ход; амплитуда переменности достигала 15% в январе-апреле, а 13 и 14 мая зарегистрировано увеличение яркости ядра на 30%. Временной ход потоков в первой ($H_{\alpha} + O[III] 4959\text{Å} + 5007\text{Å}$) и второй ($H_{\alpha} + N[II] 6548\text{Å} + 6584\text{Å}$) блендах был различен.

1. *Введение.* Проблема исследования галактик с активными ядрами со времени классической работы К.Сейферта [1] существенно проэволюционировала. Первоначально феномен активности ядер галактик рассматривался как ранняя фаза рождающейся галактики, затем это состояние приписывалось финальной стадии (коллапсу) звездной системы. Позже в литературе появились утверждения, что феномен активности ядра имеет место в уже существующей галактике и повторяется в течение ее жизни, чередуясь с фазами более или менее спокойного его состояния. Предлагались оригинальные концепции, объясняющие природу источника энерговыделения активных ядер галактик: компактное звездное скопление, сверхмассивное вращающееся магнитоплазменное тело, аккрецирующая черная дыра и т.д. Тем не менее квазары, активные ядра галактик остаются предметом большой дискуссии как в вопросе интерпретации физических процессов, ответственных за то гигантское энерговыделение, которое наблюдается в этих внегалактических объектах, так и в вопросе наблюдательных подтверждений этой энергетики. Абсолютно надежным наблюдательным фактом является то, что активность ядер галактик имеет разнообразное проявление практически во всем диапазоне электромагнитного спектра от радио- до гамма-

диапазона. Накоплено значительное количество данных, свидетельствующих в пользу того, что фактором, определяющим наблюдательные свойства этих объектов, является источник переменного излучения, расположенный в ядерной области.

Длительная дискуссия ведется по вопросу переменности излучения как континуума, так и эмиссионных линий сейфертовских галактик [2,3]. Более того, сразу после обнаружения переменности этих объектов в шкале времени годы, начались поиски быстрой переменности излучения ядер сейфертовских галактик. Однако необходимо отметить, что эта проблема является наиболее трудной и интригующей, поскольку не имеет в настоящее время достаточно убедительной теоретической интерпретации, большого количества наблюдательных подтверждений и по этой причине является несомненным стимулом теоретических и наблюдательных исследований в этом направлении.

В числе объектов с активными ядрами сейфертовская галактика NGC 4151 является одной из самых ярких и наиболее детально исследованных. В проблеме поиска ее быстрой переменности отдельные исследователи [4] отмечали, что быстрая переменность ядер сейфертовских галактик, если она есть, по-видимому, имеет нерегулярный характер. Длительные фотометрические и спектрофотометрические мониторинги указанных объектов несомненно расширяют возможности понимания быстрых вариаций их излучения.

Целью настоящей работы является исследование особенностей излучения ядра сейфертовской галактики NGC 4151 в континууме и ярких эмиссиях. Оно проведено по длительному ряду спектрофотометрических наблюдений ядра галактики, находившегося в 1988г. в фазе минимума.

2. Аппаратура, методика и сводка наблюдений. Высокочувствительная светоприемная аппаратура менискового телескопа МТМ-500 Крымской астрофизической обсерватории позволяет проводить спектрофотометрические исследования различных астрономических объектов до 14^m [5]. Спектрофотометрический мониторинг сейфертовской галактики NGC 4151 в 1988г. проводился на цифровом телевизионном комплексе этого телескопа [6] с использованием оригинального бесщелевого спектрометра, оснащенного набором прозрачных дифракционных решеток [7]. В наблюдениях использовалась дифракционная решетка, имеющая 100 штрихов на миллиметр, концентрацию света 70% в первом порядке и дающая линейную дисперсию в фокальной плоскости телескопа 600 Å/мм. Спектральное разрешение определялось не только аппаратурой, но и условиями наблюдений. При хорошем качестве изображений (кружок рассеяния 3 угл.с) обеспечивалось разрешение в 80 Å, когда изображения были хуже (5-6 угл.с) разрешение

было 100-120 Å. Спектрофотометрические наблюдения проводились в спектральном диапазоне от 4000 до 7000 Å. Время экспозиции составляло 150-300с. Оно определялось длительностью накопления сигнала на мишени телевизионной трубки (1.5-3с) и числом телевизионных кадров (100), цифровая информация которых суммировалась в ЭВМ.

Все записи спектров были энергетически калиброваны, для чего между нулевым порядком и началом спектра на фотокатод телевизионной трубки во время наблюдений проектировалось изображение искусственного звездного теста, используемого в качестве эталона яркости. Его энергетическая калибровка была выполнена по наблюдениям звезд-стандартов [8], что позволило нам в течение каждой ночи контролировать прозрачность земной атмосферы.

Вблизи исследуемой галактики расположены звезды, используемые в фотометрических наблюдениях в качестве звезд сравнения и контрольных, блеск которых постоянен и определен с достаточно высокой точностью. С целью использования дифференциального метода наблюдений и повышения точности определения внеатмосферной монохроматической освещенности, создаваемой ядром исследуемой галактики NGC 4151, одна из таких звезд - звезда СЗ [4] - была использована нами в качестве регионального спектрофотометрического стандарта.

Схема наблюдений была следующей: спектрофотометрический стандарт - фон неба около него - звезда СЗ - фон неба рядом с ней - исследуемая галактика - фон неба около нее - звезда СЗ - фон неба рядом с ней - спектрофотометрический стандарт - фон неба около него. Каждое наблюдение состояло из двух парных записей спектров, сделанных последовательно друг за другом. Сравнение их между собой позволяло контролировать качество полученных данных. При дальнейшей обработке использовались средние значения интенсивностей, полученные усреднением этих записей.

Сводка всех наблюдений приведена в табл.1. В первом столбце указана дата наблюдений, во втором, третьем и четвертом - количество записей спектров ядра галактики, звезды СЗ и спектрофотометрических стандартов соответственно, в пятом - длительность мониторинга для ночей с продолжительностью наблюдений более 1.5 часа, в шестом - максимальные изменения прозрачности в процентах от ее среднего значения, зарегистрированные по звезде СЗ в течение ночи в области длин волн 5525 Å, в седьмом - оценка условий наблюдений по журналу. В нижней строке таблицы приведены суммы цифр по столбцам.

3. *Распределение энергии в спектре звезды сравнения СЗ.* Использование звезды СЗ в качестве регионального спектрофотометрического стандарта потребовало определения абсолютного распределения

Таблица 1

**СВОДКА СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ ЯДРА
ГАЛАКТИКИ NGC 4151 И ЗВЕЗДЫ СРАВНЕНИЯ СЗ В 1988г.**

Дата 1988г.	Количество спектров			Длительность мониторинга (час)	Измерения прозрачности (%)	Условия наблюдений
	галак- тики	звезды СЗ	стандар- тов			
23.01	11	8	6	3.2	1	Небо чистое
24.01	7	10	6	2.5	2	Временами облака
10.02	8	16	12	3.5	3	Небо чистое
11.02	2	4	2	-	1	Временами облака
13.02	10	16	16	5.8	0.5	Небо чистое
16.02	5	6	6	-	3	Небо чистое
17.02	10	16	10	4.7	0.5	Небо чистое
11.04	6	6	10	2.8	1	Небо чистое
12.04	8	15	10	3.5	2	Небо чистое
13.05	2	4	4	-	2	Дымка, облака
14.05	2	5	4	-	2	Легкие облака
9.06	2	4	4	-	3	Небо чистое
10.06	2	4	4	-	3	Небо чистое
Всего	75	114	94	26		

энергии в ее спектре. Большое число спектров звезды СЗ и частые наблюдения спектрофотометрических стандартов позволили сделать это. Создаваемая звездой СЗ внеатмосферная монохроматическая освещенность была определена по наблюдениям, полученным в течение четырех ночей в 1988г. с привязкой к звездам HZ 44, Feige 56, EG 247, имеющим абсолютное распределение энергии в спектрах [9]. Повторные наблюдения, проведенные в 1996г., позволили уточнить полученное распределение энергии в красной области спектра, используя стандарт Feige 92.

Среднее распределение энергии в спектре звезды СЗ в абсолютных единицах рассчитано по данным четырех ночей наблюдений 1988г. и двух ночей 1996г. Результаты расчетов в интервале длин волн от 4000 Å до 7000 Å представлены на рис.1. Среднеквадратические ошибки среднего абсолютного распределения энергии составляют 5% в диапазоне от 4200 до 6500 Å, а на краях достигают 10%. При абсолютизации спектров ядра галактики использовались значения полинома третьей степени, сглаживающего распределение энергии в спектре звезды СЗ.

По среднему распределению энергии в спектре были рассчитаны значения $V_{\text{н}}^*$ и показателя цвета $B - V$ звезды СЗ. Полученные значения приведены в табл.2 в сравнении с фотоэлектрическими данными Лютого

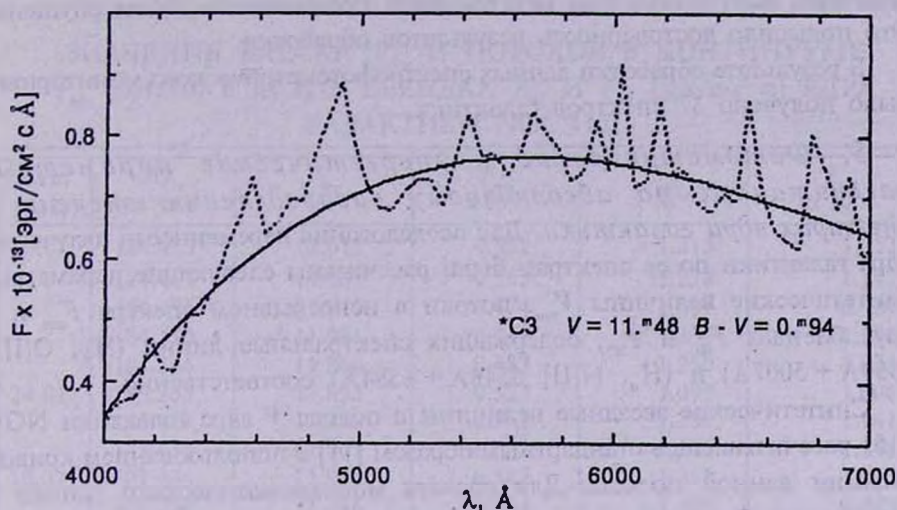


Рис.1. Распределение энергии в спектре звезды СЗ в абсолютных единицах [эрг/см² с Å]. Пунктирная кривая - данные наблюдений, сплошная - полином третьей степени.

и др. [4], Пенстона и др. [10]. Синтетическая величина V и показатель

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ БЛЕСКА В ПОЛОСЕ V И ПОКАЗАТЕЛЯ ЦВЕТА $B - V$
ЗВЕЗДЫ СЗ, ОПРЕДЕЛЕННЫЕ РАЗНЫМИ АВТОРАМИ

Ссылки	V	$B - V$
Пенстон и др. [10]	11.47	+1.00
Лютый и др. [4]	11.441	+1.053
Данная работа	11.486	+0.940

цвета $B - V$ близки значениям, полученным Пенстоном и др.

4. *Обработка спектров ядра галактики.* Обработка цифровых записей спектров ядра галактики проводилась относительно записей спектров звезды СЗ, причем цифровые записи спектров последней, полученные до и после спектра галактики, обычно усреднялись, благодаря чему моменты наблюдений спектра ядра галактики и звезды СЗ были близкими. Принятая методика исключала влияние прозрачности земной атмосферы и ее колебаний, поскольку галактика и звезда СЗ имели одинаковые воздушные массы и их спектры регистрировались практически одновременно.

Многочисленные наблюдения звезды СЗ и абсолютная калибровка всех записей спектров дали возможность контролировать изменения экстинкции земной атмосферы в течение каждой ночи (см. столб.6, табл.1). Записи

спектров, полученные при неустойчивой прозрачности, были опущены. Это повысило достоверность результатов обработки.

В результате обработки данных спектрофотометрического мониторинга было получено 37 спектров галактики.

5. *Фотометрические и энергетические параметры, рассчитанные по абсолютному распределению энергии в спектрах ядра галактики.* Для исследования переменности излучения ядра галактики по ее спектрам были рассчитаны следующие параметры: синтетические величины V_{syn} , потоки в непрерывном спектре F_{con} и в двух блендах F_{bl1} и F_{bl2} , содержащих спектральные линии (H_γ , O[III] 4959 Å + 5007 Å) и (H_α , N[II] 6548 Å + 6584 Å) соответственно.

Синтетические звездные величины в полосе V ядра галактики NGC 4151 рассчитывались стандартным образом [11] с использованием кривой реакции данной полосы. Для расчета монохроматического потока в континууме был выбран интервал длин волн от 5200 до 5700 Å. Как показали спектры галактики NGC 4151, полученные Сейфертом [1], эта область практически не содержит сколько-нибудь заметных эмиссионных линий и, по всей видимости, характеризует излучение ядра галактики в непрерывном спектре.

Вычисление потока в блендах было проведено по программам, разработанным в КрАО. Уровень непрерывного спектра выбирался по обеим сторонам каждой бленды, а за величину излучения в непрерывном спектре брались вычисленные нами значения энергетического потока в континууме F_{con} . Результаты всех расчетов представлены в табл.3. В первом столбце приведена дата наблюдений, во втором - приведенные к Солнцу моменты наблюдений в юлианских днях, в третьем - рассчитанная по полученному распределению энергии ядра исследуемой галактики синтетическая звездная величина V_{syn} , в четвертом - средний поток в континууме F_{con} на участке 5200-5700 Å в абсолютных энергетических единицах [эрг/см² с Å], в пятом - поток в абсолютных энергетических единицах [эрг/см² с] в первой бленде F_{bl1} эмиссионных линий H_γ и O[III] 4959+5007 Å, в шестом - такой же поток во второй бленде F_{bl2} , содержащей эмиссионные линии H_α , N[II] 6548+6584 Å.

Определение средних за ночь величин V_{syn} и потоков в континууме F_{con} и блендах F_{bl1} и F_{bl2} ядра галактики NGC 4151 позволило оценить для них формальные среднеквадратичные отклонения. В табл.4 в колонке 1 указаны даты наблюдений, в колонке 2 - средние за ночь величины V_{syn} , в колонках 3-5 - средние потоки в континууме F_{con} , в первой F_{bl1} и второй F_{bl2} блендах соответственно. В колонках 7-9 приведены их формальные среднеквадратичные отклонения m.s.e.

6. *Анализ точности результатов.* Большое количество

Таблица 3

ЗНАЧЕНИЯ БЛЕСКА V_{syn} И ПОТОКОВ В КОНТИНУУМЕ
 F_{con} [эрг/см² с Å] И В БЛЕНДАХ F_{bl} И F_{bl2} [эрг/см² с] ЯДРА
 ГАЛАКТИКИ NGC 4151

Дата 1988г.	JD. 2447000+	V_{syn} m	F_{con} $\times 10^{-13}$	F_{bl} $\times 10^{-11}$	F_{bl2} $\times 10^{-11}$
23.01	184.433	12.011	0.532	1.215	1.053
	184.467	11.961	0.565	1.278	1.182
	184.491	11.912	0.474	1.397	0.987
	184.520	11.981	0.561	1.333	1.190
	184.566	11.860	0.487	1.250	1.052
24.01	185.383	11.895	0.523	1.095	1.006
	185.411	11.898	0.551	1.268	1.141
	185.438	11.901	0.568	1.221	1.208
10.02	202.336	11.914	0.542	1.251	1.012
	202.380	11.746	0.664	1.109	0.942
	202.419	11.811	0.627	1.235	1.167
	202.455	11.885	0.570	1.355	1.275
11.02	203.381	11.931	0.554	1.391	1.061
13.02	205.309	12.096	0.446	1.268	1.044
	205.326	12.104	0.460	1.352	1.023
	205.448	12.042	0.487	1.314	1.038
	205.516	12.090	0.477	1.333	1.132
	205.554	12.060	0.484	1.271	1.212
	205.586	11.940	0.546	1.432	1.210
16.02	208.484	11.806	0.610	1.609	1.151
	208.501	11.842	0.604	1.349	1.100
17.02	209.406	12.007	0.495	1.466	1.102
	209.423	11.962	0.519	1.407	1.007
	209.491	12.099	0.471	1.241	1.055
	209.509	12.084	0.487	1.294	1.178
	209.584	11.873	0.539	1.466	1.210
11.04	263.354	11.798	0.643	1.686	1.136
	263.413	11.826	0.574	1.811	1.164
	263.463	11.881	0.551	1.686	1.134
12.04	264.297	11.933	0.496	1.646	1.149
	264.341	11.949	0.502	1.605	1.138
	264.382	11.859	0.543	1.774	1.302
	264.417	12.054	0.446	1.520	1.057
13.05	295.307	11.658	0.700	1.953	1.598
14.05	296.31	11.567	0.781	1.932	1.718
9.06	322.438	11.817	0.558	1.541	0.947
10.06	323.351	11.865	0.573	1.387	1.080

наблюдений звезды СЗ позволило сделать оценки точности относительных измерений интенсивности в одном канале на длине волны 5525 Å. Для этого были использованы 88 записей спектра звезды СЗ, полученные в ночи с хорошими условиями наблюдений. Точность измерений

Таблица 4

СРЕДНИЕ ЗА НОЧЬ ВЕЛИЧИНЫ $V_{\text{ср}}$ И ПОТОКОВ В
 КONTИНУУМЕ $F_{\text{ср}}$ [эрг/см² с Å] И В БЛЕНДАХ F_{bl} И F_{b2}
 [эрг/см² с] ЯДРА ГАЛАКТИКИ NGC 4151 И ИХ ФОРМАЛЬНЫЕ
 СРЕДНЕКВАДРАТИЧНЫЕ УКЛОНЕНИЯ m.s.e.

Дата наблю- дений 1988г.	$V_{\text{ср}}$ m	$F_{\text{ср}}$ $\times 10^{-13}$	F_{bl} $\times 10^{-11}$	F_{b2} $\times 10^{-11}$	Формальная m.s.e.			
					V m	$F_{\text{ср}}$ %	F_{bl} %	F_{b2} %
23.01	11.94	0.524	1.295	1.093	0.027	3.6	2.5	3.6
24.01	11.90	0.547	1.195	1.118	0.002	2.4	4.4	4.0
10.02	11.84	0.601	1.237	1.099	0.038	4.7	4.0	6.8
13.02	12.06	0.483	1.331	1.112	0.025	2.9	3.6	4.3
17.02	12.01	0.502	1.375	1.111	0.041	2.4	3.3	3.4
11.04	11.84	0.589	1.728	1.145	0.024	4.8	2.4	1.0
12.04	11.95	0.497	1.636	1.116	0.040	4.0	3.3	2.1

интенсивности в одном канале (ширина канала 50 Å) относительно эталона яркости (звездного теста) составила 3% для одной записи спектра. Принятое нами усреднение двух записей спектров, снижало эту величину до 2%, а вычисление интенсивностей спектра ядра галактики относительно соответствующих интенсивностей спектра звезды СЗ снова увеличило погрешность до 3%. Таким образом, определенная по наблюдениям относительная точность измерений интенсивности спектра ядра галактики в одном канале составила 3%.

Теоретическая оценка относительной погрешности измерений интенсивности в одном канале, обусловленной естественными флуктуациями потока квантов, зарегистрированных за время экспозиции, сделана нами с помощью многократно определявшегося для телевизионной аппаратуры действующего квантового выхода, величина которого в условиях наших наблюдений составляет 2%. Для расчетов принято время экспозиции 150с, блеск ядра галактики 12.^m0, ширина канале 50 Å, коэффициенты пропускания оптики телескопа и спектрографа 0.7, прозрачность земной атмосферы 0.8, диаметр телескопа 50 см. За исходную величину взят внеатмосферный поток квантов от звезды нулевой величины, равный 1000 кв/см² с Å. Расчеты, выполненные по формуле, приведенной в [12], показали, что точность измерений интенсивности в одном канале в спектре ядра галактики относительно аналогичного канала спектра звезды СЗ составляет 3%. Таким образом, теоретические и практические оценки относительной точности, полученные из расчетов флуктуаций квантов и из наблюдений, совпали.

Абсолютизация данных естественно увеличивает погрешность.

Последняя, в основном, обусловлена погрешностью абсолютных данных для спектрального распределения энергии в спектре звезды СЗ, и для полученных результатов создает систематическую ошибку, которая может проявиться во внешней сходимости наших данных с данными других исследователей. Анализ же данных в рамках настоящей работы свободен от этой систематической ошибки вследствие относительности всех измерений.

Погрешности вычислений параметров $V_{\text{зв}}$, $F_{\text{зон}}$, $F_{\text{в1}}$ и $F_{\text{в2}}$ меньше, чем относительные погрешности измерений интенсивности в одном канале за счет использования более широкой области спектра. Параметры $V_{\text{зв}}$ и $F_{\text{зон}}$ рассчитаны по интервалу длин волн 500 Å, и теоретическая ошибка их должна составлять около 1%. Для расчета параметров $F_{\text{в1}}$ и $F_{\text{в2}}$ использовался интервал длин волн 200-300 Å и ошибка должна составлять 2%. Средние квадратичные отклонения средних за ночь значений, приведенных в табл.4, должны составлять 0.5% для $V_{\text{зв}}$ и $F_{\text{зон}}$ и 1% для бленд. Значительно большие их значения обусловлены, по-видимому, реальной переменностью излучения ядра галактики.

Приведенные выше рассуждения не учитывают систематических ошибок. Основным источником их при измерениях $V_{\text{зв}}$ и $F_{\text{зон}}$ могут быть изменения прозрачности земной атмосферы, происходящие за короткий промежуток времени между наблюдениями галактики и звезды СЗ. Мы оценили изменения прозрачности для каждой ночи по величине наблюдаемого энергетически калиброванного по эталону яркости потока на длине волны 5525 Å, зарегистрированного при наблюдениях звезды СЗ. Результаты оценок дополнительных систематических ошибок в процентах для каждой ночи наблюдений приведены в седьмом столбце табл.1.

Величины потоков в блендах в принципе свободны от влияния прозрачности земной атмосферы, так как представляют поток, измеренный относительно потока в непрерывном спектре. Однако при вычислении энергетических потоков относительная величина умножается на поток в континууме. Поэтому окончательные величины $F_{\text{в1}}$ и $F_{\text{в2}}$ такжеотягощены ошибками, вызванными колебаниями прозрачности. Кроме этого некоторые ошибки возникают из-за сложности правильного проведения уровня непрерывного спектра по обеим сторонам бленд. Эти ошибки больше для второй бленды из-за неопределенности уровня непрерывного спектра в красной области спектра, где было заметно наложение ультрафиолетовой области второго порядка дифракционной решетки.

7. *Переменность излучения ядра галактики в шкале времени сутки-месяцы.* Данные, представленные в табл. 3 и 4, позволили

провести анализ поведения блеска галактики в полосе $V(V_{\text{syn}})$, а также потоков в континууме (F_{con}) и блендах (F_{bl} и F_{bl2}) в шкале времени сутки-месяцы.

Изменение блеска исследуемой галактики в полосе V в течение всего мониторинга представлено на рис.2, на котором кружками обозначены данные, полученные по спектрофотометрическим наблюдениям, треугольниками - фотоэлектрические данные В.М.Лютого [4]. Согласие

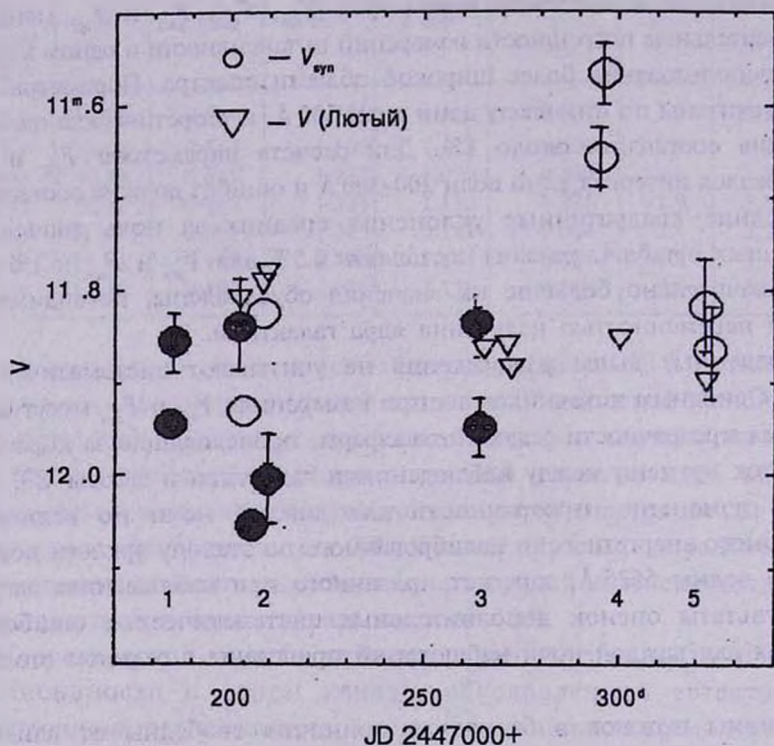


Рис.2. Блеск ядра галактики NGC 4151 в фотометрической полосе V в период с 23 января по 10 июня 1988г. в зависимости от времени в юлианских днях. Кружки заполненные представляют средние за ночь синтетические звездные величины V_{syn} , кружки открытые — единичные измерения V_{syn} . Радиус кружков соответствует ошибке наблюдений, обусловленной статистикой квантов, бары-колебания прозрачности земной атмосферы (см. табл.1). Треугольники-фотоэлектрические V -величины согласно Лютому и др. [4]. Цифры внизу графика обозначают условные группы наблюдений.

синтетических величин V_{syn} с фотоэлектрическими данными, полученными в диафрагме 27 угловых секунд, достаточно хорошее.

Все результаты наблюдений ядра галактики NGC 4151 по времени можно условно разделить на 5 групп: январская (1), февральская (2), апрельская (3), майская (4), июньская (5). Положение их указано в нижней части рис.2 и рис.3а.

В первых трех группах с 23 января по 12 апреля амплитуда колебаний блеска V_{syn} составляет около 0.^m15. В четвертой группе 13 и 14 мая

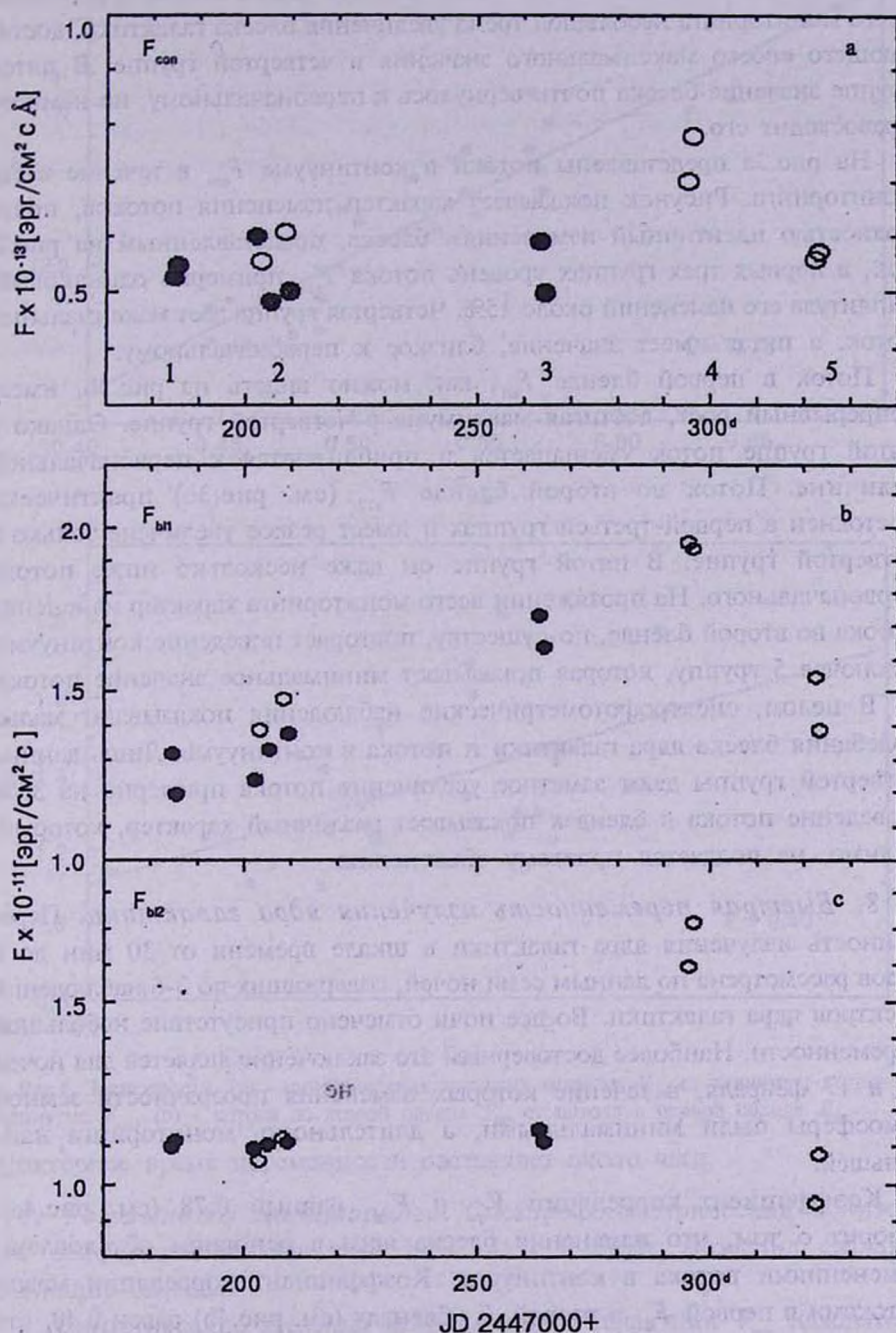


Рис.3. Энергетические потоки ядра галактики NGC.4151 в континууме [эрг/см² с Å] и блэндах [эрг/см² с]: (а) - монохроматический поток в континууме F_{con} , вычисленный по интервалу длин волн 5200-5700 Å; (б) - поток в первой блэнде - F_{b1} (H_δ 4861, [OIII] 4959+5007); (с) - поток во второй блэнде - F_{b2} (H_β 6563, N[II] 6548 + 6584). Заполненные кружки представляют средние за ночь потоки, открытые - единичные измерения.

зарегистрировано увеличение блеска на 0.^m3. Можно отметить в течение всего мониторинга небольшой тренд увеличения блеска галактики, достигающего своего максимального значения в четвертой группе. В пятой группе значение блеска почти вернулось к первоначальному, но немного превосходит его.

На рис.3а представлены потоки в континууме F_{con} в течение всего мониторинга. Рисунок показывает характер изменения потоков, почти полностью идентичный изменениям блеска, представленным на рис.2. Так, в первых трех группах уровень потока F_{con} примерно одинаковый, амплитуда его изменений около 15%. Четвертая группа дает максимальный поток, а пятая имеет значение, близкое к первоначальному.

Поток в первой бленде F_{bl1} , как можно видеть из рис.3б, имеет непрерывный рост, достигая максимума в четвертой группе. Однако в пятой группе поток уменьшается и приближается к первоначальной величине. Поток во второй бленде F_{bl2} (см. рис.3с) практически постоянен в первой-третьей группах и имеет резкое увеличение только в четвертой группе. В пятой группе он даже несколько ниже потока первоначального. На протяжении всего мониторинга характер изменения потока во второй бленде, по-существу, повторяет поведение континуума, исключая 5 группу, которая показывает минимальное значение потока.

В целом, спектрофотометрические наблюдения показывают малые колебания блеска ядра галактики и потока в континууме. Лишь данные четвертой группы дают заметное увеличение потока примерно на 30%. Поведение потока в блендах показывает различный характер, который, видимо, не поддается простому объяснению.

8. *Быстрая переменность излучения ядра галактики.* Переменность излучения ядра галактики в шкале времени от 30 мин до 6 часов рассмотрена по данным семи ночей, содержащих по 3-6 наблюдений спектров ядра галактики. Во все ночи отмечено присутствие небольшой переменности. Наиболее достоверным это заключение является для ночей 13 и 17 февраля, в течение которых изменения прозрачности земной атмосферы были минимальными, а длительность мониторинга наибольшей.

Коэффициент корреляции $V_{\text{яг}}$ и F_{con} , равный 0.78 (см. рис.4а), говорит о том, что изменения блеска ядра в основном обусловлены изменениями потока в континууме. Коэффициент корреляции между потоками в первой F_{bl1} и второй F_{bl2} блендах (см. рис.4б) равен 0.40, что говорит о незначительной вероятности одинаковых изменений потоков в обоих блендах.

Амплитуда переменности блеска в полосе V и потока в континууме составляет около 10%, а переменности потока в блендах достигает 20%.

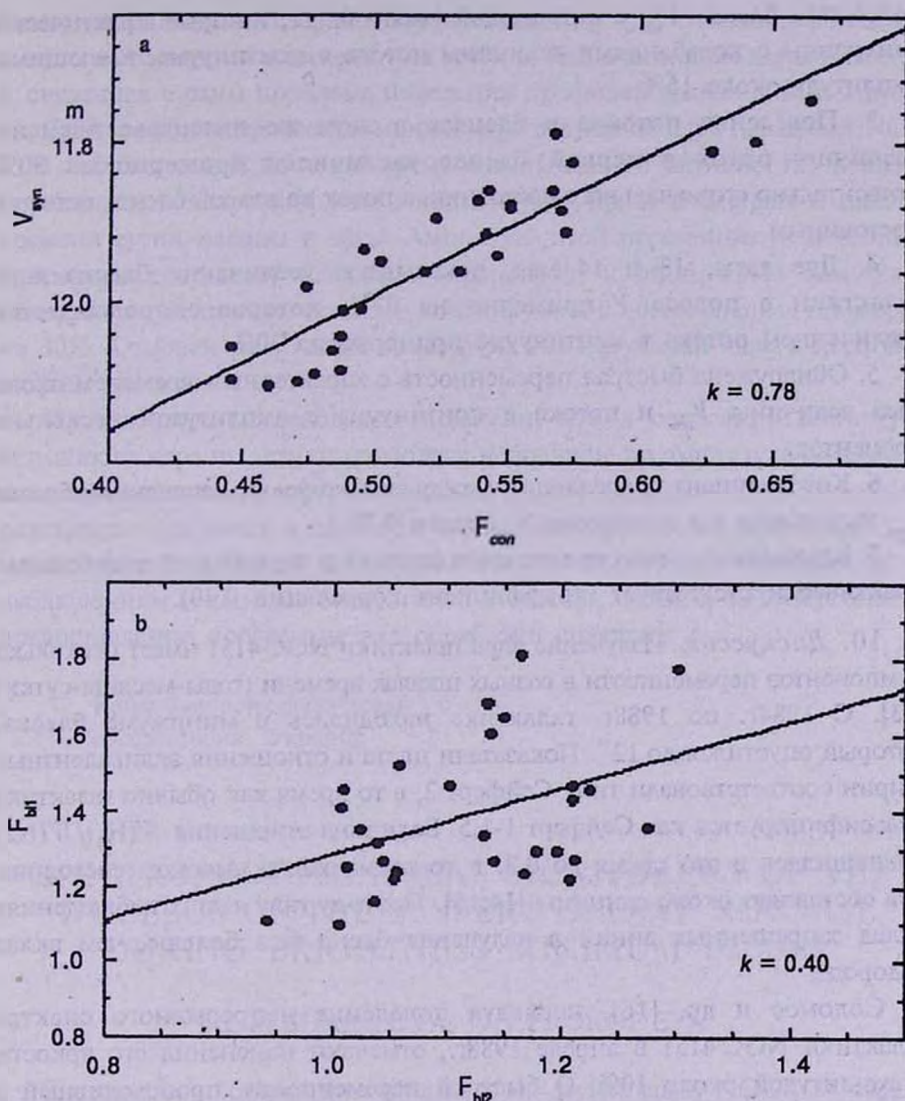


Рис.4. Зависимости: (а) - синтетических звездных величин V_{syn} от величины потока в континууме F_{con} , (б) - потока во второй бленде $F_{\text{в2}}$ от потока в первой бленде $F_{\text{в1}}$.

Характерное время переменности составляет около часа.

9. *Результаты мониторинга.* Спектрофотометрический мониторинг сейфертовской галактики NGC 4151 в 1988г. позволил сделать следующие выводы:

1. Синтетические звездные величины ядра галактики V_{syn} находятся в согласии с данными фотоэлектрических наблюдений в полосе V и подтверждают, что галактика в период наблюдений с 21 января по 10 июня находилась в состоянии минимума своей активности.

2. В интервале времени с 21 января по 12 апреля зарегистрированы

колебания блеска $V_{\text{зв}}$ с амплитудой около $0.^{\text{m}}15$, которые практически синхронны с колебаниями величины потока в континууме, имеющими амплитуду около 15%.

3. Поведение потоков в блендах в этом же интервале времени различно: поток в первой бленде увеличился примерно на 30% относительно его начального состояния, а поток во второй бленде остается постоянным.

4. Две даты, 13 и 14 мая, показывают увеличение блеска ядра галактики в полосе V примерно на $0.^{\text{m}}3$, которое сопровождается увеличением потока в континууме примерно на 30%.

5. Обнаружена быстрая переменность с характерным временем около часа величины $V_{\text{зв}}$ и потока в континууме с амплитудой несколько процентов.

6. Коэффициент корреляции между синтетическим значением блеска $V_{\text{зв}}$ и потоком в континууме F_{cont} равен 0.78.

7. Корреляция между величинами потоков в первой и второй блендах практически отсутствует (коэффициент корреляции 0.40).

10. *Дискуссия.* Излучение ядра галактики NGC 4151 имеет несколько компонентов переменности в разных шкалах времени (годы-месяцы-сутки) [13]. С 1984г. по 1988г. галактика находилась в минимуме блеска, который опустился до $12.^{\text{m}}$. Показатели цвета и отношения эквивалентных ширин соответствовали типу Сейферт 2, в то время как обычно галактика классифицируется как Сейферт 1-1.5. Величина отношения $W(\text{H}_\beta)/W(\text{N}2)$ уменьшилась в это время до 0.3, в то время как в высоком состоянии она составляет около единицы [14,15]. Поэтому при наших наблюдениях вклад запрещенных линий в излучение бленд был больше, чем вклад водорода.

Соломос и др. [16], исследуя поведение непрерывного спектра галактики NGC 4151 в апреле 1988г., отмечают изменения его яркости с амплитудой около 10%. О быстрой переменности, происходившей в 1988г. в феврале и марте и достигавшей $0.^{\text{m}}05$ за время около 4-х часов, сообщает Гусейнов [17]. Исследуя излучение ядра галактики в 1987-1988гг. в полосе V , Лютий с соавторами нашли быструю переменность с амплитудой около $0.^{\text{m}}1$ в шкале времени 15-30 мин [4].

Переменность излучения сейфертовских галактик в линиях водорода изучалась многими авторами [18-20] и является общепризнанной. Характерное время ее быстрой переменности достигает часа [21]. Вопрос о реальности регистрации вариаций излучения в запрещенных линиях является дискуссионным [3,22,23], хотя предложено несколько механизмов, объясняющих их переменность.

Обобщение исследований быстрой переменности профилей

эмиссионных линий сделано Бочкаревым и др. [3]. Отмечается неоднозначность геометрии и кинематики течения газа в активных ядрах галактик и связанная с этим проблема поведения профилей эмиссионных линий.

Спектрофотометрический мониторинг излучения ядра галактики NGC 4151, проведенный нами во время минимума его активности, показал переменность излучения как в континууме, так и в блендах в шкалах времени сутки-месяцы и часы. Амплитуда этой переменности невелика, в среднем составляет несколько процентов, и лишь 13-14 мая было обнаружено увеличение потока в континууме и в обоих блендах примерно на 30%. Отмечен различный временной ход излучения ядра в первой и второй блендах.

Проведенные исследования показали, что в состоянии минимума активности ядра галактики возможны небольшие по амплитуде колебания его излучения как в непрерывном спектре, так и в эмиссиях. Полученные результаты находятся в согласии с данными других наблюдателей.

Авторы благодарят А.Н.Абраменко за подготовку аппаратуры к наблюдениям и ценные методические советы, а также С.Г.Сергеева за предоставление программы для обработки спектров.

Крымская астрофизическая
обсерватория, Украина

SPECTROPHOTOMETRICAL MONITORING OF THE NUCLEUS OF THE SEYFERT GALAXY NGC 4151 DURING BRIGHTNESS MINIMUM IN 1988

. . L.M.SHARIPOVA, V.V.PROKOF'EVA

The spectrophotometrical monitoring of the seyfert galaxy NGC4151 nucleus was carried out in 1988 from January 23 till June 10 in the spectral region 4000 - 7000Å. The 0.5m meniscus telescope, slitless spectrograph and digital highsensitive television complex at the Crimean Astrophysical Observatory were used. The exposure time was 150-300 s, and the time resolution with due regard for reference star spectra recording was about 30 min. The results show that galaxy nucleus was in deep minimum. In time scale days-months the synthetic magnitudes V_{syn} and continuum fluxes F_{con} had similar time behaviour; the amplitudes of variability were up to 15% in January-April and the increase of brightness 30% was recorded in May 13-14. The temporal dependence of the fluxes in spectral blends ($H_{\gamma} + O[III]$ 4959Å + 5007Å) and ($H_{\alpha} + N[II]$ 6548Å + 6584Å) was different.

ЛИТЕРАТУРА

1. *C.K.Seyfert*, *Astrophys. J.*, 97, 28, 1943.
2. *В.М.Лютый*, Активные ядра и космогония, под ред. Д.Я.Мартынова, изд-во МГУ, М., 1987, с.89.
3. *Н.Г.Бочкарев*, Активные ядра и космогония, под ред. Д.Я.Мартынова, изд-во МГУ, М., 1987, с.115.
4. *В.М.Лютый, А.А.Аслапов, И.М.Волков, Д.Е.Калосов, Т.С.Хрузина*, Письма в Астрон. ж., 15, N7, 579, 1989.
5. *В.В.Прокофьева, Л.М.Шарипова*, Астрофизика, 39, 101, 1996.
6. *А.Н.Абраменко, Н.И.Бондарь, В.А.Майер, Е.П.Павленко, В.В.Прокофьева, Л.М.Шарипова*, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 78, 182, 1988.
7. *А.Н.Абраменко, В.А.Майер, В.В.Прокофьева, Л.М.Шарипова*, Оптико-механическая промышленность, N2, 10, 1991.
8. *В.В.Прокофьева, Л.М.Шарипова*, Кинематика и физика небесных тел, 13, N3, 82, 1997.
9. *J.V.Barnes, D.S.Hayes*, *IRS Standard Star Manual*, Kitt Peak National Observatory, 1984.
10. *M.J.Penston, M.V.Penston, A.Sandage*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 83, 783, 1971.
11. *В.И.Бурнашев*, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 76, 70, 1987.
12. *А.Н.Абраменко, Е.С.Агапов, В.Ф.Анисимов, Н.Д.Галинский, В.В.Прокофьева, С.М.Синенко*, "Телесизионная астрономия", под ред. В.Б.Никонова, 2-е изд., Наука, М., 1984г., с. 150.
13. *В.М.Лютый, В.Л.Окнянский*, *Астрон. ж.*, 64, 465, 1987.
14. *В.М.Лютый, В.Л.Окнянский, К.К.Чуваев*, Письма в Астрон. ж., 10, 335, 1984.
15. *V.L.Oknyanskij, V.M.Lyutyl, K.K.Chuvaev*, *IAU Symp. N159. Multi-wavelength Continuum Emission of AGN*, eds. *T.J.-L. Courvoisieir, A.Blecha*, Netherlands. Kluwer Ac. Publ., 1994, p.401.
16. *N.Solomos, M.J.Whitehead, J.Meaburn et al*, *Astron. Astrophys.*, 229, 80, 1990.
17. *Н.А.Гусейнов*, Астрон. циркуляр., N1533, 1, 1988.
18. *В.М.Лютый*, Астрон. ж., 54, 1153, 1977.
19. *К.К.Чуваев, В.Л.Окнянский*, Астрон. ж., 66, 1, 1989.
20. *С.Г.Сергеев*, Астрон. ж., 71, 189, 1994.
21. *C.Collin-Souffrin, M.Joly, N.Heidmann, S.Dumont*, *Astron. Astrophys.*, 72, 293, 1979.
22. *Н.И.Меркулова, И.И.Проник*, Астрофизика, 19, 245, 1983.
23. *A.P.Fairrell*, *Nature*, 304, 241, 1983.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С ПЕРЕМЫЧКОЙ. III. СРАВНИТЕЛЬНАЯ СТАТИСТИКА SB И SA ГАЛАКТИК В ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ

Р.А.КАНДАЛЯН, А.Т.КАЛЛОГЛЯН

Поступила 1 мая 1998

Сопоставлены характеристики галактик с перемычкой и без перемычки в инфракрасном диапазоне, используя для этой цели составленные нами две полные выборки. Полученные данные показывают, что звездообразовательный процесс более активно протекает в галактиках с перемычкой, чем в галактиках без перемычки, что естественно считать следствием присутствия самой перемычки.

1. *Введение.* В части II этой серии [1], на основе составленного нами Каталога галактик с перемычкой [2], были представлены характеристики SB-галактик в оптике и проведено сопоставление полученных данных с аналогичными характеристиками для галактик без перемычки. При этом был использован также составленный нами список галактик без перемычки, содержащий около 450 объектов.

В [1] было установлено, что по ряду параметров и свойств, как, например, по активности ядер и степени концентрации в группах, галактики с перемычкой и без перемычки почти не отличаются друг от друга. Однако процесс звездообразования, по-видимому, более эффективно протекает в галактиках с перемычкой. Имея это в виду, в настоящей работе мы исследуем особенности обоих типов галактик в инфракрасной области спектра, поскольку именно в этой области более целесообразно исследование вопросов звездообразования в галактиках. Здесь обычно используются отношение светимостей в инфракрасной и оптической областях $L_{\text{FIR}}/L_{\text{B}}$ и отношения плотности потоков S на длинах волн 12, 25, 60 и 100 μm [3].

Разные авторы используют различные вариации инфракрасных показателей цвета. Так, Пакслей и др. [4] считают, что галактики с $\lg(S_{12}/S_{25}) < -0.35$ содержат области звездообразования. Эскридж и Погге [5] допускают, что значение $\lg(S_{60}/S_{100}) \approx -0.35$ является тем пределом, выше которого значительная часть далекого инфракрасного излучения обусловлена звездообразованием. В [6] авторы считают, что отношение S_{25}/S_{100} является наилучшим параметром для выявления следов недавнего

звездообразования. Найдено, что в нормальных галактиках это отношение в среднем равняется -1.30 , между тем для лайнеров и вспышек звездообразования оно соответственно равно -1.15 и -0.75 .

Хуанг и др. [3] используют отношение $\lg(S_{25}/S_{12})$. В этой работе авторы показали, что яркие в инфракрасной области SB-галактики в среднем имеют значительно более высокие значения отношений $L_{\text{FIR}}/L_{\text{B}}$ и S_{25}/S_{12} , чем галактики без перемычки. При этом этот эффект более нагляден в случае сопоставления инфракрасных цветов. К тому же, по данным авторов, указанный эффект более ярко выражается у ранних типов SB-галактик (в подтипах SB0/a - SBbc), а в промежуточном типе SAB - не наблюдается вовсе. С другой стороны, для галактик с $L_{\text{FIR}}/L_{\text{B}} < 0.1$, это же отношение ниже в случае галактик с перемычкой, чем без перемычки.

В работе [7] Мартине и Фридли исследовали выборку из 32 невзаимодействующих галактик с перемычкой и пришли, в частности, к выводу, что все галактики, показывающие высокую активность звездообразования, имеют мощные и более длинные перемычки. Однако не все подобные перемычки содействуют активному звездообразованию. С другой стороны, в галактиках со слабыми и короткими перемычками не наблюдается заметной активности звездообразования. Заметим, что в работе [7] за индикатор активности звездообразования использовано отношение $\lg(S_{25}/S_{100})$.

Влияние перемычки обнаруживается также в распределении HII-областей вдоль перемычек и в околядерных областях галактик с перемычкой [8,9]. Мартин и Рой [8] различают три типа SB-галактик: галактики, в которых HII-области сосредоточены в перемычках, наблюдаются как в перемычках, так и в околядерных областях и, наконец, встречаются, в основном, в ядерных или околядерных областях.

Таким образом, имеющиеся данные свидетельствуют о важной роли перемычек в звездообразовательной активности галактик. Однако отметим, что имеется и противоположная точка зрения, и дискуссия по вопросу о роли перемычек в звездообразовательном процессе продолжается.

В настоящей статье приводятся результаты статистического анализа данных в инфракрасной области спектра как для галактик с перемычкой из Каталога [2], так и для галактик без перемычки из составленного нами списка (не опубликован).

2. *Использованные данные.* Каталог [2] содержит 690 галактик с перемычкой типов SB и SAB с $B_T \leq 13^m.5$ и $\delta \geq -10^\circ$. До этой звездной величины Каталог является полным. В нем приводятся данные, определенные в оптических лучах, в том числе морфологические подтипы

и классы активности. Из приведенных в Каталоге данных в настоящей работе использованы интегральные звездные величины B_T , радиальные скорости V_r для определения светимостей и морфологические подтипы галактик.

Потоки в инфракрасных лучах на волнах 12, 25, 60 и 100 μm брались из каталогов IRAS. При этом были вычислены инфракрасные светимости L_{FIR} по следующей формуле:

$$\lg L_{\text{FIR}} = 5.595 + 2 \lg D + \lg(2.58 S_{60} + S_{100}),$$

где S_{60} и S_{100} - плотность потоков на 60 μm и 100 μm в Янских, D - расстояние в Мпк.

Оптические светимости L_B были вычислены по формуле:

$$\lg L_B = 12.164 + 2 \lg D - 0.4 B_T.$$

При вычислении обеих светимостей для постоянной Хаббла принято значение $H = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$. Значения светимостей приведены в единицах солнечной светимости.

Помимо отношения L_{FIR}/L_B , мы вычислили также отношения плотности потоков S_{12}/S_{25} и S_{60}/S_{100} .

Перечисленные параметры были определены для галактик с перемычкой из Каталога [2] и для галактик без перемычки из составленного нами списка, содержащего около 450 объектов с $B_T \leq 13^m.5$ и $\delta \geq +30^\circ$.

Использованная нами выборка галактик совершенно отличается от той, которая использована Хуангом и др. [3]. У этих авторов выборка галактик с перемычкой включает те из них, для которых плотность потока на 60 μm больше или равняется 5.4 Ян, т.е. заведомо являются яркими в инфракрасной области.

3. *Результаты статистики.* Для начала мы построили распределение галактик с перемычкой по параметру L_{FIR}/L_B . На рис.1 это распределение приводится в логарифмической шкале. Приведенная кривая представляет нормальное распределение. В построении

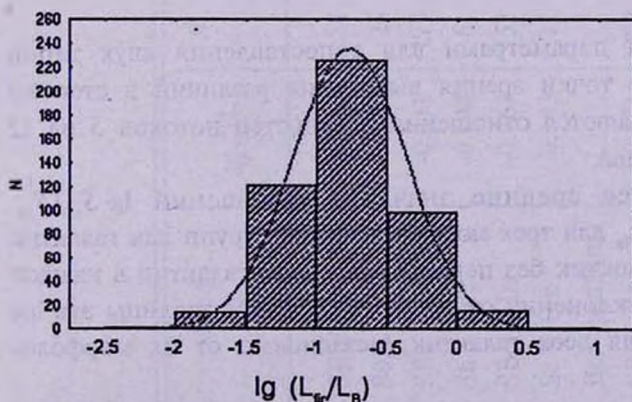


Рис.1. Распределение галактик с перемычкой по отношению L_{FIR}/L_B . Кривая представляет нормальное распределение.

гистограммы использованы 477 галактик с перемычкой. Как видно из рисунка, гистограмма хорошо аппроксимируется кривой нормального распределения.

Функция светимости в инфракрасной области была построена как для галактик с перемычкой, так и для галактик без перемычки. На рис.2 по оси абсцисс отложены логарифмы светимостей на волне $60 \mu\text{m}$, а по оси ординат - логарифм пространственной плотности галактик в единичном интервале звездных величин. Функция FIR светимости

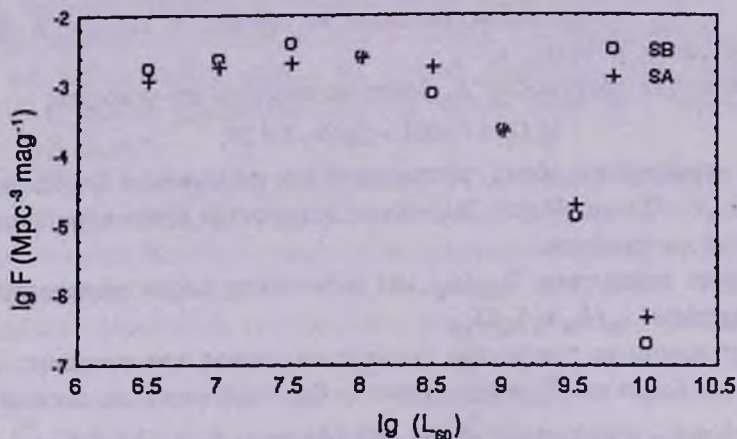


Рис.2. Инфракрасная функция светимости галактик с перемычкой (кружки) и без перемычки (крестики).

была вычислена с использованием оптической функции светимости [1].

Из рис.2 видно, что нет каких-либо различий между функциями светимости галактик с перемычкой и без перемычки. Напомним, что в работе [1] были получены некоторые различия в функциях светимости двух выборок в оптике.

Не были получены различия также в распределениях по L_{FIR}/L_B для галактик с перемычкой и без перемычки (в данной работе эти кривые не приводятся).

Более подходящими параметрами для сопоставления двух типов спиральных галактик, с точки зрения выявления различий в степени формирования звезд, являются отношения плотностей потоков S на 12 и $25 \mu\text{m}$ и на 60 и $100 \mu\text{m}$.

В табл.1 приводятся средние значения отношений $\lg S_{12}/S_{25}$, $\lg S_{60}/S_{100}$, $\lg L_{\text{FIR}}/L_B$ и $\lg L_{\text{FIR}}$ для трех морфологических групп как галактик с перемычкой, так и галактик без перемычки, число галактик в каждой группе и стандартные отклонения от среднего. В конце таблицы эти же величины приведены для всех галактик, независимо от их морфологических подтипов.

Таблица 1

ДАННЫЕ СТАТИСТИКИ

Морф. тип	$\lg \frac{S_{12}}{S_{25}}$	N	σ_{μ}	$\lg \frac{S_{60}}{S_{100}}$	N	σ_{μ}	$\lg \frac{L_{\text{FIR}}}{L_{\text{B}}}$	N	σ_{μ}	$\lg L_{\text{FIR}}$	N	σ_{μ}
SB0/a - SBa	-0.310	58	0.033	-0.404	94	0.019	-0.724	94	0.051	9.442	94	0.079
S0/a - Sa	-0.206	26	0.037	-0.438	45	0.026	-0.658	45	0.078	9.425	45	0.102
SBb - SBc?	-0.211	179	0.014	-0.464	252	0.009	-0.697	251	0.023	9.701	251	0.036
Sb - Sc?	-0.144	61	0.019	-0.501	93	0.018	-0.682	93	0.036	9.696	93	0.067
SBc - Irr	-0.267	52	0.033	-0.433	132	0.011	-0.939	132	0.032	8.887	132	0.060
Sc - Sm	-0.143	11	0.039	-0.504	25	0.027	-0.951	25	0.087	8.937	25	0.177
Все подтипы												
SB + SAB	-0.241	289	0.013	-0.443	478	0.007	-0.769	477	0.019	9.425	477	0.034
SA	-0.161	98	0.016	-0.484	163	0.013	-0.717	163	0.033	9.504	163	0.058

Из данных табл.1 видно, что во всех морфологических группах для галактик с перемычкой отношение S_{12}/S_{25} меньше, а отношение S_{60}/S_{100} - больше, чем для галактик без перемычки. Это свидетельствует о том, что звездообразовательная активность в галактиках с перемычкой выражена сильнее. Отметим также, что при рассмотрении всех морфологических подтипов вместе, отношение L_{FIR}/L_B меньше у галактик с перемычкой, однако это различие незначимо.

Для иллюстрации на рис.3 приведено распределение галактик ранних подтипов по параметру $\lg S_{12}/S_{25}$. По оси ординат отложены кумулятивные доли галактик в процентах.

Как видим из рис.3, галактики с перемычкой довольно сильно отличаются от галактик без перемычки. Отметим, что это утверждение справедливо и для поздних морфологических подтипов. В отличие от этого, по параметру $\lg S_{60}/S_{100}$ галактики с перемычкой отличаются от

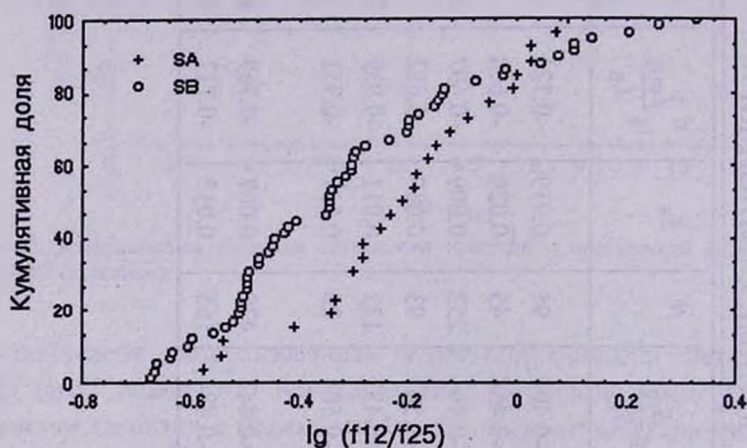


Рис.3. Кумулятивное распределение ранних типов ($0 = T \leq 2$) галактик с перемычкой (кружки) и без перемычки (крестики) по параметру $\lg S_{12}/S_{25}$.

галактик без перемычки только в более поздних, чем Sc подтипах (рис.4).

На рис.5 приводится зависимость между $\lg S_{12}/S_{25}$ и $\lg S_{60}/S_{100}$ для галактик с перемычкой и без перемычки. Эти зависимости хорошо аппроксимируются отрезками прямых, уравнения которых, полученные методом наименьших квадратов, следующие:

$$\lg S_{12}/S_{25} = -0.60 - 1.04 \lg S_{60}/S_{100} \quad \text{для SB-галактик,} \\ \pm 0.04$$

$$\lg S_{12}/S_{25} = -0.50 - 0.82 \lg S_{60}/S_{100} \quad \text{для SA-галактик.} \\ \pm 0.07$$

Различие в угловых коэффициентах прямых значимо на уровне < 0.01 .

Таким образом, имеется определенное различие между SB- и SA-галактиками на диаграммах зависимостей $\lg S_{12}/S_{25}$ и $\lg S_{60}/S_{100}$.

Теперь рассмотрим поведение галактик с перемычкой разных морфоло-

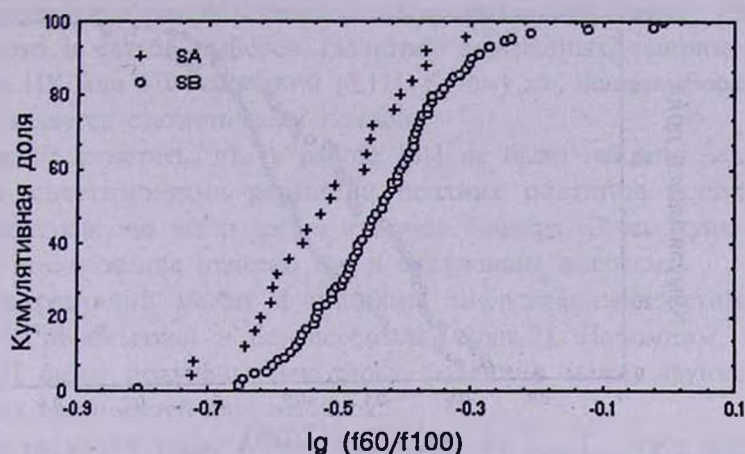


Рис.4. Кумулятивное распределение по параметру $\lg S_{60}/S_{100}$ для поздних типов ($5 < T \leq 10$) галактик с перемычкой (кружки) и без перемычки (крестики).

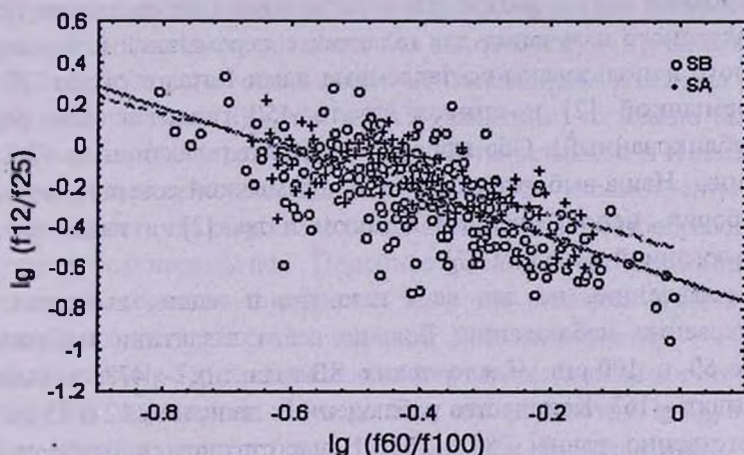


Рис.5. Зависимость $\lg S_{12}/S_{25}$ от $\lg S_{60}/S_{100}$ для галактик с перемычкой и без перемычки. Представлены также линии регрессии (сплошная - SB, пунктирная - SA).

гических подтипов. На рис.6 приведено распределение галактик с перемычкой по параметру $\lg S_{12}/S_{25}$ для ранних и средних подтипов. Как видим, галактики средних подтипов более активны по звездообразованию, чем галактики ранних подтипов (см. также табл.1). Это различие в распределениях наблюдается также по параметру $\lg S_{60}/S_{100}$.

4. *Обсуждение.* Как было сказано во Введении, есть веские аргументы в пользу связи активности звездообразования с наличием перемычки в галактиках. Более того, активность звездообразования по некоторым данным зависит также от морфологии самих перемычек, от, так называемой, мощности и относительной длины перемычки [7].

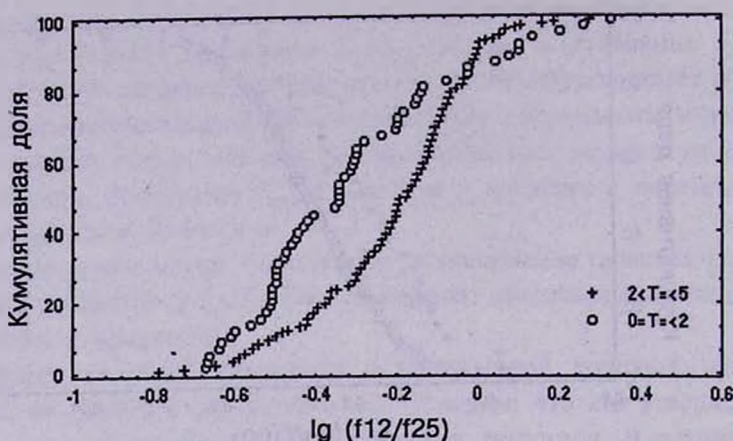


Рис.6. Кумулятивное распределение галактик с перемычкой по $\lg S_D/S_B$. Кружки соответствуют ранним типам ($0 = T \leq 2$), крестики - промежуточным типам ($2 < T \leq 5$).

Основной целью настоящей работы было сопоставление параметров инфракрасного излучения для галактик с перемычкой и без перемычки. Для этого использованы составленные нами Каталог около 700 галактик с перемычкой [2] и список около 450 галактик без перемычки (неопубликованный). Обе выборки содержат галактики до 13.5 звездной величины. Наша выборка галактик с перемычкой совершенно отличается от выборки, использованной Хуангом и др. [3], а также от выборки, использованной в работе [7].

К сожалению, не для всех галактик в наших выборках имеются инфракрасные наблюдения. Больше всего галактики наблюдались на волнах 60 и 100 μm . Число таких SB-галактик - 478, а галактик без перемычки - 163. Количества наблюдаемых на волнах 12 и 25 μm галактик соответственно равны 289 и 98. Наша статистика основана на этих данных.

Во Введении отмечалось, что, согласно [3], влияние перемычки на процесс звездообразования более ярко выражается у ранних типов (до SBbc). Такой же результат получен в работе [10] на основе данных наблюдений в линии H_α . По нашим же данным, SB-галактики более активны по темпу звездообразования, чем галактики без перемычки во всех подтипах. Следует также отметить, что, согласно [10], поздние подтипы SB-галактик все же более активны по темпу звездообразования, чем галактики без перемычки тех же подтипов. Однако значимость этого различия невелика.

Нам кажется, что результаты нашей работы, а также данные работы [10] более точно отражают свойства галактик с перемычкой, так как обе выборки составлены на основе оптических данных и не смещены в

сторону экстремальных объектов по темпу звездообразования, как это имеет место в случае выборок галактик, отобранных, например, по мощности ИК или УФ излучений [3,11]. К тому же, наша выборка SB-галактик является статистически полной.

Интересно отметить, что в работе [11] не было найдено различие между H_α -свечистостями ранних и поздних подтипов галактик с перемычкой, как это наблюдается в случае близких SB-галактик [10].

Наше исследование привело нас к следующим выводам.

1. Нет различий между функциями инфракрасных светимостей галактик с перемычкой и без перемычки (рис.2). Напомним, что в работе [1] были получены некоторые различия между функциями оптических светимостей двух выборок.

2. Нет различий также в распределениях по L_{FIR}/L_B . Этот результат мог быть интерпретирован тем, что это отношение не является удобным параметром для исследования активности звездообразования. Однако, согласно Хуангу и др. [3], по этому же параметру галактики с перемычкой существенно отличаются от галактик без перемычки, а промежуточные типы SAB, наоборот, не отличаются от последних. Поскольку наш Каталог [2] включает как SB-, так и SAB-галактики, то можно было бы подумать, что имеющиеся различия между SB-галактиками и галактиками без перемычки вуалируются. Однако раздельное рассмотрение SAB-галактик показывает, что они также более активны по звездообразованию, чем галактики без перемычки. Подобное расхождение результатов по SAB-галактикам, вероятно, связано с тем, что выборка Хуанга и др. [3] заведомо включает галактики высокой FIR светимости.

3. По параметру $\lg S_{12}/S_{25}$ галактики с перемычкой сильно отличаются от галактик без перемычки. Между тем, по параметру $\lg S_{60}/S_{100}$ это различие замечается лишь в более поздних, чем Sc галактиках.

В зависимости между $\lg S_{12}/S_{25}$ и $\lg S_{60}/S_{100}$ имеется определенное различие между двумя выборками галактик. Наблюдаемое различие в угловых коэффициентах, значимое на уровне < 0.01 , показывает, что зависимость является более крутой для галактик с перемычкой.

4. Среди SB-галактик объекты средних подтипов более активны по звездообразованию, чем объекты ранних подтипов.

Таким образом, по полученным в настоящей работе данным имеются определенные различия между инфракрасными показателями цвета галактик с перемычкой и без перемычки. Полученные различия свидетельствуют о том, что процесс звездообразования протекает более активно в галактиках с перемычкой. Естественно думать, что этому содействует наличие самой перемычки.

В следующих работах этой серии мы рассмотрим радио, рентгеновские и близкого ИК свойства галактик с перемычкой.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения

INVESTIGATION OF BARRED GALAXIES. III. A COMPARATIVE STATISTICS OF SB AND SA GALAXIES IN INFRARED

R.A.KANDALYAN, A.T.KALLOGHLYAN

The infrared characteristics of galaxies with and without bars have been compared in two complete samples compiled by authors. The obtained results show that the star forming activity is higher in barred galaxies rather than in galaxies without bars. This result should simply be a consequence of existence of the bars themselves.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Т.Каллоглян, Р.А.Кандалян, *Астрофизика*, 41, 185, 1998.
2. Р.А.Кандалян, А.Т.Каллоглян, *Астрофизика*, 41, 5, 1998.
3. J.H.Huang, Q.S.Gu, H.J.Su, T.G.Hawarden, X.H.Liao, G.X.Wu, *Astron. Astrophys.*, 313, 13, 1996.
4. P.J.Puxley, T.G.Hawarden, C.M.Mountain, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 231, 465, 1988.
5. P.B.Eskridge, R.W.Pogge, *Astron. J.*, 101, 2056, 1991.
6. D.Dultzin-Насцан, J.Masegosa, M.Moles, *Astron. Astrophys.*, 238, 28, 1990.
7. L.Martinet, D.Friedli, *Astron. Astrophys.*, 323, 363, 1997.
8. P.Martin, J.-R. Roy, *Astrophys. J.*, 445, 161, 1995.
9. P.Martin, D.Friedli, *Astron. Astrophys.*, 326, 449, 1997.
10. L.C.Хо, A.V.Filippenko, W.L.W.Sargent, *Astrophys. J.*, 487, 591, 1997.
11. T.Contini, S.Considere, E.Davoust, *Astron. Astrophys.*, Suppl. 130, №2, 1998.

УДК: 524.1-62

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

А.М.МИКАЕЛЯН, К.С.ГИГОЯН

Поступила 6 мая 1998

Принята к печати 23 мая 1998

Приводится четвертый список оптически отождествленных точечных источников из каталога IRAS PSC, содержащий 34 незвездных объекта. Отождествления проводились на основе Оцифрованного обзора неба (DDS), Первого Бюраканского обзора (FBS), голубых и красных карт Паломарского обзора (POSS) и инфракрасных потоков на длинах волн 12, 25, 60 и 100 мкм в области $+61^\circ \leq \delta \leq 65^\circ$ и $11^h 15^m \leq \alpha \leq 18^h 35^m$ с площадью 200 кв. гр. Для отождествленных объектов определены оптические координаты, их отклонения от ИК-координат, звездные величины V , показатели цвета CI и предварительные классы. Объекты имеют оптические звездные величины в пределах $12.5^m - 21^m$. Среди отождествленных галактик встречаются кандидаты в Сейферты, взаимодействующие пары, галактики со спутниками и сверхассоциациями и др. Во многих случаях галактики встречаются группами, и ИК-излучение может быть обусловлено нагреванием межгалактического вещества внутри группы. Приводятся карты отождествления для этих объектов из DDS.

1. *Введение.* С 1995г. проводится работа по оптическому отождествлению точечных источников IRAS PSC [1] с помощью низкодисперсионных спектров FBS [2], изображений DSS [3] и голубых, и красных изображений POSS на высоких галактических широтах [4]. Первые три списка, содержащие 206 объектов, опубликованы в [5-7]. Данная работа, основанная на низкодисперсионных пластинках FBS, имеет определенные преимущества, так как эти спектры позволяют опознать вероятных оптических двойников ИК-источников с большей уверенностью. Отметим, что некоторые типы объектов, соответствующих 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 [8,9].

В работе [5] подробно описаны идеологические и методические основы данной программы, рассчитанной на отождествление и исследование всех источников IRAS PSC в области $+61^\circ \leq \delta \leq +90^\circ$ на высоких галактических широтах ($|b| \geq 15^\circ$), где проводился обзор FBS. В ней приводятся обоснование целесообразности использования FBS для такой работы, принципы отождествления и определения оптических

характеристик объектов. В работе [7] приводится описание наблюдательного материала FBS, на основе которого проводились отождествления.

2. *Список объектов.* В табл.1 приведен список 34 оптически отождествленных незвездных объектов на вышеуказанном основании. В ее последовательных столбцах приводятся: 1 - порядковый номер отождествленного источника; 2 - обозначение источника IRAS; 3, 4 - оптические координаты для эпохи 1950.0 (для удобства сравнения с координатами IRAS) с точностью $0.5''(\alpha)$ и $1''(\delta)$, определенные с DSS; 5, 6 - отклонения оптических координат от координат IRAS PSC ($\Delta\alpha = \alpha_{\text{out}} - \alpha_{\text{ИК}}$ и $\Delta\delta = \delta_{\text{out}} - \delta_{\text{ИК}}$); 7 - видимая звездная величина V с точностью около 0.5^m , определенная с POSS на основании калибровки "диаметр изображения - звездная величина" [10]; 8 - показатели цвета CI с точностью около 0.5^m , определенные тем же способом; 9 - тип объектов, определенный с низкодисперсионных спектров FBS и прямых изображений DSS, QSO - кандидаты в квазары, S, S0, Irr - галактики соответствующих типов и Gal - галактики без определения типа.

После таблицы приведены комментарии для отдельных, в основном наиболее интересных объектов.

Для всех 34 объектов табл.1 приводятся карты отождествления с DSS.

3. *Заключение.* В области $+61^\circ \leq \delta \leq 65^\circ$ и $11^h15^m \leq \alpha \leq 18^h35^m$ с площадью 200 кв. гр. оптически отождествлено 113 из 119 неотожествленных 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. Среди 34 незвездных объектов имеется 1 кандидат в QSO, 24 изолированные галактики и 9 кратных систем галактик. 5 спиральных галактик могут оказаться типа Sy, так как они имеют компактные центральные области и УФ-избыток на низкодисперсионных спектрах. Определенный интерес представляют также кратные галактики и компактные группы, отождествленные с точечными источниками IRAS.

Изучение оптических характеристик отождествленных объектов с использованием их IRAS-данных даст возможность для многостороннего понимания природы этих объектов. Начаты спектральные наблюдения вновь отождествленных галактик на 6-м телескопе Специальной Астрофизической Обсерватории РАН [11].

Бюраканская астрофизическая
обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения

Таблица 1

СПИСОК ОТОЖДЕСТВЛЕННЫХ 34 IRAS-ИСТОЧНИКОВ

No	IRAS обозначение	Оптические координаты		Отклонения координаты		m_v	CI	Тип
		α_{1950}	δ_{1950}	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$			
1	2	3	4	5	6	7	8	9
207	16101 + 6345	10 ^h 11 ^m .1	45 ^s 11"	0'.5	7"	16 ^m .5	+0 ^m .3	Gal
208	16118 + 6231	11 48.4	31 14	-0.7	8	13.3	+0.6	Sa:
209	16139 + 6212	13 55.4	12 13	-0.5	-7	14.2	+0.6	Sa:
210	16219 + 6437	21 55.7	37 02	0.0	-18	18.1	+1.7	S
211a	16365 + 6403	36 28.5	03 42	-2.8	-12	17.5	+0.5	S:
211b		36 30.3	03 47	-1.0	-7	15.7	-0.4	Sc:
211c		36 35.3	04 01	4.0	7	12.6	+0.1	Sa:
212a	16372 + 6445	37 15.5	46 00	1.9	23	20.8	+0.6	Gal
212b		37 16.8	46 07	3.2	30	20.2	+0.4	Gal
213a	16452 + 6418	45 16.3	17 29	-1.6	-32	16.3	+0.8	S:
213b		45 17.1	18 19	-0.8	18	16.6	+0.6	Gal
213c		45 18.2	18 06	0.3	5	14.2	+0.5	Sa:
213d		45 19.5	18 04	1.6	3	17.1	+0.1	Irr:
214a	16572 + 6158	57 14.8	59 02	-1.4	23	19.8	+0.4	Gal
214b		57 17.1	59 14	0.9	35	19.2	+0.9	Gal
214c		57 18.1	58 24	1.9	-15	21.5	+0.5	Gal
215	17008 + 6444	00 49.9	44 55	-0.3	12	12.6	+0.3	Gal
216	17017 + 6416	01 49.2	16 35	1.3	-10	14.1	+0.4	Sa:
217	17102 + 6442	10 15.6	42 53	-0.5	2	14.4	+1.0	SBb:
218	17173 + 6119	17 23.8	19 06	0.7	2	14.7	0.0	SO/Sa:
219	17190 + 6219	19 03.3	19 46	-1.7	15	17.0	+2.2	Sb:
220	17207 + 6307	20 39.7	07 26	-2.5	-7	15.3	+1.1	Sab:
221	17328 + 6420	32 53.4	20 15	0.5	3	18.0	+1.3	S
222	17349 + 6139	34 59.9	39 25	5.0	-3	16.2	+0.5	S
223a	17398 + 6136	39 47.7	36 33	-4.2	27	18.1	+0.8	S:
223b		39 49.5	36 44	-2.4	38	20.8	+0.6	Gal
223c		39 53.3	36 28	1.4	22	20.3	+0.4	S
224a	17412 + 6144	41 12.2	44 29	-3.5	12	20.1	+1.1	S:
224b		41 20.4	44 30	4.7	13	20.8	+0.5	S:
225	17416 + 6346	41 37.0	46 47	0.0	7	13.6	+0.9	Sa:
226	17442 + 6454	44 09.0	54 11	-3.4	-10	17.3	+0.3	QSO:
227	17442 + 6130	44 19.5	30 52	2.4	13	14.0	+0.2	Sb:
228	17469 + 6416	46 59.7	16 49	0.3	3	14.6	+0.8	S:
229	17527 + 6301	52 43.8	01 42	1.7	3	16.2	+0.5	Sb:
230	17552 + 6209	55 13.0	10 02	0.2	2	16.4	+0.9	Sb:
231	18024 + 6255	02 27.9	55 41	0.0	-15	16.2	+0.5	Sa:
232	18088 + 6229	08 46.3	29 15	-2.4	-8	14.5	+0.6	S
233	18116 + 6328	11 38.4	29 04	1.5	5	13.9	+0.4	S:
234	18162 + 6306	16 15.2	06 44	3.0	8	18.8	+0.2	Sa:
235a	18169 + 6433	16 55.6	32 35	-2.6	-28	20.5	+0.6	Gal
235b		16 55.8	32 46	-2.4	-17	19.2	+0.9	S:
235c		16 58.7	32 43	0.5	-20	12.4	+0.1	Sa:
235d		17 00.8	32 46	2.6	-17	15.1	+0.1	S
236	18247 + 6102	24 41.2	02 06	-2.0	-10	15.7	+0.4	S
237	18252 + 6315	25 14.8	15 52	-0.8	-3	15.9	0.0	Sb:
238a	18286 + 6309	28 09.0	09 53	-0.8	2	21:	+0.5	Gal
238b		38 09.3	09 53	-0.5	2	21:	+0.5	Gal
239	18344 + 6341	34 27.3	41 57	0.0	13	20.3	+0.6	S:
240a	18348 + 6343	34 53.7	43 19	4.3	-15	20.0	+0.9	S:
240b		34 53.7	42 57	4.3	-37	18.4	+0.9	S
240c		34 57.4	43 51	8.0	17	18.2	+1.1	S

Примечания к отдельным объектам табл.1:

- 16101+6345 - компактная, звездобразная галактика. Возможно, имеется выброс с севера.
 16139+6212 - компактная галактика, вытянутая NE - SW.
 16219+6437 - с юга видна галактика, наблюдаемая с ребра. На юго-востоке находится яркая галактика ZW 320.027.
 16365+6403 - компонента *b* возможно двойная, компонента *c* имеет спутник с юга. Все три галактики расположены на одной линии, причем на той же линии с запада есть еще одна галактика. В группу могут входить еще 3-4 слабые галактики.
 16372+6445 - компонента *b* компактная. В соседстве есть и другие галактики.
 16452+6418 - 4 относительно яркие галактики, компоненты *c* и *d* сильно взаимодействуют.
 16572+6158 - компонента *a* компактная, с относительно слабая (на O-карте POSS отсутствуют).
 17102+6442 - спиральная галактика, вытянутая E - W. Возможно, имеется спутник с севера.
 17173+6119 - голубая галактика овальной формы, вытянутая N - S.
 17207+6307 - компактная галактика, вытянутая NE - SW. Кандидат в Sy.
 17349+6139 - компактная галактика, вытянутая NE - SW. Кандидат в Sy. Имеет спутник с юга.
 17398+6136 - компонента *a* компактная, две другие - круглой формы.
 17412+6144 - интереснейший объект: между компонентами *a* и *b* (ближе к *a*) наблюдаются еще 6 слабых галактик, расположенных на двух симметричных дугах. Гравитационная линза?
 17416+6346 - галактика со спутником с юга, вытянутая NW - SE.
 17442+6454 - компактный объект. С юга, возможно, наблюдается спиральная ветвь.
 17442+6130 - компактная галактика, вытянутая NE - SW. С востока наблюдаются две другие галактики.
 17469+6416 - эмиссионная галактика с УФ-избытком, вытянутая NE - SW. С севера наблюдается слабый спутник.
 17552+6209 - компактная галактика, вытянутая N - S. Кандидат в Sy. В соседстве есть и другие галактики.
 18116+6238 - компактная галактика, вытянутая E - W. Кандидат в Sy. В спектре FBS, возможно, наблюдается H_{α} в эмиссии.
 18169+6433 - группа из 4 относительно голубых галактик. Компоненты *a* и *b* можно рассматривать как спутники яркой галактики *c*.
 18247+6102 - компактная галактика, вытянутая NW - SE. Кандидат в Sy.
 18252+6315 - голубая галактика, возможно с УФ-избытком, вытянутая N - S. С юга имеется спутник.
 18286+6309 - на E карте POSS едва заметны. На O-карте наблюдается пара галактик.
 18344+6341 - галактика, вытянутая NE - SW. В соседстве есть еще 4-5 галактик.
 18348+6343 - в соседстве (вне эллипса неопределенностей) есть и другие галактики, которые, возможно, входят в одну группу с отобранными 3 галактиками.

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

A.M.MICKAELIAN, K.S.GIGOYAN

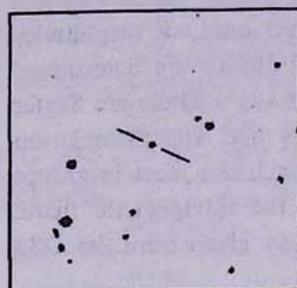
The fourth list of optically identified sources from the IRAS Point Source Catalog (PSC), containing 34 non-stellar objects is given. The identifications are made on the base of the Digital Sky Survey (DSS), the First Byurakan

Survey (FBS), blue and red images of the Palomar Observatory Sky Survey (POSS) and infrared fluxes at 12, 25, 60 and 100 μm wavelengths in the region $+61^\circ \leq \delta \leq 65^\circ$, $11^{\text{h}}15^{\text{m}} \leq \alpha \leq 18^{\text{h}}35^{\text{m}}$ with a surface of 200 sq. deg. 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 $12.5^{\text{m}} - 21^{\text{m}}$. There are Seyfert candidates, interacting pairs, galaxies with satellites and superassociations etc. among the identified galaxies. In many cases the galaxies meet in groups, and the IR radiation may be caused by heating of the intergalactic matter inside of the groups. Finding charts for these objects are given from the DSS.

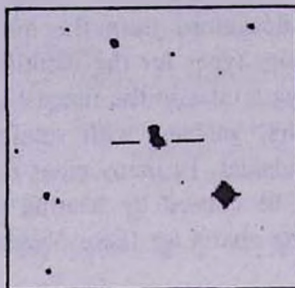
ЛИТЕРАТУРА

1. IRAS Point Source Catalog, Version 2. On the Optical Disk, "Selected Astronomical Catalogs", Supplied by NASA, v.1, 1989.
2. *B.E.Markarian, V.A.Lipovetski, J.A.Stepanian, L.K.Erastova, A.I.Shapovalova*, Commun. of the Special Astrophysical Observ., 62, 5, 1989.
3. *T.McGlynn, N.E.White, K.Scollick*, ASP Conf. Ser., 61, 34, 1994.
4. *A.M.Mickaelian*, Astrofizika, 38, 625, 1995.
5. *A.M.Микаелян*, Астрофизика, 40, 5, 1997.
6. *A.M.Микаелян, К.С.Гигоян, Д.Руссей*, Астрофизика, 40, 581, 1997.
7. *A.M.Микаелян, К.С.Гигоян*, Астрофизика, 41, 251, 1998.
8. *К.С.Гигоян*, Поиск и исследование слабых С и М звезд на пластинках FBS обзора, канд. дисс., Бюракан, 1994, 112 с.
9. *A.M.Микаелян*, Выявление и исследование голубых звездных объектов Первого Бюраканского обзора, канд. дисс., Бюракан, 1994, 284 с.
10. *I.R.King, M.J.Raff*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 89, 120, 1977.
11. *A.M.Микаелян, С.А.Акопян, С.К.Балаян, А.Н.Буренков*, Письма в Астрон. ж., 1998 (в печати).

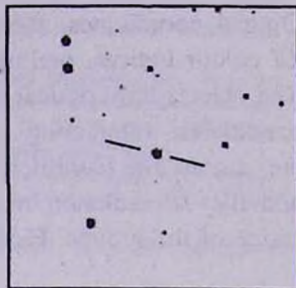
КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ IRAS-ИСТОЧНИКОВ
(Север сверху, восток слева, размеры 5' x 5')



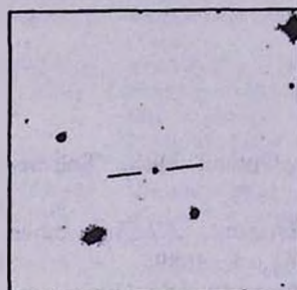
16101+6345



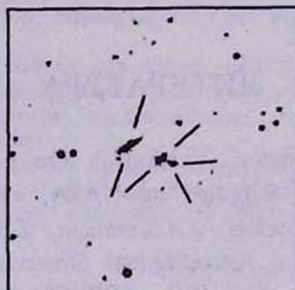
16118+6231



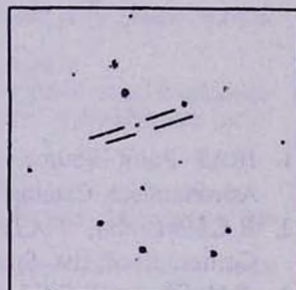
16139+6212



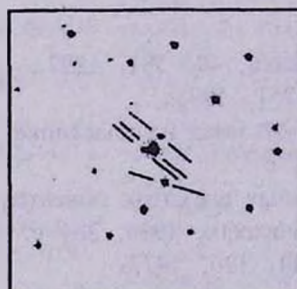
16219+6437



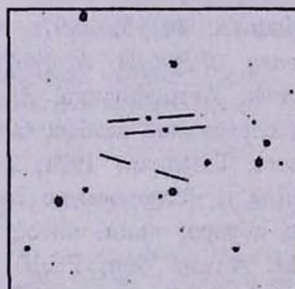
16365+6403



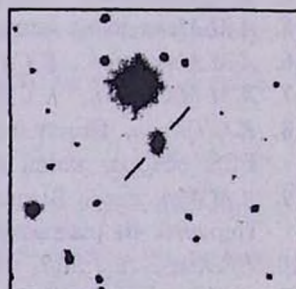
16372+6445



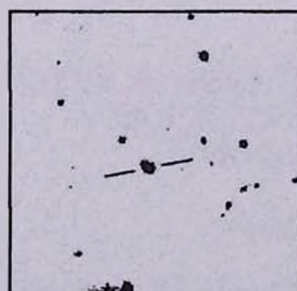
16452+6418



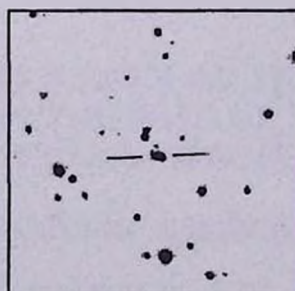
16572+6158



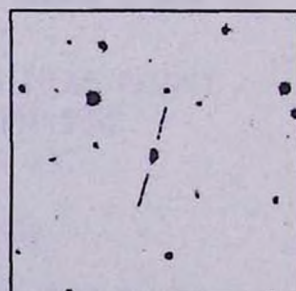
17008+6444



17017+6416



17102+6442



17173+6119



17190+6219



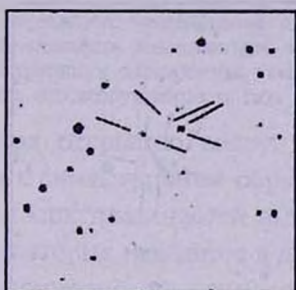
17207+6307



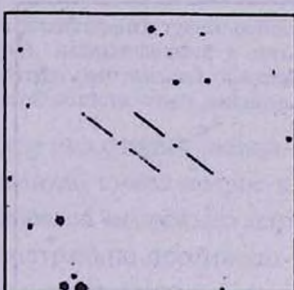
17328+6420



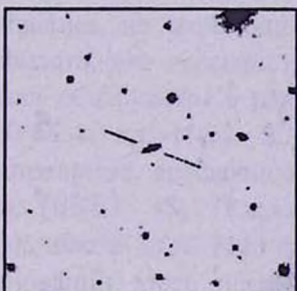
17349+6139



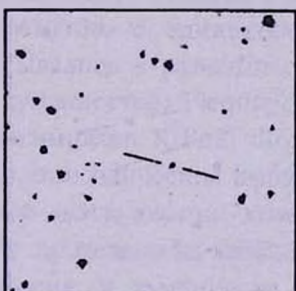
17398+6136



17412+6144



17416+6346



17442+6454



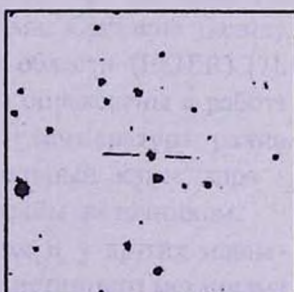
17442+6130



17469+6416



17527+6301



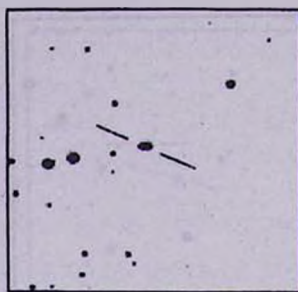
17552+6209



18024+6255



18088+6229



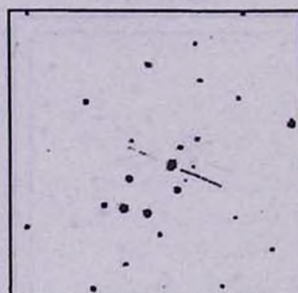
18116+6328



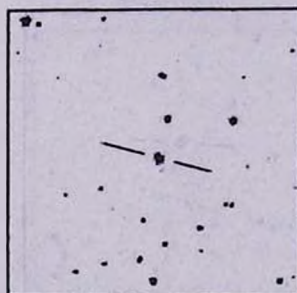
18162+6306



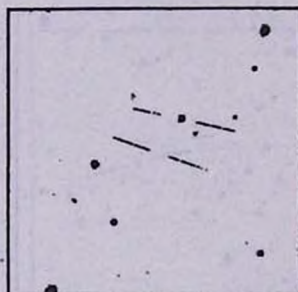
18169+6433



18247+6102



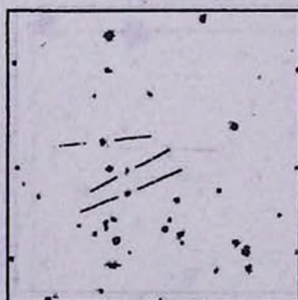
18252+6315



18286+6309



18344+6341



18348+6343

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ПЯТИ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

М.А.КАЗАРЯН, Э.С.ПАРСАМЯН, Л.ПАРРАО

Поступила 26 марта 1998

Принята к печати 25 мая 1998

Приводятся результаты спектрального исследования пяти планетарных туманностей. Определены относительные интенсивности эмиссионных линий, наблюдавшихся в них. Определены электронная концентрация и электронная температура центральной области туманности KJ Pn 8. Было показано, что возбужденность газа в этой области очень высокая.

1. *Введение.* Благодаря открытию вокруг ядер некоторых планетарных туманностей особых симметричных образований, снова возрос к ним интерес. У каждой из этих туманностей выделяются несколько пар образований, компоненты которых находятся в диаметрально противоположных направлениях и, примерно, на одинаковом расстоянии от ядра туманности. По всей вероятности, компоненты каждой пары выбрасывались из ядра одновременно с одинаковой скоростью. Следует полагать, что пары выбрасывались с разными скоростями. Такие пары были обнаружены в ряде туманностей: Fleming I, NGC 6543, He3-1475, KJ Pn 8 и др. [1-5]. В туманности KJ Pn 8, Лопес и др. обнаружили биполярные, вращающиеся, эпизодические выбросы, обозначенные ими как (BRET) [5]. Подробное исследование комплексов образований в туманности NGC 6543 было проведено на хаббловском телескопе [6]. На основании этого исследования, в туманности были выделены низко возбужденные симметричные пары, так называемые "caps" и "ansae", а также выбросы, движущиеся с большими скоростями. Согласно Балику это быстрые низкоионизированные эмиссионные области (FLIER) [7].

Некоторые параметры для ядра NGC 6543 были определены в работе [8], согласно которой спектрофотометрическая температура равна 25000°K, бальмеровский скачок, $D = -0.20$, спектральный класс ядра - WN6. Туманность NGC 6543 является рентгеновским источником.

Отмеченные особенности, как у NGC 6543, так и у других планетарных туманностей, могут быть ключом к разгадке истинного механизма происхождения этих деталей. Несомненно окончательное решение этих задач прольет свет на эволюцию планетарных туманностей.

Настоящая работа посвящена спектрофотометрии пяти планетарных

туманностей, открытых ранее нами [9] и обозначаемые как KjPn [10]. Ниже в табл.1 приведены некоторые данные относительно этих объектов. В первом и во втором столбцах приведены их порядковые номера согласно работам [9,10], соответственно. Координаты туманностей приведены для эпохи 2000г., величины угловых размеров и m , (интегральная красная звездная величина взяты из [9]).

Таблица 1

НЕКОТОРЫЕ ДАННЫЕ О ТУМАННОСТЯХ

№ туманности по [9]	№ туманности по [10]	α_{2000}	δ_{2000}	Размеры	m ,
1	K4-51	20 ^h 12 ^m .2	+40°50'.2	13x13"	15 ^m .7
2	K3-75	20 15.3	+40 40.3	17x10	16.0
5	K3-77	20 29.8	+40 22.2	19x19	13.0
6	K4-58	22 47.9	+67 02.5	17x12	14.0
8	K3-89	23 24.3	+67 57.0	13x13	15.0

2. *Наблюдательный материал.* Наблюдения были проведены одним из авторов (Э.С.П.) на 2.12-м телескопе обсерватории Г.Аро в Кананеа (Мексика) со спектрографом LFOS в фокусе Кассегрена, позволяющим получить спектральную область около $\lambda\lambda$ 4000-7100 Å с дисперсией примерно 5.5Å/pixel. Разрешающая сила системы, примерно 15Å [11]. В табл.2 приведены даты наблюдений, экспозиции и количество использованных спектров. Ширина щели была 3", а высота 360".

Спектральная чувствительность системы определялась по спектру

Таблица 2

НЕКОТОРЫЕ ДАННЫЕ ОБ УСЛОВИЯХ НАБЛЮДЕНИЙ

№ туманности	Дата наблюдений	Экспозиция (в мин.)	Количество спектров
1	04.07.95	30	1
2	04.07.95	20	1
5	04.07.95	10	1
6	04.07.95	20	1
8	20.06.95	30	1
8	08.07.95	40	1

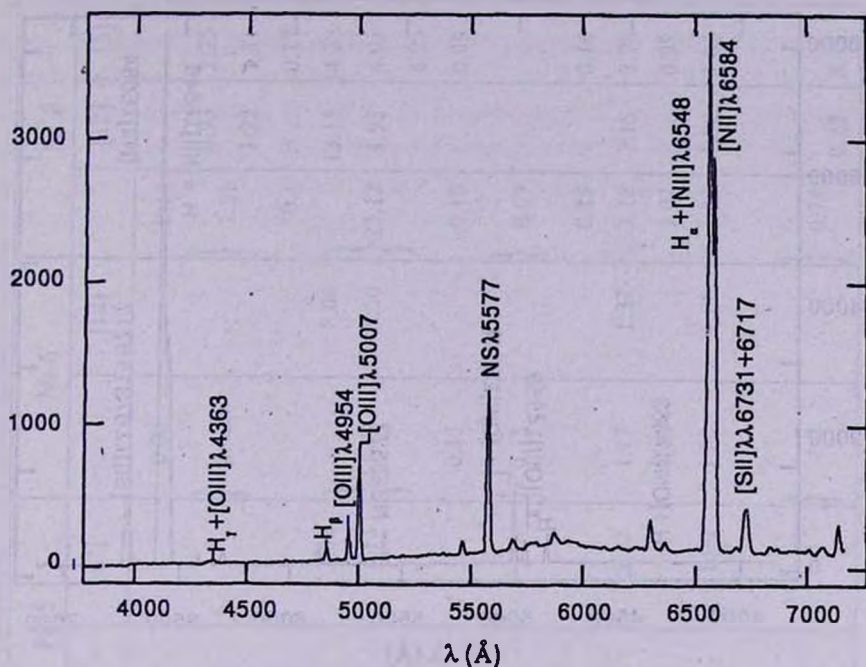


Рис.1. Спектр туманности №2.

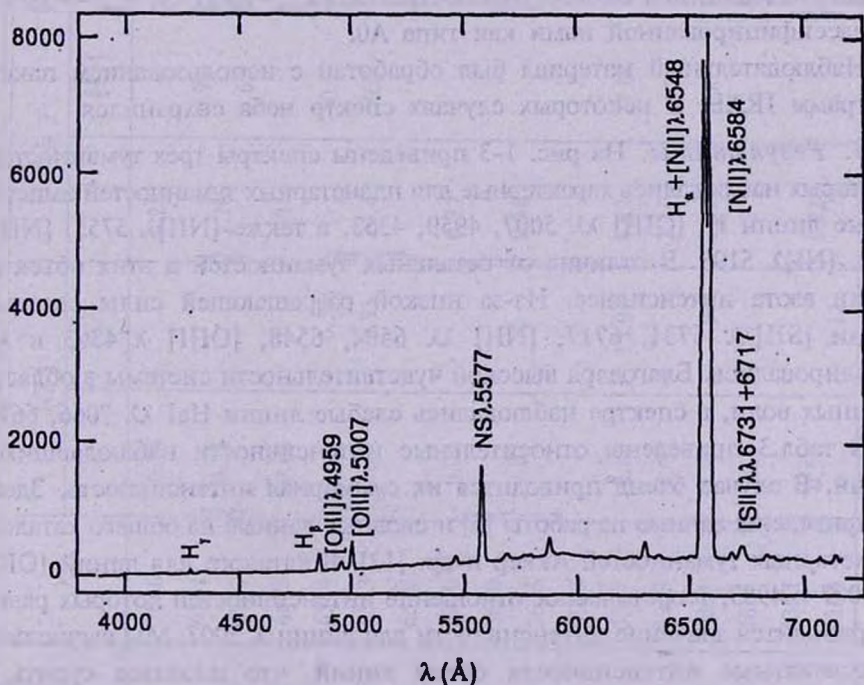


Рис.2. Спектр туманности №6.

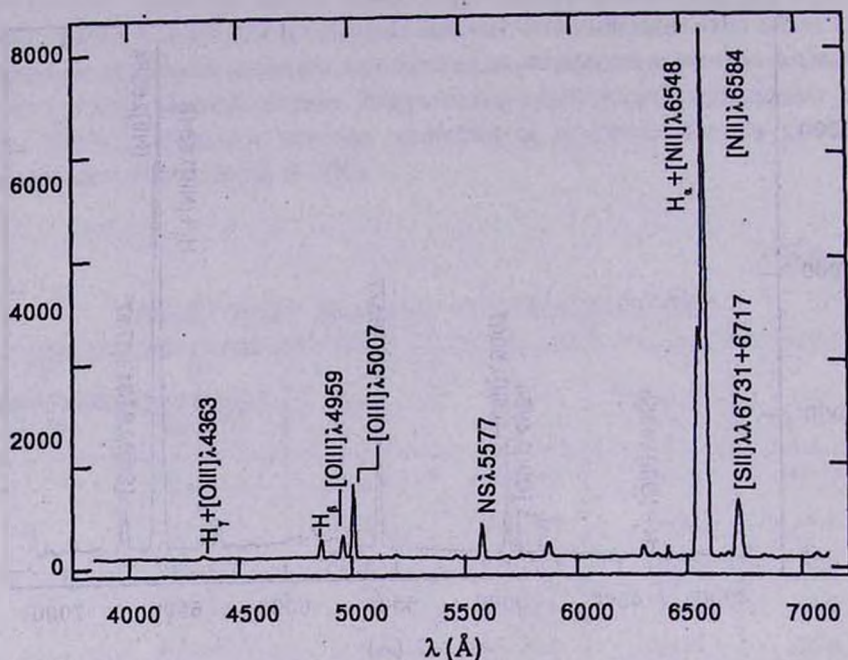


Рис.3. Спектр туманности №8.

звезды, находящийся около туманности N3, ($\alpha_{2000}=20^h17^m.4$, $\delta_{2000}=+38^{\circ}47'$) и классифицированной нами как типа A0.

Наблюдательный материал был обработан с использованием пакета программ IRAF. В некоторых случаях спектр неба сохранился.

3. Результаты. На рис. 1-3 приведены спектры трех туманностей, в которых наблюдались характерные для планетарных туманностей эмиссионные линии H, [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, 4363, а также [NII] λ 5755, [NII] λ 5680, [NI] λ 5198. В отличие от остальных туманностей в этих объектах линии азота интенсивнее. Из-за низкой разрешающей силы системы линии [SH] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, [NII] $\lambda\lambda$ 6584, 6548, [OIII] λ 4363 и H γ блендировались. Благодаря высокой чувствительности системы в области длинных волн, в спектре наблюдались слабые линии HeI $\lambda\lambda$ 7066, 6678.

В табл.3 приведены относительные интенсивности наблюдавшихся линий. В случае бленд приводится их суммарная интенсивность. Здесь же приведены данные из работы [5] и сводные данные из общего каталога планетарных туманностей Аккер и др. [12]. В каталоге для линий [OIII] $\lambda\lambda$ 5007 и 4959, теоретическое отношение интенсивностей которых равно 3, приводится значение интенсивности для линии λ 5007. Мы вычислили относительные интенсивности обеих линий, что позволяет судить о погрешностях полученных данных, т.е. насколько вычисленные данные отличаются от теоретического. Как видно из табл.3, отмеченные

Таблица 3

Ион	λ_0	№ 1		№ 2		№ 5		№ 6		№ 8		
			[12]		[12]		[12]		[12]		[12]	[5]
HeI	7066	0.14		0.28		0.14		0.08		0.12		
[SII]	6731	} 0.24		} 1.28	0.97	} 4.43		} 0.42		} 1.51	0.93	1.25
[SII]	6717										1.22	1.31
HeI	6678	0.08		0.04						0.1		0.17
[NII]	6584	} 6.34.	0.53	} 24.4	10.5	} 6.16	2.02	} 13.72	8.06	} 23.12	13.15	14.33
H ₊	6563										4.93	4.95
[NII]	6548											4.95
[NII]	5755	0.04		0.23		0.30		0.15		0.10		0.09
NII	5680	} 0.07		} 0.56		} 0.23		} 0.15		} 0.09		
NII	5676											
NI	5198									0.15		0.16
[OIII]	5007	10.80	13.07	6.67	27.0	8.76	3.32	1.17	1.37	3.12	3.15	2.98
[OIII]	4959	3.40		2.11		2.84		0.45		1.07		0.98
H ₊	4861	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
HeII	4686	0.13				0.23						
[OIII]	4363	} 0.57		} 1.22		} 0.76		} 1.0		} 0.74		
H ₊	4340										0.22	0.37

отклонения наших наблюдений для этих линий меняются в пределах 3-13%, что является достаточно хорошей точностью. Сравнение наших данных с данными из [5] и [12] показывает, что в пределах ошибок измерений они совпадают, кроме линий [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 в туманности KJpN2 [5]. В случае туманности N2 наши данные, примерно, в 4 раза отличаются от данных каталога [12], а туманности N5 - в 2.7 раза. Такое отклонение или результат ошибок, или переменности. Для выяснения желательны новые наблюдения.

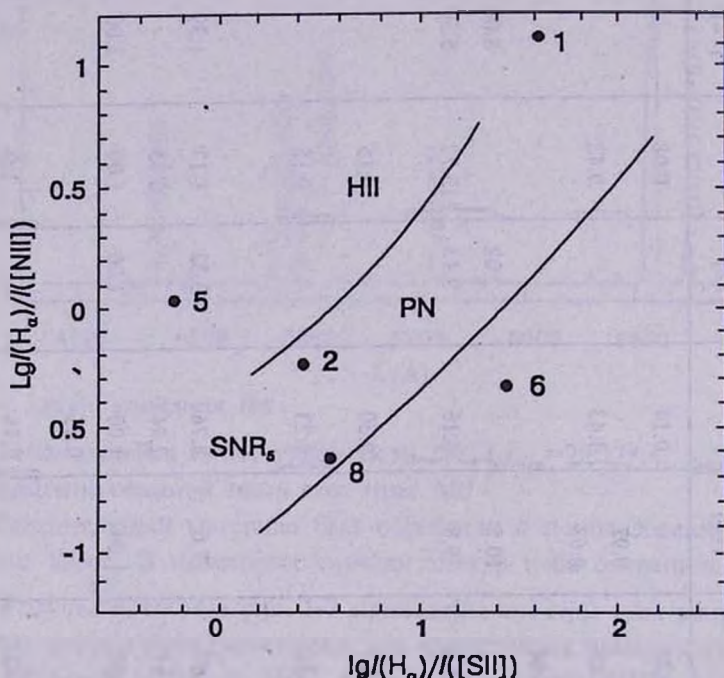


Рис.4. Диаграмма зависимости $\lg I(H_\alpha)/I([NII])$ от $\lg I(H_\alpha)/I([SII])$

4. *Обсуждение результатов.* На рис.4 приведена зависимость

$$\lg I(H_\alpha)/I([NII]) \text{ от } \lg I(H_\alpha)/I([SII]), [5],$$

где изученные объекты, в основном, попадают в область, занимаемую планетарными туманностями [5]. На рис.5, приведена зависимость

$$\lg I([OIII])/I(H_\beta) \text{ от } \lg I([NII])/I(H_\alpha), [13],$$

где объекты попадают в область, примыкающую к области, свечение которых вызывается ударными волнами.

По данным табл.3 и работы [12] нами определены электронная плотность n_e и электронная температура T_e для туманностей KJpN 1,2,8 (табл.4). Значения этих параметров для центральной части туманности KJpN 8 приведены в работе [5]. Они были определены по интенсивностям

линий ионов [SII] и [NII] и относится к ее низко-возбужденной области. Как видно из табл.4 результаты наших измерений и работы [5] несколько отличаются.

В центральной части KJpn 8 наблюдаются также линии [OIII] λ

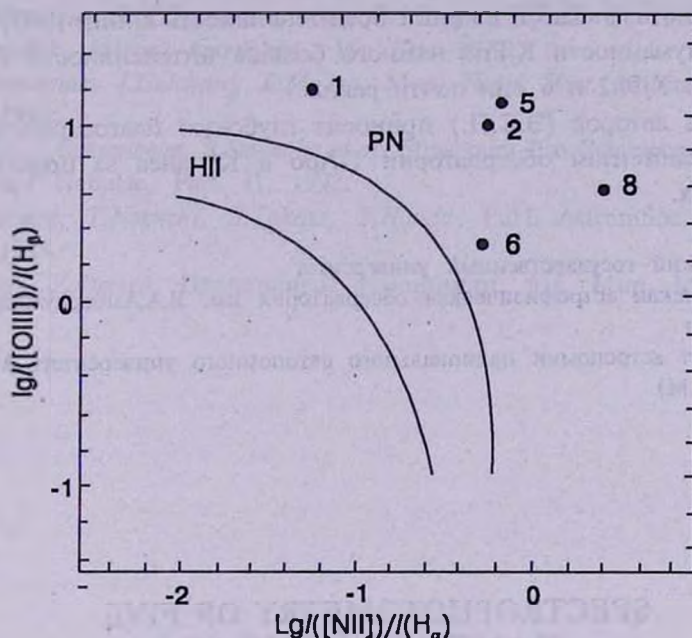


Рис.5. Диаграмма зависимости $\lg[OIII]/I(H_p)$ от $\lg([NII])/I(H_a)$.

5007, 4959 и [OIII] λ 4363, которые образуются в ее высоко-возбужденных областях. Для определения n_e и T_e в этой области нами было использовано известное соотношение между отношением интенсивностей $I(5007)+I(4959)/I(4363)$ и величинами n_e , T_e . Так как последние две величины неизвестны, то для определения T_e было использовано общепринятое значение $n_e=10^4\text{см}^{-3}$, характерное для области, где образуются линии [OIII]. Согласно нашему определению, T_e оказалась равной

Таблица 4

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПЛОТНОСТИ И ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

№ туманности	n_e [SII]	T_e [NII]	T_e [OIII]	n_e [SII] [5]	T_e [NII] [5]
1	-	-	11000K	-	-
2	3000см ⁻³	-	-	-	-
8	150	8500K	32000	300см ⁻³	7500K

32000°К. В табл.4 приведена величина T_e также и для туманности KJ Pn1, вычисленная аналогичным путем.

Таким образом, центральная область туманности KJ Pn8 является одновременно и областью высокого возбуждения.

Как видно из табл.3 и из рис.1-3, интенсивность линии [NII] λ 6584 в спектре туманности KJ Pn8 намного больше интенсивности H_{α} , а у туманностей KJ Pn2 и 6 они почти равны.

Один из авторов (Э.С.П.) приносит глубокую благодарность всем ночным ассистентам обсерватории Г.Аро в Кананса за помощь при наблюдениях.

Ереванский государственный университет

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,
Армения

Институт астрономии национального автономного университета Мексики
(IAUNAM)

SPECTROPHOTOMETRY OF FIVE PLANETARY NEBULAE

M.A.KAZARIAN, E.S.PARSAMIAN, L.PARRAO

The results of spectrophotometry of five planetary nebulae are presented. The relative intensities of observed emission lines are obtained. The electron concentration and electron temperature for central region of KJ Pn8 are determined. It is shown that the excitation of the gas in this region is very high.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.A.Lopez, M.Roth, M.Tapia, *Astron. Astrophys.*, 267, 194, 1993.
2. J.A.Lopez, J.Meaburn, J.Palmer, *Astrophys. J.* 415, 135, 1994.
3. J.P.Harrington, K.J.Borkowski, *BAAS*, 26, 1469, 1964.
4. M.Bobrowsky, A.A.Zijlstra, E.K.Grebel et al., *Astrophys. J.*, 446, L89, 1995.
5. J.A.Lopez, R.Vazquez, L.F.Rodriguez, *Astrophys. J.*, 455, L63, 1995.

6. *P.Harrington*, Newsletters, 12, №1, 3, 1995.
7. *B.Balick, M.Perinotto, A.Maccioni, Y.Terzian, A.Hajian*, Astrophys. J., 424, 800, 1994.
8. *М.А.Казарян*, Сообщ. Бюраканск. обсерв., 39, 35, 1968.
9. *М.А.Казарян, Э.С.Парсамян*, Астрон. Цирк., №602, 6, 1971.
10. *L.Kohoutek*, Astron. Astrophys., 16, 291, 1972.
11. *E.S.Parsamian, J.Guichard, R.Mujica*, Mon. Notis. Roy. Astron.Soc., 270, 893, 1994.
12. *A.Acker, F.Ochsenbeim, B.Stenholm et al.*, Strasbourg-Eso Catalogue of Galactic Planetary Nebulae, Part. II, 1992.
13. *Н.Маехара, Т.Ногучи, В.Такаса, Т.Ханда*, Publ. Astron.Soc.Japan, 39, 393, 1987.
14. *Л.Аллер, У.Лиллер*, Планетарные туманности, изд. Мир, М., 1971.

НОВАЯ ВЫБОРКА GPS ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ

В.Г.ПАНАДЖЯН

Поступила 25 марта

Принята к печати 20 апреля 1998

Используя имеющиеся в литературе данные плотностей потоков внегалактических источников радиоизлучения, на разных частотах составлена новая выборка внегалактических радиоисточников, имеющих пик в непрерывном спектре вблизи 1ГГц и вычислены некоторые характеристические параметры радиоисточников этой выборки. Медианное значение вычисленных спектральных индексов радиоисточников представленной выборки равно - 0.95, медианное значение плотностей потоков в пике (S_{ν}) равно 465мЯн, почти половина радиоисточников (14 из 30) имеет ультракоротые спектры, у которых спектральные индексы в высокочастотной области $\alpha_{\text{выч}} < -1.0$ ($S \sim \nu^{\alpha}$).

1. *Введение.* Большинство внегалактических радиоисточников классифицируется как протяженные радиоисточники с крутыми спектрами или компактные радиоисточники с пологими спектрами. Наряду с этими классами радиоисточников выделены также радиоисточники, которые обладают отличительными признаками первых двух классов: они и компактные, и у них крутые высокочастотные спектральные индексы - это класс компактных радиоисточников с крутыми спектрами, известных как Compact Steep Spectrum или CSS радиоисточники. Спектры радиоисточников этого класса в радиоконтинууме имеют характерный внешний вид спектра: ярковыраженный узкий максимум - пик на некоторой частоте $\nu_{\text{п}}$, спектральный индекс на высоких частотах $\alpha < -0.5$, ($S \sim \nu^{\alpha}$) и загиб спектра вниз на частотах $\nu < \nu_{\text{п}}$. В настоящее время название CSS закреплено за теми радиоисточниками, у которых $\nu_{\text{п}} < (400-500)$ МГц. Если загиб спектра происходит на более высоких частотах, то такие радиоисточники называются GigaHertz-Peaked-Spectrum или GPS радиоисточниками.

GPS радиоисточники известны уже более 20 лет по работам [1-4], а их первые выборки составлены Гопалом-Кришна и соавторами [5-9]. Позже списки радиоисточников (или их кандидатов) составили другие группы авторов [10-11] и отдельные авторы [12]. В [13](erratum: As-

trofizika, 39, №4) нами приведен список кандидатов GPS радиоисточников. В настоящее время исследования GPS радиоисточников осуществляются в основном с использованием выборки, содержащей 72 радиоисточника, медианное значение плотностей потоков которых в пике равно 1.5 Ян [14]. В работе [15] содержатся слабые GPS радиоисточники, плотности потоков которых в пике спектра лежат в интервале 3-50 мЯн.

Подробное изложение основных свойств GPS радиоисточников читатель может найти в работе [16]. Не претендуя на исчерпывающие обзоры свойств GPS - радиоисточников и работ, выполненных в последние годы по этим источникам [17-23], отметим некоторые характерные параметры этих радиоисточников [16]: 1) GPS-радиоисточники - компактные объекты с линейными размерами от единиц до десятков и сотен пк, 2) обладают высокой светимостью, сравнимой со светимостью многих квазаров ($L \sim 10^{45}$ эрг с^{-1}); 3) показывают двойную, тройную или ядро-джет структуры, 4) менее переменны в радиодиапазоне и их радиоизлучение менее поляризовано, чем радиоизлучение объектов с пологими или сложными спектрами.

Насчет места GPS - радиоисточников в эволюционной цепи галактик имеются, в основном, два мнения: 1) GPS радиоисточники - молодые объекты и наряду с радиоисточниками CD и CSS классов представляют ранние стадии эволюции галактик и со временем становятся протяженными объектами [25-26], 2) GPS радиоисточники ограничены в своих нынешних размерах из-за взаимодействия с плотной окружающей средой [27-31].

Цель настоящей работы заключается в том, чтобы дополнить имеющиеся выборки GPS радиоисточников новой выборкой, медианное значение плотностей потоков в пике которой равно 465 мЯн, и произвести некоторый анализ свойств этой выборки.

2 Выборка. В основе данной выборки радиоисточников лежит машинный вариант каталога радиоисточников на частоте 1.4 ГГц, составленный в Грин Бенке с использованием радиотелескопа 91м [32]. В этом каталоге, кроме координат и плотностей потоков радиоизлучения радиоисточников на частоте 1.4 ГГц, как правило, приведены также плотности потоков на частоте 4.85 ГГц из каталога [33], плотности потоков на частоте 365 МГц из Техасского каталога радиоисточников [34] и спектральные индексы на высоких (1.4-4.85 ГГц) и низких (0.365-1.4 ГГц) частотах, обозначенные соответственно как α_m и α_b .

При составлении выборки в первом приближении были выбраны кандидаты радиоисточников, удовлетворяющие следующим условиям: 1) галактическая широта $|b| > 10^\circ$; 2) $\alpha_m < -0.4$; 3) $\alpha_b > -0.0$; 4) плотности

потоков не содержат обозначений протяженности радиоисточников. Использованы также каталоги: на частоте 8.4 ГГц [35-36], В3 каталог радиоисточников [37], каталог на частоте 232 МГц [38] и Кембриджские каталоги радиоисточников на частоте 151 МГц (6С, 7С и 8С) [39-45]. Процесс выбора кандидатов продолжался для тех радиоисточников, у которых значения плотностей потоков оказались на 4-х и более частотах. С целью унифицированного подхода к анализу спектров кандидатов и более точного определения значений плотностей потоков в пике (максимуме) - S_m и соответствующих значений частот - ν_m данные плотностей потоков на разных частотах аппроксимированы параболой типа

$$\lg S = A + B_1 \lg \nu + B_2 (\lg \nu)^2.$$

С помощью коэффициентов A , B_1 и B_2 были определены S_m ($\lg S_m = A - B_1^2 / 4 B_2$) и ν_m ($\lg \nu_m = -B_1 / 2 B_2$), а также вычислены значения спектральных индексов на частоте 4.85 ГГц - α_{m4} ($\alpha_{m4} = C_1 + 2 C_2 \lg \nu_m$). В окончательный список выборки включены радиоисточники, удовлетворяющие следующим условиям: 1) $|b| > 10^\circ$; 2) $\alpha_{m4} < -0.5$, 3) $\nu_m > 0.5$ ГГц, 4) на частотах вдали от ν_m спектры радиоисточников не показывали признаков повторного подъема. Последнее требование очень важно было соблюдать, поскольку в противном случае в выборку могли попасть радиоисточники с двумя (или более) пиками в непрерывном спектре.

Выборка компактных внегалактических радиоисточников, имеющих пик в непрерывном спектре вблизи 1 ГГц и удовлетворяющих вышеперечисленным условиям, приведена в табл. 1, в столбцах которой даны следующие величины: 1) порядковый номер радиоисточника в выборке, 2) название радиоисточника в формате IAU в эпоху 1950 года, 3) секунды (s) прямого восхождения α и угловые секунды склонения δ ; с 4 по 9 - плотности потоков на частотах 8.4 ГГц; 4.85 ГГц; 1.4 ГГц; 408 МГц; 365 МГц и 232 МГц соответственно. Кроме плотностей потоков на частотах 8.4 ГГц, 408 МГц и 232 МГц, все данные табл. 1 взяты из работы [32].

В табл. 2 для каждого радиоисточника приведены некоторые вычисленные параметры спектров радиоисточников, а также данные, полученные по NED*. В столбцах таблицы 2 даны: 1) порядковый номер выборки, 2) вычисленные нами плотности потоков в пике спектра - S_m (мЯн), 3) частоты пиков спектров - ν_m (ГГц), 4) вычисленные

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

Таблица 1

ВЫБОРКА РАДИОИСТОЧНИКОВ, ИМЕЮЩИХ ПИК В
НЕПРЕРЫВНОМ СПЕКТРЕ ВБЛИЗИ 1 ГГц. КООРДИНАТЫ
РАДИОИСТОЧНИКОВ ДАНЫ В ЭПОХУ 1950.0 ГОДА

№	Название источника	s "	$S_{2.4}$	$S_{4.85}$	$S_{1.4}$	$S_{0.408}$	$S_{0.365}$	$S_{0.212}$
			мЯн	мЯн	мЯн	мЯн	мЯн	мЯн
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	0008+3426	42.4 36	-	194	684	-	545	430
2	0045+3921	15.6 10	-	102	209	220	215	-
3	0200+3027	51.3 30	-	488	1012	-	817	640
4	0201+4348	48.7 51	250	281	447	240	384	220
5	0201+3634	55.5 56	263	345	590	-	467	160
6	0216+3918	29.3 13	-	66	206	200	-	170
7	0256+4224	21.8 14	320	364	616	570	616	340
8	0306+3913	13.3 27	-	142	412	220	221	-
9	0652+5745	56.6 54	142	211	380	-	405	-
10	0825+3832	00.8 39	-	127	354	260	249	-
11	0920+5755	33.8 38	1)	100	256	-	269	-
12	0921+4524	28.9 56	-	141	243	230	185	-
13	0941+5216	29.4 10	258	345	851	-	781	500
14	1055+4320	122 53	-	240	692	420	-	320
15	1108+2011	40.7 51	2)	642	1152	-	730	-
16	1130+5117	06.6 01	-	123	354	-	329	150
17	1239+5515	09.5 15	111	240	413	-	330	-
18	1355+4408	39.8 49	-	451	710	310	294	-
19	1402+4300	54.7 50	-	60	150	210	151	-
20	1520+3155	07.0 06	-	285	463	-	415	330
21	1532+6805	21.9 15	141	253	516	-	343	-
22	1603+6059	37.4 00	-	194	646	-	574	220
23	1627+4740	10.4 46	100	168	297	-	194	-
24	1630+3553	42.4 54	179	289	481	-	385	210
25	1745+6704	57.2 56	157	315	556	-	465	210
26	1758+4434	49.3 51	-	86	289	-	270	205
27	1815+6126	04.7 14	-	458	891	-	659	310
28	2003+6617	32.9 19	313	498	1152	-	1098	510
29	2019+6737	58.3 35	-	160	285	-	291	300
30	2356+3833	59.3 38	278	437	642	300	267	-

1) $S_{0.151}=180$ мЯн [40]2) $S_{5.0}=550$ мЯн [35], $S_{2.7}=890$ мЯн [35], $S_{0.151}=670$ мЯн [44].

Таблица 2

НЕКОТОРЫЕ ВЫЧИСЛЕННЫЕ ВЕЛИЧИНЫ
РАДИОИСТОЧНИКОВ ВЫБОРКИ

№	S_{μ} мЯН	ν_{μ} ГГц	$\alpha_{\text{мч}}$	α_M	$\alpha_{\text{ю}}$	Тип ист.	$ b_{\text{ш}} $	Красн. смещ
1	750	1.260	-1.5	-1.0	0.2	RS	27	
2	230	1.460	-0.85	-0.6	-0.0	RS	23	
3	1050	1.100	-0.9	-0.6	0.2	RS	29	
4	430	1.300	-0.6	-0.4	0.1	RS	17	
5	630	1.480	-0.8	-0.4	0.2	QSO	24	$z=2.912$
6	237	0.670	-1.2	-0.9	-	RS	20	
7	650	1.090	-0.6	-0.4	0.0	QSO	14	$z=0.863$
8	415	1.150	-1.5	-0.9	-	RS	10	
9	425	0.960	-0.75	-0.5	-0.0	RS	23	
10	370	1.010	-1.35	-0.8	0.3	RS	35	
11	292	0.620	-1.0	-0.8	-0.0	RS	42	
12	253	0.995	-0.75	-0.4	0.2	RS	45	
13	950	1.150	-1.2	-0.7	0.1	QSO	47	$z=0.565$
14	660	0.985	-1.2	-0.9	-	RS	62	
15	1040	0.880	-0.6	-0.5	0.3	G	61	
16	420	1.060	-1.5	-0.9	0.1	RS	62	
17	450	1.015	-0.95	-0.4	0.2	RS	62	
18	713	1.665	-0.85	-0.4	0.7	RS	60	
19	186	0.600	-1.1	-0.7	0.0	RS	60	
20	480	1.080	-0.65	-0.4	0.1	RS	57	
21	520	1.055	-0.95	-0.6	0.3	RS	43	
22	780	1.030	-1.75	-1.0	0.1	RS	43	
23	295	1.290	-0.80	-0.5	0.3	RS	43	
24	500	1.190	-0.80	-0.4	0.2	RS	43	
25	625	1.180	-1.0	-0.5	0.1	RS	31	
26	324	0.930	-1.55	-1.0	0.3	RS	27	
27	990	1.180	-1.1	-0.5	0.2	QSO	28	$z=0.601$
28	1240	1.020	-1.0	-0.7	-0.0	G	18	$z=0.456$
29	315	1.910	-0.6	-0.5	0.0	RS	17	
30	640	1.770	-0.7	-0.3	0.7	QSO	23	$z=2.704$

спектральные индексы вдали от пика спектра (на частоте 4.85 ГГц) - $\alpha_{\text{мч}}$, 5 и 6) каталожные спектральные индексы на высоких и низких частотах - α_M и $\alpha_{\text{ю}}$ соответственно, 7) типы радиоисточников, 8) галактические широты - $|b_{\text{ш}}|$ и 9) красные смещения - z (в случае отождествленных радиоисточников). Последние три параметра определены

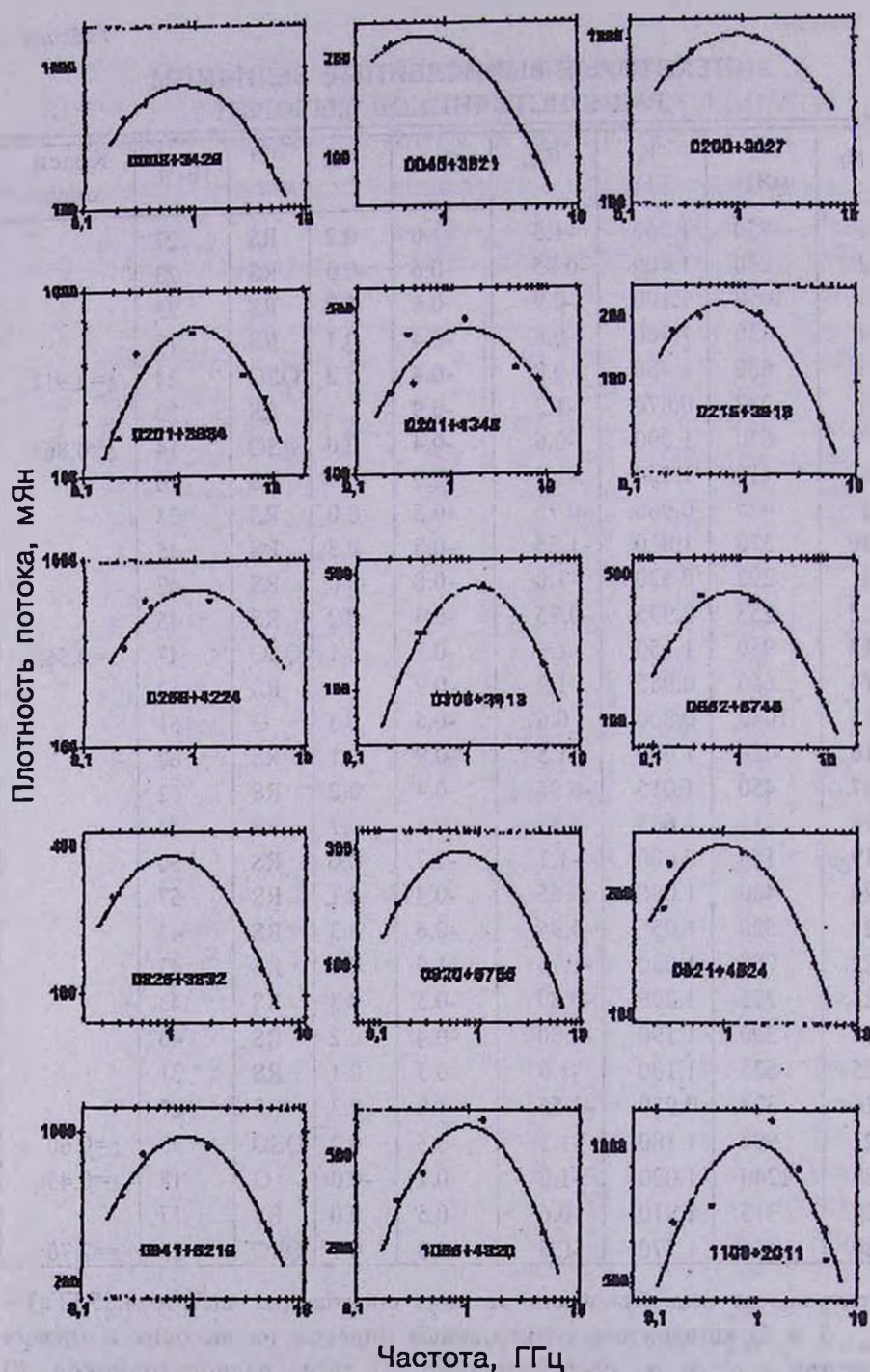


Рис.1. Спектры радиоисточников выборки, имеющих пик в непрерывном спектре вблизи 1 ГГц. По оси абсцисс отложены логарифмы частот в ГГц-ах, а по оси ординат - плотности потоков в мЯн в логарифмическом масштабе.

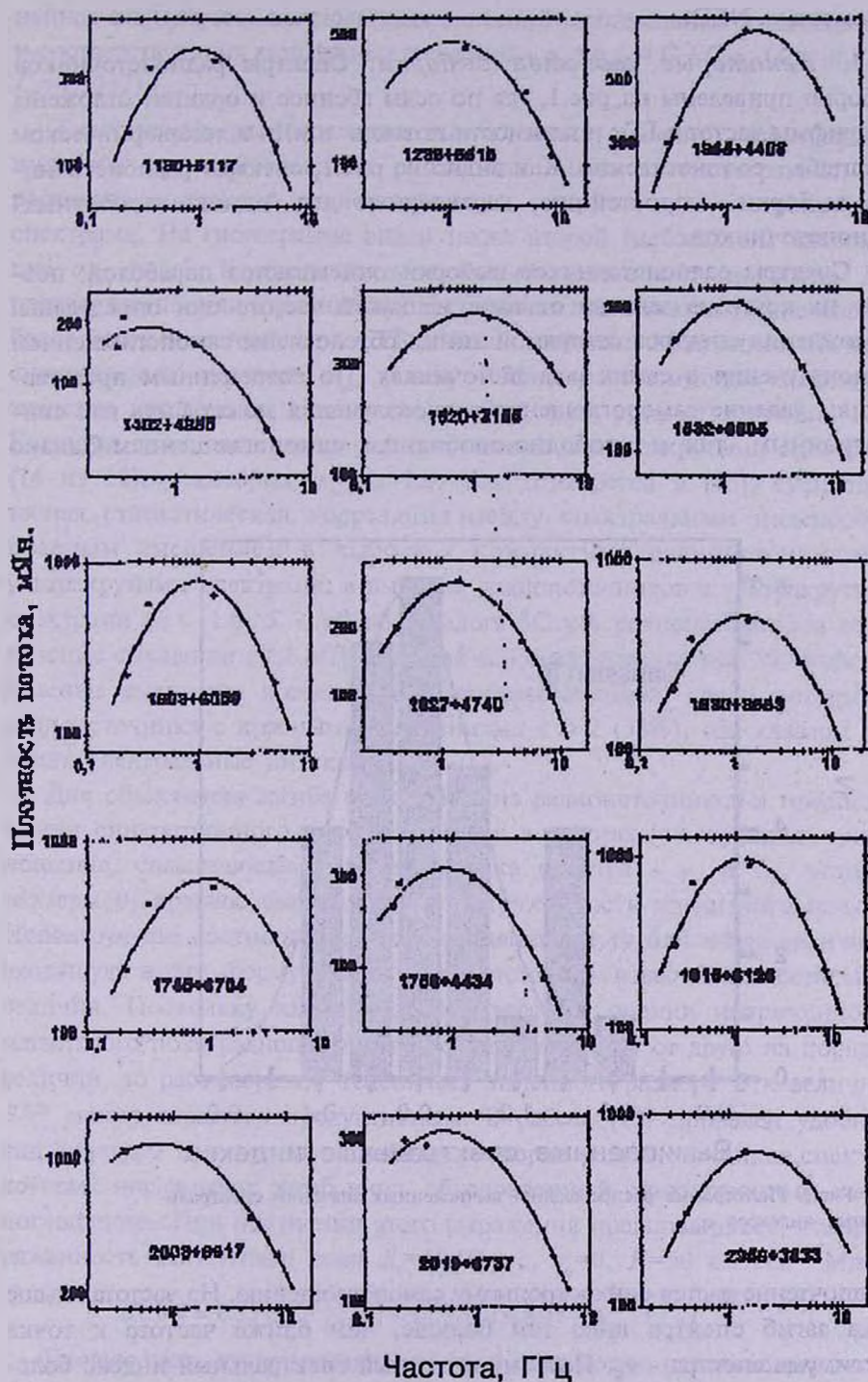


Рис.1. Продолжение

с помощью NED.

3. *Некоторые свойства выборки.* Спектры радиоисточников выборки приведены на рис.1, где по осям абсцисс и ординат отложены логарифмы частот в ГГц и плотности потоков в мЯн в логарифмическом масштабе, соответственно. Как видно из рис.1, спектры радиоисточников выборки - простейшие, характерные для "однокомпонентных" радиоисточников.

Спектры радиоисточников выборки описываются параболой, поэтому их крутизна зависит от того, на какой частоте они определены. Расхождения спектров от прямой линии обусловлены самопоглощением радиоизлучения в самих радиоисточниках. По современным представлениям явление самопоглощения радиоизлучения может быть как синхротронным, так и свободно-свободным самопоглощением. Однако

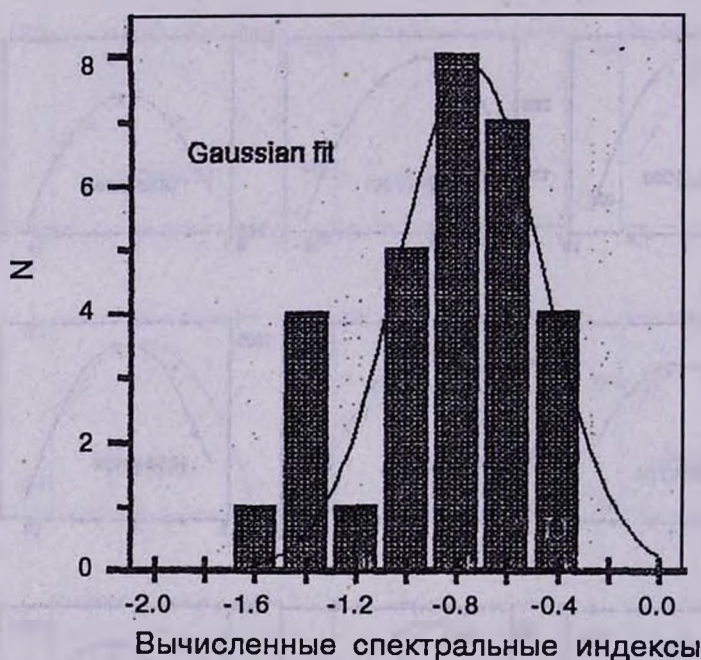


Рис.2. Гистограмма распределения вычисленных значений спектральных индексов $\alpha_{\text{мн}}$.

предпочтение дается синхротронному самопоглощению. На частотах выше пика загиб спектра вниз тем больше, чем ближе частота к точке максимума спектра - ν_m . Поэтому истинный спектральный индекс больше соответствующей величины, приведенной в каталоге, которая определена по значениям плотностей потоков на двух частотах. Имеется ли-

нейная зависимость вычисленных значений спектральных индексов $\alpha_{\text{мч}}$ и соответствующих каталожных значений - α_M : $\alpha_{\text{мч}} = C_1 + C_2 \alpha_M$ ($C_1 = -0.1733$, $C_2 = 1.3037$).

Гистограмма распределения вычисленных значений спектральных индексов $\alpha_{\text{мч}}$ приведена на рис.2. Как видно из гистограммы, она растянута в сторону радиоисточников с крутыми и ультракрутыми спектрами. На гистограмме виден также второй (небольшой) максимум при $\alpha_{\text{мч}} = -1.5$. Трудно сказать насколько реален этот максимум. Для подтверждения или отрицания существования этого максимума необходим более богатый материал по GPS радиоисточникам. Медианное значение спектральных индексов $\alpha_{\text{мч}}$ равно -0.95 (соответствующее медианное значение каталожных данных равно -0.6), а их среднее значение -0.94 . Большую долю составляют радиоисточники с ультракрутыми спектрами (14 из 30), у которых $\alpha_{\text{мч}} < -1.0$. Как отмечается в [46], существует тесная статистическая корреляция между спектральным индексом и красным смещением в выборках компактных радиоисточников с ультракрутыми спектрами: в выборке радиоисточников с ультракрутыми спектрами ($\alpha < -1.0$, $S \sim \nu^a$) из каталога 4C у 8 радиоисточников из 33 красные смещения $z > 2$ [47]. В нашей выборке, содержащей 30 объектов, красные смещения известны у 6 радиоисточников, среди которых 2 радиоисточника с красными смещениями $z > 2$ (33%), оба квазары и у обоих спектральные индексы $\alpha_{\text{мч}} > -0.8$.

Для объяснения загиба спектров вниз радиоисточников в предположении синхротронного самопоглощения в работах [48,49] даны - соотношение, связывающее параметры пика спектра - ν_m и S_m , угловые размеры θ , красное смещение z и напряженность магнитного поля B . Используя это соотношение обычно оценивают ту или иную величину, входящую в эту формулу при предположении известности остальных величин. Поскольку имеющиеся в литературе оценки напряженности магнитного поля радиоисточников отличаются друг от друга на порядки величин, то рассмотрение отношения линейного размера D к величине $B^{0.25}$ может оказаться продуктивным. В работе [15] приведен удобный вид формулы для оценки линейных размеров радиоисточников, спектры которых показывают загиб вниз, обусловленный синхротронным самопоглощением. При получении этого выражения предполагалось, что напряженность магнитного поля $B_0 = 10^{-4}$ Гаусс, $q_0 = 0$, $H = 50$ км сек $^{-1}$ Мпк $^{-1}$:

$$D(\text{пк}) = 0.85 z(1 + z/2)(1 + z)^2 (S_m / \text{мЯн})^{0.5} (\nu_m / \text{ГГц})^{-1.25}.$$

Правую часть вышеприведенной формулы можно использовать также для определения отношения $D(\text{пк})/B^{0.25}(B_0)$, если напряженность магнитного поля B измерять единицами $B_0 = 10^{-4}$ Гаусс.

В табл. 3 приведены вычисленные значения $D/B^{0.25}(B_0)$ для отождествленных радиоисточников выборки, используя данные из табл. 2. Интересно проследить зависимость отношения $D/B^{0.25}(B_0)$ от красного смещения z или от подвыборок галактик и квазаров. Имеем, что в табл. 3 количество радиоисточников для этого недостаточно, однако по

Таблица 3

ВЫЧИСЛЕННЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ОТНОШЕНИЯ $D/B^{0.25}$ ШЕСТИ РАДИОИСТОЧНИКОВ ВЫБОРКИ

Название источника	Тип источ.	z	$S_{\text{мЯн}}$	$\nu_{\text{ГГц}}$	$D(\text{пк})/B^{0.25}(B_0)$
0201+3634	QSO	2.912	630	1.48	6.1
0256+4224	QSO	0.863	650	1.09	6.9
0941+5216	QSO	0.650	950	1.15	6.9
1815+6126	QSO	0.601	990	1.18	6.7
2003+6617	G	0.456	1240	1.02	7.7
2356+3833	QSO	2.704	640	1.77	4.1

6-и радиоисточникам (одна галактика и 5 квазаров) можно сказать, что различие отношений $D(\text{пк})/B^{0.25}(B_0)$ для галактики и для квазаров незначительно.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения

A NEW SAMPLE OF GPS EXTRAGALACTIC RADIO SOURCES

V.G.PANAJYAN

Using the flux density data of the extragalactic radio sources at different frequencies available in the literature a new sample of extragalactic radio sources was created, having a peak at radio continuum at 1GHz, and some characteristic parameters of the radio sources of this sample were calculated. The median of the calculated spectral indices of the radio sources of the

presented sample is equal to -0.95 , the median of the peak flux densities (S_{ν}) is equal to 465 mJy, approximately the half of the radio sources (14 of 30) have ultrasteepest spectrum, the high frequency spectral indices of which $\alpha_{\text{ca}} < -1.0$ ($S \sim \nu^{\alpha}$).

ЛИТЕРАТУРА

1. *G.M.Blake*, *Astrophys.J.Lett.*, 6, 201, 1970.
2. *J.A.Peacock*, *J.V.Wall*, *Mont.Notis.Roy.Astron.Soc.*, 198, 843, 1982.
3. *V.K.Kapahi*, *Astron.Astrophys.*, 43, 381, 1981.
4. *L.Rudnick*, *T.W.Jones*, *Astrophys.J.*, 255, 39, 1982.
5. *Gopal-Krishna*, *A.R.Patnaik*, *H.Steppe*, *Astron.Astrophys.*, 123, 107, 1983.
6. *T.A.T.Spoelstra*, *A.R.Patnaik*, *Gopal-Krishna*, *Astron.Astrophys.*, 152, 38, 1985.
7. *T.A.T.Spoelstra*, *A.R.Patnaik*, *Gopal-Krishna*, *Astron.Astrophys.*, 152, 38, 1985.
8. *C.Stanghellini*, *C.P.O'Dea*, *S.A.Baum*, *R.Fanti*, *Proc.Dwingeloo Workshop on CSS GPS sources*, ed. *C.Fanti*, *C.P.O'Dea*, *R.T.Schilizzi* (Bologna Instituto di Radioastronomia) 55, 1990.
9. *Gopal-Krishna*, *T.A.T.Spoelstra*, *Astron.Astrophys.*, 271, 101, 1993.
10. *J.C.Cersosimo*, *M.Lebron-Santos*, *S.I.Cintron*, *Astron.Astrophys.Suppl.Ser.*, 95, 157, 1994.
11. *I.A.G.Snellen*, *M.Zhang*, *R.T.Schilizzi*, *H.J.A.Rottgering*, *A.G. de Bruyn*, *G.K.Miley*, *Astron.Astrophys.*, 300, 359, 1995.
12. *G.A.Ohanian*, *Astrofizika*, 38, 694, 1995.
13. *V.G.Panajyan*, *Astrofizika*, 38, 697, 1995.
14. *W.H. de Vries*, *P.D.Barthel*, *C.P.O'Dea*, *Astron.Astrophys.*, 321, 105, 1997.
15. *M.J.A.Oort*, *Astron.Astrophys.*, 192, 42, 1988.
16. *C.P.O'Dea*, *S.A.Baum*, *C.Stanghellini*, *Astrophys.J.*, 380, 66, 1991.
17. *C.P.O'Dea*, *S.A.Baum*, *G.B.Morris*, *Astron.Astrophys.Suppl.Ser.*, 82, 261, 1990.
18. *C.P.O'Dea*, *S.A.Baum*, *C.Stanghellini*, *G.B.Morris*, *A.R.Patnaik*, *Gopal-Krishna*, *Astron.Astrophys.Suppl.Ser.*, 84, 549, 1990.
19. *C.Stanghellini*, *C.P.O'Dea*, *S.A.Baum*, *E.Laurikainen*, *Astrophys.J.Suppl.ser.*, 88, 1, 1993.
20. *C.P.O'Dea*, *S.A.Baum*, *STSI*, prepr. № 1105, 1996.
21. *I.A.G.Snellen*, *M.N.Bremer*, *R.T.Schilizzi*, *G.K.Miley*, *R.van Ojik*, *Mont.Not.Roy.Astron.Soc.*, 279, 1294, 1996.
22. *C.P.O'Dea*, *C.Stanghellini*, *S.A.Baum*, *S.Charlot*, *Astrophys.J.*, 470, 806, 1996.

23. *C.Stanghelini, C.P.O'Dea, S.A.Baum, D.Dallcasa, R.Fanti, C.Fanti*, Astron.Astrophys., 325, 943, 1997.
24. *J.C.Carvalho*, Mon.Not.Roy.Astron.Soc., 215, 463, 1985.
25. *R.B.Philips, R.L.Mutel*, Astron.Astrophys., 106, 21, 1982.
26. *J.C.Carvalho*, Mont.Not.Roy.Astron.Soc., 215, 463, 1985.
27. *C.Fanti, R.Fanti, D.Dallcasa, R.T.Schilizzi, R.E.Spencer, C.Stanghelini*, Astron.Astrophys., 302, 317, 1995.
28. *A.C.S.Readhead, G.B.Taylor, W.Xu, T.J.Pearson, P.N.Wilkinson, A.G.Polatidis*, Astrophys.J., 460, 612, 1996.
29. *P.N.Wilkinson, R.S.Booth, T.J.Cornwell, R.R.Clark*, Nature, 308, 619, 1984.
30. *R.Fanti, C.Fanti, R.T.Schilizzi, Nan Rendong, P.Parma, W.G.M. van Breugel, T.Venturi*, Astron.Astrophys., 231, 333, 1990.
31. *S.A.Baum, C.P.O'Dea, D.W.Murphy, A.G. de Bruyn*, Astron.Astrophys., 232, 19, 1990.
32. *R.L.White, R.H.Becker*, Astrophys.J.Suppl.Ser., 79, 331, 1992.
33. *R.H.Becker, R.L.White, A.L.Edwards*, Astrophys.J.Suppl.Ser., 71, 1, 1991.
34. *J.N. Douglas, F.N.Bash, G.W.Torrence, C.Wolfe*, Univ.Texas Publ.-Astron., # 17.
35. *A.E.Wright, R.M. Wark, E.Trap*, Mon.Not.Roy.Astron.Soc., 251, 330, 1991.
36. *A.R.Patnaik, I.W.A.Brown, P.N.Wilkinson, J.M.Wrobel*, Mon.Notis.Roy. Astron.Soc., 254, 655, 1992.
37. *A.Ficarra, G.Grueff, G.Tomassetti*, Astron.Astrophys.Suppl.Ser., 59, 255, 1985.
38. *X.Zhang, Y.Zheng, H.Chen, S.Wang, A.Cao, B.Peng, R.Nan*, Astron.-Astrophys.Suppl.Ser., 121, 59, 1997.
39. *S.E.G.Hales, J.E.Baldwin, P.J. Warner*, Mon.Not.Roy.Astron.Soc., 234, 919, 1988.
40. *S.E.G.Hales, C.R.Masson, P.J.Warner, J.E.Baldwin*, Mon.Not.Roy. Astron.Soc., 246, 256, 1990.
41. *S.E.G.Hales, C.J.Mayer, P.J.Warner, J.E.Baldwin*, Mon.Not.Roy.Astron.Soc., 251, 46, 1991.
42. *S.E.G.Hales, C.R. Masson, P.J.Warner, J.E.Baldwin, D.A.Green*, Mon. Not.Roy.Astron.Soc., 262, 1057, 1993.
43. *S.E.G. Hales, J.E.Baldwin, P.J.Warner*, Mon.Nots.Roy.Astron.Soc., 263, 25, 1993.
44. *E.M.Waldram, J.A.Yales, J.M.Riley, P.J.Warner*, Mon.Notis.Roy. Astron.Soc., 282, 779, 1996.
45. *S.F.G.Hales, E.M.Waldram, N.Rees, P.J.Warner*, Mont.Not.Roy. Astron.Soc., 274, 447, 1995.
46. *H.J.A.Rottgering, R.van Ojik, G.K.Miley, K.C.Chambers, W.J.M. van Breugel, S.de Koff*, Astron.Astrophys., 326, 505, 1997.
47. *K.C.Chambers, G.K.Miley, W.Van Breugel*, Bull.Am.Astron.Soc., 20, 1027, 1988.
48. *V.I.Slish*, Nature, 199, 682, 1963.
49. *I.P.Williams*, Nature, 200, 56, 1963.

УДК: 524.382+524.388

PHOTOMETRIC AND POLARIMETRIC OBSERVATIONS OF DOUBLE AND MULTIPLE STARS

J.A.DOCOBO¹, N.D.MELIKIAN², V.S.TAMAZIAN¹,
M.H.ERITSIAN², A.A.KARAPETIAN²

Received 1 April 1998

Accepted 10 May 1998

The results of photometric and polarimetric observations of 16 double and multiple stars carried out in 1997 at Byurakan Observatory are presented. The variability of SAO 64769 and SAO 87297 is confirmed and their slow brightness variations are shown. Irregular brightness variations as well as six UV Ceti type flares have been detected for SAO 107425 = COU 14. For the first time the polarization was found for SAO 88631.

1. *Introduction.* Investigations of double and multiple stars are of great importance for the study of stellar evolution. At present it is known that duplicity among the young stars belonging to the pre-main sequence (PMS) is a rather frequent event. Indeed, more than 80% of the well studied UV Ceti type flare stars in the solar vicinity are constituted double or multiple systems [1].

Recent studies of a number of T Tau stars in different star-forming regions had shown that their secondary companions are stellar in nature and gravitationally bound to the primary star [2].

The binary star frequencies suggest that T Tau stars are 2 to 4 times more likely to have a companion in the separation range 1 - 150 AU than solar-type main sequence (MS) stars [3,4].

For wider separation (150-1800 AU) this trend is not so evident [5] despite the certain excess of PMS binaries found by Reipurth and Zinnecker [6].

The prevalence of binary systems at early stages of stellar evolution indicate that most probable outcome of star-forming process is the origin of binary or multiple system. Under the assumption that PMS and MS binary frequencies should be the same such excess imply that binary orbits undergo secular evolution towards the main sequence.

The increasing number of such a systems as well as precise knowledge of their orbital and astrophysical parameters (for example, the components masses and temperatures) enable us to constrain the star formation models as well as indicate their possible evolutionary tracks.

A Catalogue of 2700 binaries with separations mainly in the range from 0".2 to less than 2" whose duplicity has been discovered due to almost 40 years of visual observations are published by P.Couteau [7].

An extensive overview of such systems usually named close visual double stars was presented recently by Couteau [8]. All being relatively bright (usually brighter than 10 mag.) many of these stars have been largely investigated by different means. However, the discovery of their duplicity obviously implies significant revision of many astrophysical parameters which have been assigned to these stars in the past without the knowledge of their binarity.

The study of binaries becomes of special interest when at least one of the components is a variable star. In such cases we are dealing with the physical system of two stars with equal initial age and chemical composition being at present apparently at different stages of stellar evolution.

Amongst the stars included in the catalogue of Couteau [7] we found several dozen of systems where magnitude difference between components varies at different epoch by more than 0.5 mag. As the latter may be adopted as usual accuracy of the visual magnitude estimation of an experienced double star observer (the accuracy is mainly better as it concerns the magnitude difference) one may suspect the variability of the individual components in such systems.

The light curve study of CVDS suspected in variability is interesting not only to check its variability but also to investigate individual parameters of the components in the case when their variability is confirmed.

Thus, photometric and polarimetric investigations of the close visual binaries are of certain interest in order to check the variability of components and substantially complement data on their astrophysical properties.

Within a framework of the ongoing study of visual binary stars with variable components begun recently at the Astronomical Observatory "Ramon Maria Aller" (Spain) in cooperation with Byurakan Astrophysical Observatory the photometric and polarimetric study of 16 double and multiple systems is being conducted. In this paper the results for 12 binaries taken from catalogue [7] and 4 other systems with Mira Ceti type primaries taken from the catalogue of variable visual-double stars [9] are presented. Preliminary results of these observations have already been published [10,11].

2. Observations. The observations have been carried out in the Byurakan Astrophysical Observatory in 1997 with the photopolarimeter attached to the 50 cm AZT-14 telescope. The photopolarimeter works in the direct current intensification regime and can be used as a photoelectric photometer when polaroid is removed. The maximum sensitivity of the photomultiplier (FEU-79) lies in the wavelength interval 4000-4400 Å.

During the photometric and polarimetric observations both standard and

background stars respectively have been observed simultaneously with the programme stars. In the case the variability or polarization signal was detected some additional standard and background stars have also been observed.

The accuracy of photoelectric and polarimetric observations depends on the brightness of the star. The accuracy of the photoelectric and polarimetric measurements in *UBVR* bands each was $0^m.01 - 0^m.02$ and $0.1 - 0.2\%$, respectively. The polarization angle is estimated with the accuracy of $1^\circ - 2^\circ$. Such values of standard deviations allow to detect as reliable the brightness variations higher than $0^m.03 - 0^m.06$ and polarization degree higher than $0.3 - 0.6\%$. The detailed description of the method and instruments may be found in [12].

It is worth noting that for all long period variables the main star has been observed separately (due to rather large angular separation) from its visual companion while the observations of the other 12 close binaries correspond to

Table 1

MEAN DATA OF PROGRAMME STARS

Star	Observ. period	Mean magnitude				<i>n</i>
		<i>U</i>	<i>B</i>	<i>V</i>	<i>R</i>	
	(1997)					
R Gem (companion)	13.01-12.02	-	10 ^m .85	10 ^m .91	-	10
S Ori (companion)	13.01-31.01	-	8 .68	8 .05	-	5
R Aur (companion)	13.01-12.02	-	9 .74	8 .52	-	9
U Cam (companion)	13.01-12.02	-	9 .37	9 .07	-	9
SAO 64769	12.03-13.05	4 ^m .18	4 .00	4 .21	5 ^m .00	12
SAO 78155	13.03-14.05	8 .97	8 .96	9 .98	9 .00	11
SAO 79804	12.03-14.05	-	8 .11	7 .50	6 .95	9
SAO 82650	13.03-12.05	7 .25	6 .42	6 .08	6 .22	9
SAO 45051	18.03-07.05	-	10 .85	10 .02	10 .32	2
SAO 78407	18.03-07.05	-	8 .04	8 .04	8 .60	2
AGK 191058	29.05-13.07	-	7 .83	7 .74	8 .05	15
SAO 64000	12.05-31.05	-	10 .25	9 .82	9 .74	6
SAO 66759	29.05-13.07	-	9 .22	9 .22	9 .59	16
SAO 87297	30.05-10.07	-	8 .89	8 .97	9 .56	7
SAO 88631	05.06-12.07	-	7 .14	6 .90	7 .41	8
SAO 107425	13.06-01.09	5 .68	5 .71	5 .37	5 .58	32

the integral brightness of the system.

The mean data of the observed programme stars are presented in Table 1, where the star's identification, the period of observations, mean *U*, *B*, *V*, *R* values and number of measurements, respectively are given.

The careful evaluation of the observational data has shown that reliable polarimetric signal has been detected for SAO 88631 only and the variability confirmed for SAO 64769 (COU 610), SAO 87297 (COU 1161 Aa) and SAO 107425 (COU 14) while for the other programme stars detected brightness and polarimetric signal changes did not exceed 3 sigma value.

Thus, in continuation the results for these stars only are presented.

Table 2

POLARIMETRIC OBSERVATIONS OF SAO 88631

Date (1997)	P(%)				θ°			
	U	B	V	R	U	B	V	R
05.06	1.5	0.7	0.4	0.6	2	1	2	178
07.06	1.3	0.8	0.4	0.5	2	1	2	178
10.06	1.4	0.6	0.4	0.7	3	1	2	177
12.06	1.3	0.7	0.3	0.7	2	2	3	177
13.06	1.4	0.7	0.4	0.7	2	1	2	178
08.07	1.5	0.7	0.4	0.6	2	1	2	178
11.07	1.4	0.7	0.5	0.6	2	2	3	178
12.07	1.4	0.6	0.4	0.7	2	1	2	177

3. *The polarimetry of SAO 88631.* The results of the polarimetric observations of SAO 88631 are presented in Table 2 where 1) the date of observations (day, month), 2) the observed degree of polarization P(%) and polarization angle θ° in U, B, V, R bands are given.

As it is noted above the light polarization higher than 0.3 - 0.6% can be reliably detected in the course of our observations. The polarization signal clearly exceed that value for SAO 88631 only, remaining insignificant for other programme stars.

The wavelength dependence of polarization can be clearly seen from data presented in Table 2. This fact along with the absence of polarization for several measured background stars clearly show the intrinsic character of the polarization signal. It is a direct evidence of a circumstellar envelope existence around SAO 88631.

As it seen from the data given in Table 2 the polarimetric observations were made for more than 1 month. For this whole period the values of detected polarization in each band remained practically constant.

4. *The results of photometric observations.* During the photometric observations the variability has been observed for SAO 64769, SAO 87297 and SAO 107425 while for the other programme stars the brightness changes did not exceed 3 sigma value.

Preliminary results on SAO 107425 photometry are published in [11] and its detailed spectral study is presented in [13].

In Table 3 the photometric data for SAO 64769, SAO 87297 and SAO 107425 are given where in corresponding columns the SAO number, date, U, B, V, R magnitudes and U - B, B - V, V - R colour indices are presented.

As one can see from the data presented in Table 3 these stars are showing the brightness variations exceeding the observational errors.

Table 3

PHOTOMETRIC DATA FOR SAO 64769, SAO 87297 AND SAO 107425

STAR	Date (1997)	<i>U</i>	<i>B</i>	<i>V</i>	<i>R</i>	<i>U - B</i>	<i>B - V</i>	<i>V - R</i>
1	2	3	4	5	6	7	8	9
SAO 64769	12.03	4.21	4.05	4.35	4.95	+0.16	-0.30	-0.60
	14.03	4.18	3.99	4.25	4.90	+0.19	-0.26	-0.65
	16.03	4.22	4.01	4.25	4.93	+0.21	-0.24	-0.68
	18.03	4.20	4.02	4.25	4.96	+0.18	-0.23	-0.71
	19.03	4.16	4.00	4.25	4.90	+0.16	-0.25	-0.65
	05.05	4.16	4.00	4.25	4.90	+0.16	-0.25	-0.65
	06.05	4.25	3.91	4.21	5.12	+0.34	-0.30	-0.91
	09.05	4.07	4.12	4.17	4.97	-0.05	-0.05	-0.80
	10.05	4.00	4.06	4.21	4.97	-0.06	-0.15	-0.78
	11.05	4.31	4.04	4.22	5.18	+0.27	-0.18	-0.96
	12.05	4.25	3.82	3.99	5.01	+0.43	-0.17	-1.02
	13.05	4.17	3.95	4.07	5.07	+0.22	-0.12	-1.00
	30.05	-	8.75	8.85	9.45	-	-0.10	-0.60
SAO 87297	01.06	-	8.73	8.85	9.45	-	-0.12	-0.60
	03.06	-	8.75	8.85	9.45	-	-0.10	-0.60
	05.06	-	8.78	8.90	9.50	-	-0.12	-0.60
	09.06	-	8.80	8.91	9.50	-	-0.11	-0.59
	08.07	-	9.19	9.20	9.80	-	-0.01	-0.60
	10.07	-	9.22	9.25	9.81	-	-0.03	-0.56
	13.06	5.65	5.69	5.36	5.48	-0.04	+0.33	-0.12
SAO 107425	25.07	5.70	5.72	5.32	5.66	-0.02	+0.40	-0.34
	27.07	5.71	5.70	5.37	5.72	-0.01	+0.33	-0.40
	28.07	5.75	5.75	5.40	5.71	0.00	+0.35	-0.31
	31.07	5.78	5.74	5.37	5.61	+0.04	+0.37	-0.24
	02.08	5.78	5.74	5.53	5.71	+0.04	+0.21	-0.18
	04.08	5.67	5.76	5.36	5.66	-0.09	+0.40	-0.30
	08.08	5.67	5.68	5.32	5.51	-0.01	+0.36	-0.19
	08.08	5.67	5.68	5.32	5.51	-0.01	+0.36	-0.19
	09.08	5.68	5.70	5.34	5.55	-0.02	+0.36	-0.21
	09.08	5.68	5.70	5.34	5.55	-0.02	+0.36	-0.21
	10.08	5.60	5.62	5.17	5.56	-0.02	+0.45	-0.39
	10.08	5.55	5.63	5.35	5.57	-0.08	+0.28	-0.22
	10.08	5.64	5.64	5.38	5.58	0.00	+0.26	-0.20
	12.08	5.74	5.74	5.45	5.68	0.00	+0.29	-0.23
	12.08	5.71	5.76	5.45	5.68	-0.05	+0.31	-0.23
	13.08	5.66	5.74	5.34	5.54	-0.08	+0.40	-0.20
	13.08	5.68	5.72	5.34	5.54	-0.04	+0.38	-0.20
	24.08	5.73	5.72	5.36	5.63	+0.01	+0.36	-0.27
	25.08	5.70	5.71	5.35	5.61	-0.01	+0.36	-0.26
	25.08	5.67	5.72	5.44	5.59	-0.05	+0.28	-0.15
	26.08	5.70	5.71	5.38	5.58	-0.01	+0.33	-0.20
	27.08	5.67	5.67	5.37	5.52	0.00	+0.30	-0.15
	29.08	5.67	5.82	5.50	5.52	-0.15	+0.28	-0.02
	29.08	5.68	5.77	5.45	5.52	-0.09	+0.32	-0.07
	29.08	5.68	5.80	5.45	5.54	-0.12	+0.35	-0.09
	30.08	5.68	5.79	5.41	5.54	-0.11	+0.38	-0.13
	30.08	5.69	5.67	5.34	5.54	-0.08	+0.33	-0.20
	30.08	5.68	5.70	5.37	5.48	-0.02	+0.33	-0.11
	31.08	5.60	5.70	5.37	5.50	-0.10	+0.33	-0.13
	01.09	5.62	5.62	5.30	5.54	0.00	+0.32	-0.24
	01.09	5.60	5.52	5.26	5.53	+0.08	+0.26	-0.27

5. Comments on individual stars.

a) SAO 88631. According to Levato [14] the components of this system are G0 III and A3V stars being noted as spectroscopic or eclipsing double. More recent data attribute to the one of components the spectral types G1 III [15] and G8 III [16] but no data on its variability are known.

Neither the polarization measurements were made for this star.

Further detailed observations are needed to clarify the nature of polarization in this system.

b) SAO 64769. This is a bright star (θ CrB) largely observed by different observers and especially within a framework of an international campaign on systematic observations of bright Be stars. An extensive overview of data and most important results on this star may be found in [17].

For this star the variability on the time scales of days or fractions of a day has been detected [17,18].

From the data given in Table 3 one can see that, indeed this star has shown certain variations in a period from May 5 to 13 while being stable from March 12 to May 5. Mean values of U , B , V and R brightness until May 5 are $4^m.18$, $4^m.01$, $4^m.25$ and $4^m.92$, respectively.

From the same Table 3 one can see that within aforementioned period of variability the brightness in U band has shown variation with an amplitude $0^m.31$. The same behaviour can be seen in other bands.

In each band these variations clearly exceed 3σ values demonstrating real changes in the brightness of SAO 64769 and confirming data obtained in [17, 18,]

c) SAO 87297. Contrary to the previous one this star has not been observed yet and photometric data were obtained for the first time.

According to data presented in Table 3 the variability of this star is also confirmed - within a month (between June 9 and July 10) its brightness in B , V and R bands varied with an amplitude of $0^m.39$, $0^m.29$, and $0^m.30$, respectively.

d) SAO 107425. This is a one of the most frequently observed visual binaries and henceforth has the best calculated orbit with semimajor axis $a = 0".395$ and orbital period $P = 26$ years [19]. This star is known as suspected variable NSV 13891 [20] classified as F2 III in [21] and F2 III-IV in [22] with $U - B = +0^m.03$, $B - V = +0^m.37$ [23].

Recently on the base of detailed study of the slit spectra of this star it has been reclassified as F2 IV and no spectral features of the secondary component were found in the composite spectra of this star [13].

During the photoelectric photometry of SAO 107425 (= COU 14 = 13 Peg) an UV Ceti type flare was detected at July 28th, 1997 in V band. A photoelectric monitoring has begun to detect the possible new flares.

For more than 50 hours of effective time of observations 6 flares have been

Table 4

DATA FOR DETECTED FLARES

No	Band	Date	T _{max} (UTC)	Duration (min)	Amplitude
1	V	28.07.1997	21 ^h 25 ^m 00 ^s	9.5	0 ^m .33
2	B	02.08.1997	19 22 30	7.0	0.31
3	U	12.08.1997	22 18 40	1.5	0.11
4	U	25.08.1997	23 21 26	4.5	0.08
5	U	26.08.1997	19 55 20	3.3	0.19
6	U	26.08.1997	20 18 25	2.1	0.13

detected. The data for these flares are presented in corresponding columns of Table 4: 1) the number of the flare, 2) colour band, 3) data of detection, 4) the time of maximum in UTC, 5) duration of the flare and 6) the amplitude of the flare.

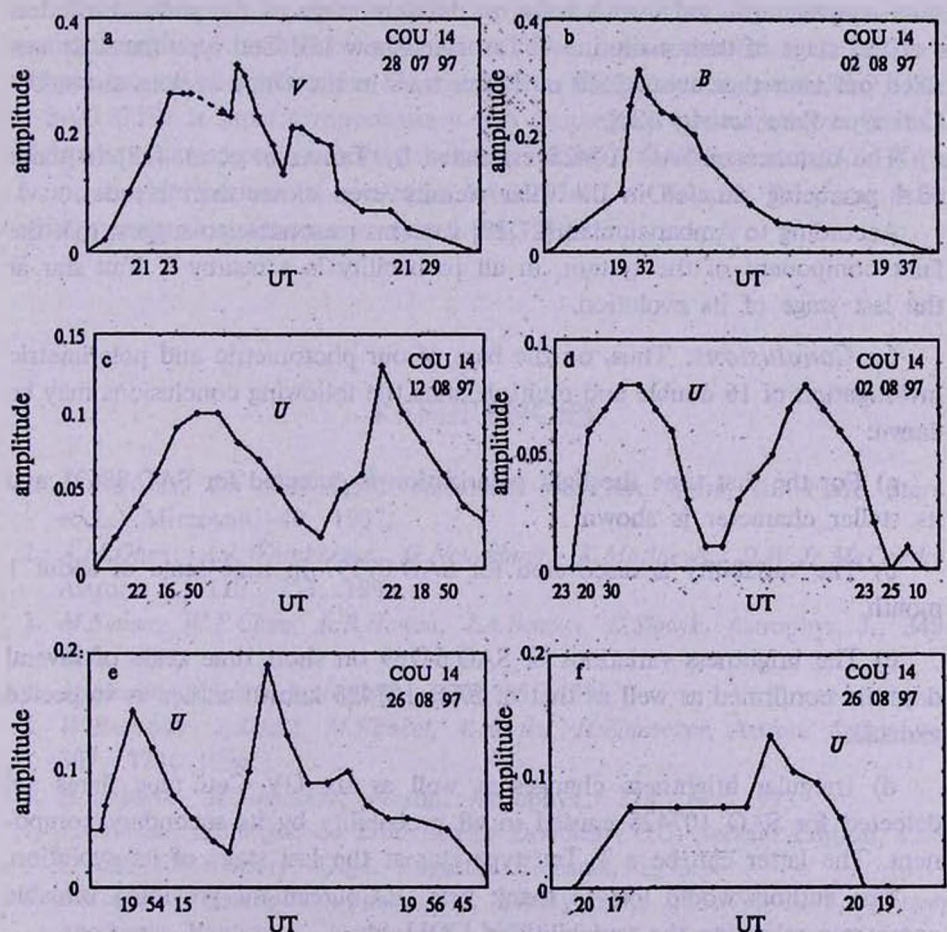


Fig.1. The light curves of detected flares.

The light curves of these flares are presented in Fig. 1a-1f. As one can see almost all these flares are showing a complex character typical for the bright flare stars [24].

The detected flare events for SAO 107425 are an unexpected phenomenon as the stars in the Solar vicinity and in stellar aggregates possessing flare activity belong to Ke-Me dwarfs with well marked hydrogen emission lines [25]. The detailed spectral study indicates that only absorption lines are seen in the composite spectra of SAO 107425 [13].

According to Couteau who observed abundantly this star the variability should be attributed to its fainter component [26]. Therefore both the slow brightness variations and the detected flare activity in all probability are caused by the faint component of this system.

The first spectra of the flare stars obtained during the flare event have shown yet that they are very similar to those of T Tau stars. Based on such similarity Ambartsumian [27] pointed out that both UV Ceti and T Tau type stars represent the red dwarfs being at different stage of the stellar evolution - at last stage of their evolution T Tau stars show UV Ceti type flares. It was ruled out later that about 25% of T Tau stars in the Orion regions show UV Ceti type flare activity [28].

The distance of SAO 107425 estimated by Tamazian et al. [13] is about 33.4 pc. being situated in the solar vicinity even closer than Hyades.

According to Ambartsumian [27,28] it seems reasonable to suggest that the faint component of the system, in all probability is a nearby T Tau star at the last stage of its evolution.

6. Conclusions. Thus, on the base of our photometric and polarimetric investigation of 16 double and multiple stars the following conclusions may be drawn:

a) For the first time the light polarization is detected for SAO 88631 and its stellar character is shown.

b) The variability is discovered for SAO 87297 in time scale of about 1 month.

c) The brightness variations of SAO 64769 on short time scale of several days are confirmed as well as that of SAO 107425 known earlier as suspected variable.

d) Irregular brightness changes as well as six UV Ceti type flares are detected for SAO 107425 caused in all probability by its secondary component. The latter can be a T Tau type star at the last stage of its evolution.

The authors would like to thank Prof. P.Couteau for providing valuable comments regarding the variability of COU 14.

This work was supported partially by the Xunta de Galicia under the research Project XUGA 24301-B96.

¹ Universidade de Santiago de Compostela, Observatorio Astronomico, "Ramon M. Aller", SPAIN

² Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ И ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ДВОЙНЫХ И КРАТНЫХ ЗВЕЗД

Х.А.ДОКОБО¹, Н.Д.МЕЛИКЯН², В.С.ТАМАЗЯН¹,
М.А.ЕРИЦЯН², А.А.КАРАПЕТЯН²

Приводятся результаты фотометрических и поляриметрических наблюдений 16 двойных и кратных звезд, выполненных в 1997г. в Бюраканской обсерватории. Подтверждена переменность звезд SAO 64769 и SAO 87297 и зарегистрирована у них медленная переменность блеска. Неправильная переменность блеска, а также 6 вспышек типа UV Кита были зарегистрированы у звезды SAO 107425 = COU 14. Впервые была обнаружена поляризация у звезды SAO 88631.

REFERENCES

1. *D.S.Evans*, On the Rapid Variations in Flare Stars, in: Flare Stars, ed.L.V.Mirzoyan, 40, 1997.
2. *A.M.Ghez, A.J.Weinberger, G.Neugebuer, K.Matthews, D.W.Jr.McCarthy*, Astron. J., 110, 753, 1995.
3. *M.Simon, W.P.Chen, R.R.Howell, J.A.Benson, D.Slowik*, Astrophys. J., 348, 212, 1992.
4. *M.Simon*, Astron. Astrophys., 223, 45, 1995.
5. *W.Brandner, J.Alcala, M.Kunkel, A.Moneti, H.Zinnecker*, Astron. Astrophys., 307, 121, 1996.
6. *B.Reipurth, H.Zinnecker*, Astron. Astrophys., 278, 81, 1993.
7. *P.Couteau*, Catalogue de 2700 Etoiles Doubles COU, Second Edition, Cote D'Azur Observatory, Dept. Augustin Frensel, 1993.
8. *P.Couteau*, Astrophys. Space Sci. Libray Ser., 223, 9, 1997, Kluwer Academic Publishers, Netherland, 1997.
9. *D.Proust, F.Ochsenbein, B.R.Petersen*, Astron. Astrophys., 44, 179, 1981.

10. *J.A.Docobo, V.S.Tamazian, M.A.Eritsian, A.A.Karapetian, N.D.Melikian*, IBVS, No. 4510, 1997.
11. *N.D.Melikian, M.A.Eritsian, A.A.Karapetian, V.S.Tamazian, J.A.Docobo*, IBVS, No. 4514, 1997.
11. *T.Contini, S.Considere, E.Davoust*, Astron. Astrophys., 1998, in press.
12. *M.A.Eritsian, S.E.Nersisian*, Astrofizika, 20, 355, 1984.
13. *V.S.Tamazian, J.A.Docobo, V.O.Chavushian, V.V.Vlasyuk*, ASSL, 223, 27, 1997.
14. *A.Levaro*, Astron. Astrophys., 19, 91, 1975.
15. *K.Sato, S.Kuji*, Astron. Astrophys., 85, 1069, 1990.
16. *N.Gineset, J.M.Carquillat, C.Jaschek, M.Jaschek*, Astron. Astrophys., 123, 135, 1997.
17. *K.Pavlovski, P.Harmanec, H.Bozic, P.Koubsky, P.Hadrava, S.Kriz, Z.Ruzic, S.Stefl*, Astron. Astrophys., 125, 75, 1997.
18. *J.R.Percy, B.L.Coffin, G.A.Drukier*, et al., PASP, 100, 1555, 1988.
19. *W.I.Hartkopf, H.A.McAlister, O.G.Franz*, Astron. J., 98, 1014, 1989.
20. *B.N.Kukarkin, P.N.Kholopov, N.M.Arliukhina*, et al., New catalogue of Suspected Variable Stars, Nauka Publ. House, Moscow, 1982.
21. *J.J.Nassau, G.B. van Albada*, Astrophys. J., 106, 20, 1947.
22. *E.A.Harlan*, Astron. J., 74, 916, 1969.
23. *J.C.Mermillod*, Astron. Astrophys., 71, 119, 1987.
24. *V.S.Oskanian*, in: Non-Periodic Phenomena in Variable Stars, ed. *L.Detre*, Academic Press, Budapest, p.131, 1969.
25. *J.Krautter*, in: "Light Curves of Variable Stars", eds. C.Sterken and C.Jaschek, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1996.
26. *P.Couteau*, (private communication), 1997.
27. *V.A.Ambartsumian*, Soobsh. Byurakan Obs., 13, 3, 1954.
28. *V.A.Ambartsumian*, Astrofizika, 6, 31, 1970.

УДК: 524.382

О КОРИДОРАХ В ОБЛАСТИ МОЛОДЫХ ОТКРЫТЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ

Р.А.ВАРДАНЯН

Поступила 30 января 1998

Принята к печати 1 апреля 1998

Приводятся результаты анализа распределения ярчайших звезд в областях молодых звездных скоплений Плеяды и κ и χ Персея вдоль галактической долготы. Указывается на существование коридоров в этих скоплениях. В статье приводится также список около 18 молодых звездных скоплений, которые с большой вероятностью также имеют коридоры. Согласно идее Амбарцумяна, эти скопления являются распадающимися звездными системами.

1. *Введение.* Как известно, еще в 1950 г. Амбарцумян [1] указал, что открытое звездное скопление M25 имеет коридор, который разделяет это скопление на две части.

Детально анализируя форму скопления M25, мы обнаружили, что распределение звезд в области M25 имеет форму биполярной туманности. Подобную форму имеет также скопление κ и χ Персея. Кроме того, направление оси, соединяющей центральные части κ и χ Персея, совпадает с направлением электрического вектора плоскости поляризации света звезд ($\theta_E = 116^\circ$) данной области, а последнее совпадает с направлением плоскости Галактики.

В 1995г. Субриманиам и др. [2] обнаружили, что ряд открытых звездных скоплений составляет пары. Одной из таких пар является скопление κ и χ Персея. Согласно Амбарцумяну [1], такие звездные системы со временем распадаются.

Цель настоящей работы заключается в том, чтобы найти звездные скопления, имеющие коридоры. Было исследовано также распределение ярчайших звезд, расположенных в области скопления Плеяды.

2. *О биполярной форме распределения ярчайших звезд в области Плеяды.* Для рассмотрения формы распределения звезд в области Плеяд нами была использована карта распределения звезд, приведенная в книге Куликовского [3], где цифрами обозначены ярчайшие звезды до $V = 11^m.0$ величины (рис. 1). На этой карте по центру Плеяд ($\alpha_{1900} = 3^h40^m.5$, $\delta_{1900} = 23^\circ53'$) провели прямую линию, параллельно плоскости Галактики. Вокруг этого центра (О) провели кружок радиусом $R = 36'$ так, чтобы основная масса ярчайших звезд была

расположена внутри кружка. Данный кружок пересекается с прямой линией (параллельно плоскости Галактики) в точках O_1 и O_2 . Далее, принимая за центр двух новых кружков точки O_1 и O_2 , провели два полуокруга с радиусом $R = 36'$, окружности которых проходят через центр O . В конечном счете мы имеем картину (см. рис.1), состоящую из квадрата $ABCD$, который охватывает площадь двух полуокругов и

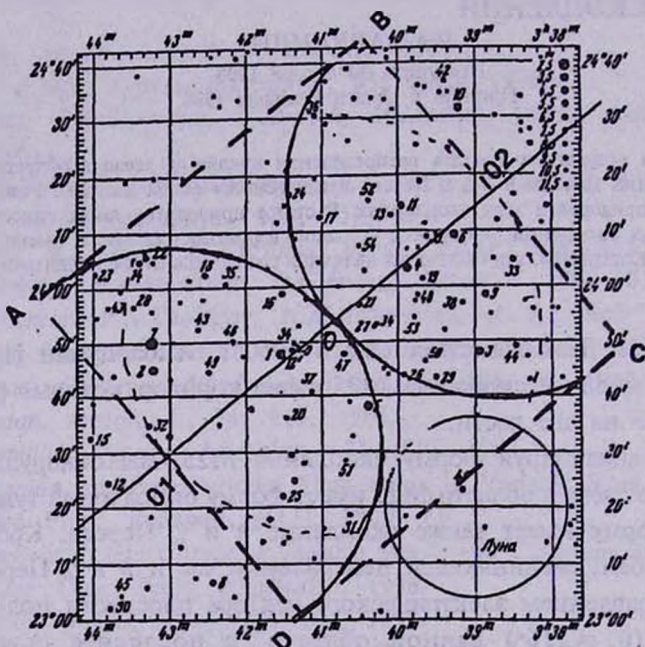


Рис.1. Карта ярчайших звезд - членов (пронумерованной) скопления Плеяды.

коридора. Причем площадь двух полуокругов равна $S = \pi R^2$, а коридора - $S_{\text{кор}} = 4R^2 - \pi R^2$. Отношение этих площадей

$$K = \frac{\pi R^2}{4R^2 - \pi R^2} = 3.65.$$

Теперь определим отношение количества ярчайших членов, расположенных в полуокругах, к количеству ярчайших звезд, находящихся в коридоре скопления Плеяды. Расчеты показывают, что это отношение превышает число 45. Фактически в коридор Плеяд не попадает ни одна яркая звезда. Для наглядности на рис.2 приводится распределение количества ярчайших звезд, в интервалах с шириной $\Delta l = 8'.3$ вдоль оси O_1O_2 . Как видно из рис.2, в центральной части (O) Плеяд в выделенную полосу попадает всего одна яркая звезда.

Из вышесказанного можно заключить, что распределение ярчайших

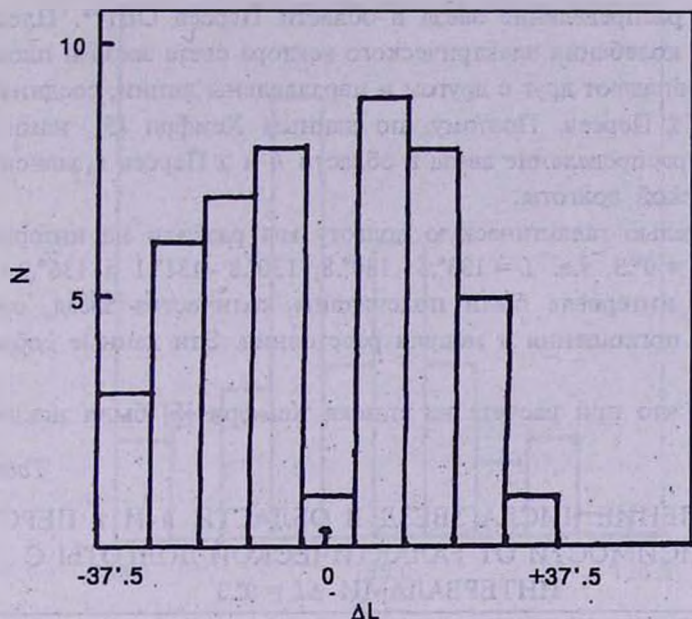


Рис.2. Распределение числа ярчайших звезд - членов (N) скопления Плеяды, рассчитанное в каждом интервале $\Delta L = 8'.3$ вдоль галактической долготы (от O_1 до O_2).

которой параллельно плоскости Галактики. С этой точки зрения интересно было бы рассмотреть распределение вспыхивающих звезд в областях полукругов и в коридоре.

Согласно частному сообщению О.Чавушяна и А.Осканяна, распределение вспыхивающих звезд по азимуту имеет два максимума и два минимума, причем минимальное количество вспыхивающих звезд наблюдается в направлении коридора, найденного по распределению ярчайших звезд в области Плеяды (см. рис.1).

Более детально рассмотрим распределение звезд в области открытого звездного скопления η и χ Персея.

3. *О существовании коридора в области скопления η и χ Персея.* Вопрос о распределении и движении О-В2 звезд в направлении η и χ Персея детально был изучен Мирзояном и др. [4] еще в 1991г. В этой работе подтверждено существование двух независимых ОВ-ассоциаций - Персей OB1* и Персей OB1**, расстояния которых составляют соответственно 1160 и 2340 пк [4]. Кроме этого оказалось, что Персей OB1*, в основном, содержит звезды V класса светимости (B0 - B1).

В работе Хемфри [5] приводится список членов звездной ассоциации η и χ Персея, модули расстояния которых больше $10^{2.4}$, т.е. фактически не содержатся звезды из Персея OB1*. Учитывая последнее, мы

рассмотрели распределение звезд в области Персея OB1**. Плоскость поляризации колебания электрического вектора света звезд и плоскость Галактики совпадают друг с другом и параллельны линии, соединяющей центры h и χ Персея. Поэтому, по данным Хемфри [5], нами было рассмотрено распределение звезд в области h и χ Персея в зависимости от галактической долготы.

С этой целью галактическую долготу мы разбили на интервалы с шириной $\Delta L = 0^\circ.3$, т.е. $L = 133^\circ.5 - 130^\circ.8$, $130^\circ.8 - 131^\circ.1$ и $136^\circ.2 - 136^\circ.5$ и в каждом интервале были подсчитаны количества звезд, средние межзвездные поглощения и модули расстояния. Эти данные собраны в табл.1.

Отметим, что при расчете из списка Хемфри [5] были исключены

Таблица 1

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА ЗВЕЗД В ОБЛАСТИ h И χ ПЕРСЕЯ В
ЗАВИСИМОСТИ ОТ ГАЛАКТИЧЕСКОЙ ДОЛГОТЫ С
ИНТЕРВАЛАМИ $\Delta L = 0^\circ.3$

L	N	$\overline{M}_V$	$\overline{A}_V$	$(\overline{m} - \overline{M}_V)$
133.5 - 133.8	4	-6.18	1.76	11.87
133.8 - 134.1	5	-5.2	2.29	11.61
134.1 - 134.4	6	-4.87	2.35	12.01
134.4 - 134.7	18	-5.19	1.70	11.86
134.7 - 135.0	7	-5.13	2.08	11.61
134.7 - 134.9	3	-5.07	1.91	11.46
135.0 - 135.3	12	-5.30	1.76	11.95
135.3 - 135.6	7	-5.93	1.63	11.54
135.6 - 135.9	3	-6.20	2.06	11.73
135.9 - 136.2	4	-5.95	2.53	11.71
136.2 - 136.5	1	-5.80	3.53	11.62

звезды, галактические широты которых $b > -0^\circ.6$ и $b < -6^\circ.0$, а также по пять звезд, у которых модули расстояния были меньше $11^m.1$ и больше $12^m.65$.

Из приведенных в табл.1 данных следует, что количество звезд имеет два максимума вдоль галактической долготы. Эти два максимума соответствуют долготам $L = 134^\circ.5$ и $L = 135^\circ.1$, а на долготе $L = 134^\circ.8$ наблюдается минимум количества звезд (см. рис.3). Как нетрудно заметить, минимум находится точно по середине двух максимумов. Если

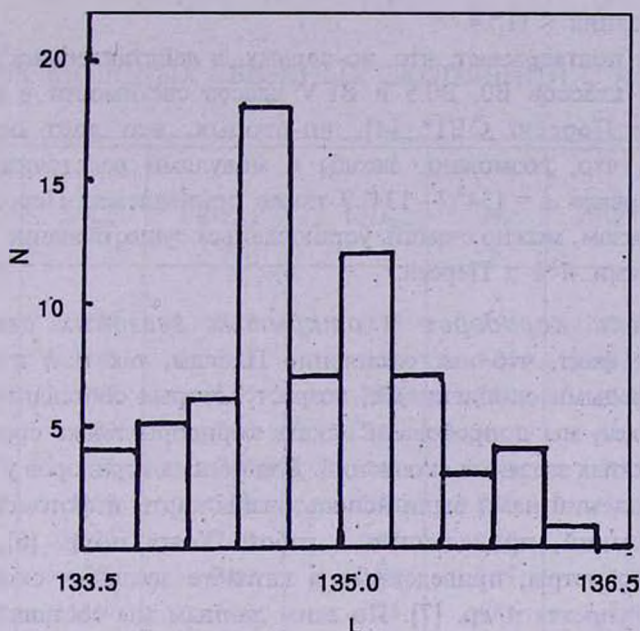


Рис.3. Распределение числа звезд (N) в области скопления λ и χ Персея вдоль галактической долготы L .

бы звезды в областях λ и χ Персея, отдельно взятых, были распределены сферически симметрично, то надо было бы ожидать в точке $L = 134^\circ.8$ вдвое больше звезд, чем в отдельно взятых скоплениях. Однако этого не наблюдается. Более того, расчеты показывают, что в интервал $L = 134^\circ.7 - 134^\circ.9$ вошли всего 3 звезды с модулями расстояния $11^m.41$, $11^m.42$ и $11^m.55$, которые, возможно, не принадлежат Персею $OB1^{**}$, а принадлежат скоплению Персей $OB1^*$ [4].

Действительно, расчеты показывают, что модулю расстояния $m - M$, $= 11^m.4$ соответствует расстояние, где могут быть звезды как из Персея $OB1^*$, так и из Персея $OB1^{**}$. Такое утверждение основывается на факте, что Персей $OB1^*$, в основном, содержит звезды типа B0.5, B1 (V класс светимости) [4].

Исходя из этого, мы сопоставили количество звезд спектральных типов B0V, B0.5V и B1V с остальными спектральными типами звезд, которые чаще всего встречаются в области Персей $OB1^{**}$.

Оказалось (по данным табл.3 и табл.4 в работе Мирзояна и др. [4]), что еще на модуле расстояния $m - M \leq 11^m.4$ приблизительно в шесть раз чаще встречаются звезды спектральных классов B0V, B0.5V и B1V, чем оставшихся других спектральных классов звезд. А вообще в списке Хемфри [5] содержатся всего лишь 7 звезд спектральных классов B0V, B0.5V и B1V. У всех этих звезд модули расстояния меньше или равны $11^m.4$, а среди остальных 93 звезд всего лишь у десяти, т.е. у 10%

модули расстояния $< 11^m.4$.

Последнее подтверждает, что, во-первых, в действительности звезды спектральных классов B0, B0.5 и B1 V класса светимости в основном принадлежат Персею OB1* [4], во-вторых, это дает основание предполагать, что, возможно, звезды с модулями расстояния $11^m.41$, $11^m.42$ в интервале $L = 134^\circ.7 - 134^\circ.9$ также принадлежат Персею OB1*.

Таким образом, можно считать установленным существование коридора между областями h и χ Персея.

4. Поиски коридоров у открытых звездных скоплений.

Учитывая тот факт, что как скопление Плеяды, так и h и χ Персея являются молодыми скоплениями, возраст которых составляет приблизительно 10^7 лет, мы попробовали искать коридоры также среди других молодых открытых звездных скоплений. Для поиска коридоров у открытых звездных скоплений нами были использованы карты и фотометрические данные скоплений, приведенные в работе Хоага и др. [6], а также некоторые параметры, приведенные в каталоге звездных скоплений и ассоциаций Рупрехта и др. [7]. По этим данным мы составили список звездных скоплений по мере увеличения их расстояний r .

В этом списке были приведены также возрасты τ , звездные величины ярчайших членов m_1 , абсолютные звездные величины $M(5)$ пятого по яркости члена этих 69 скоплений.

С целью устранения наблюдательной селекции, обусловленной расстоянием, из этого списка в каждом узком интервале расстояний выбрали два скопления, одно из которых имеет минимальный возраст, а другое - максимальный. Данные об этих двух типах звездных скоплений, с максимальными и минимальными возрастами, приводятся соответственно в табл. 2а и 2б.

В этих таблицах приводятся наименование скоплений, их расстояния (r), логарифм возраста ($\lg \tau$), поглощение, видимые звездные величины ярчайших членов (m_1), абсолютные звездные величины пятых по яркости членов ($M(5)$).

Отметим, что расстояние, возраст и поглощение, приведенные в табл. 2а, 2б являются медианными значениями этих величин, приведенных в каталоге Рупрехта и др. [7].

В конце обеих таблиц приводятся также усредненные значения возраста, поглощения, величин m_1 и $M(5)$. Как следует из этих данных, более молодые скопления по сравнению со старыми (как и следовало ожидать) показывают в среднем на $\Delta A_p = 0^m.35$ больше поглощения и на $\Delta M(5) = 2^m.61$ - больше светимости.

Теперь постараемся ответить на вопрос: имеют ли молодые звездные скопления коридоры и чем отличаются они от старых звездных скоплений.

Таблица 2а

СПИСОК МОЛОДЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ С КОРИДОРАМИ

NGC IC*	$(r)_{\text{mod}}$	$(\lg \tau)_{\text{mod}}$	$(A_V)_{\text{mod}}$	m_s	$M(5)$	$\frac{N(2 \times 45^\circ)}{N(2 \times 135^\circ)}$
6475	230	7.26	0.18	5.96	-0.60	2/20
2422	480	7.40	0.24	5.70	-0.71	4/26
7160	700	<7.00	1.26	7.04	-0.48	2/10
1502	880	7.30	2.26	-	-2.35	
2169	965	7.40	0.46	6.94	-1.58	0/14
6913	1150	<7.00	2.98	8.89	-3.08	0/10
6531	1320	7.20	0.85	7.25	-0.97	1/16
6910	1650	7.00	3.02	7.19	-4.07	2/17
6871	1740	<7.00	1.28	6.83	-4.56	2/13
1805*	2100	6.45	2.50	-	-5.18	
663	2130	<7.00	2.49	8.29	-5.11	
6611	2500	<7.00	2.38	8.19	-4.83	
7510	3100	7.00	2.77	9.68	-4.53	
1893	3980	6.74	1.73	9.04	-4.42	
Средн. значение	<7.05		1 ^m .74	7 ^m .50	-3 ^m .03	1/10

скопления коридоры и чем отличаются они от старых звездных скоплений. Для этой цели рассмотрим отношение ярчайших членов, расположенных в коридорах $[N(2 \times 45^\circ)]$ этих скоплений (на площадке, охватывающей два по 45° противоположных сектора относительно центра коридора), к числу ярчайших членов $[N(2 \times 135^\circ)]$, расположенных в двух оставшихся (вне зоны коридора) 135° секторах.

Как следует из табл.2а, значения отношения $\frac{N(2 \times 45^\circ)}{N(2 \times 135^\circ)}$ находятся в интервале от $\frac{1}{5}$ до $\frac{0}{14}$ вместо ожидаемого $\frac{1}{3}$, т.е. для скоплений, расположенных от нас на расстояниях до 2000 пк, среднее значение величины равно $\frac{N(2 \times 45^\circ)}{N(2 \times 135^\circ)} = \frac{1}{10}$, что более чем в три раза меньше ожидаемого. Это означает, что у молодых скоплений существуют коридоры. Что касается скоплений, расположенных на больших

СПИСОК СТАРЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ БЕЗ КОРИДОРОВ

NGC	$(r)_{\text{mod}}$	$(\lg \tau)_{\text{mod}}$	$(A_V)_{\text{mod}}$	m_i	$M(5)$
1662	415	8.34	1.02	8.98	-0.10
1342	550	8.51	0.84	8.44	+0.06
6940	850	8.75	0.76	10.95	+1.52
7031	910	8.45	2.62	11.31	+0.35
6802	960	9.23	2.42	13.77	-0.18
7142	1000	9.40	0.55	-	+2.16
6866	1200	9.00	0.42	10.00	+0.82
2099	1280	8.47	1.02	10.64	-0.45
1907	1380	8.65	1.30	11.32	-0.90
6694	1500	7.96	1.98	9.17	-0.55
7654	1720	7.63	1.95	10.95	-2.55
Tr35	2000	7.62	3.57	-	-2.41
1245	2300	8.91	0.84	12.95	-2.08
2324	2900	8.80	0.25	12.78	-1.69
Средн. значение		8.59	1 ^а .39	10 ^а .94	-0 ^а .42

расстояниях (см. табл.2а), то для них, из-за больших межзвездных поглощений и расстояний, трудно было бы обнаружить коридоры.

Вместе с этим, для скоплений с большими возрастaми нами не были обнаружены коридоры, т.е. для этих скоплений по нашим расчетам

$$\frac{N(2 \times 45^\circ)}{N(2 \times 135^\circ)} > \frac{1}{5}.$$

Кроме звездных скоплений, приведенных в табл.2а, при поисках скоплений с коридорами на карте Паломарского атласа нами были обнаружены также несколько молодых открытых скоплений с коридорами. Такими скоплениями являются NGC 1980, 6231, IC 2602, RU 97.

Итак, большинство молодых звездных скоплений имеет коридоры.

5. *Обсуждение.* Коридоры, обнаруженные в областях молодых звездных скоплений, могут быть обусловлены тремя причинами.

а) Звездные скопления с коридорами являются двойными системами.

б) В молодых звездных скоплениях звезды рождаются в центральной области коридора и, удаляясь от центра в противоположных направлениях в плоскости галактики, образуют двойные системы.

в) Молодые звездные системы имеют биполярную форму с коридором вследствие того, что в центральной области находится поглощающее облако.

Ясно, что в указанных трех случаях направление линий, которые соединяют центры двойных звездных систем, обусловлено вращением

Галактики, магнитным полем Галактики или локальными магнитными полями в области звездных скоплений. Следовательно, это направление будет параллельным направлению галактической плоскости. Такое заключение подтверждается также данными, которые относятся к скоплениям h и χ Персея и Плеяд. Некоторые сильные отклонения от галактической плоскости могут быть обусловлены сильными отклонениями локальных магнитных полей от плоскости Галактики в областях отдельных скоплений.

Поэтому изучение распределения вышеуказанных направлений необходимо, однако недостаточно для ответа на вопрос, какая из трех (а, б, в) версий образования коридоров в звездных скоплениях имеет место.

Вопрос исследования межзвездного поглощения в областях звездных скоплений нам кажется более важным. Тот факт, что у подавляющего большинства (75%) молодых звездных скоплений, приведенных в табл.2а, направление коридоров (согласно нашему расчету) почти перпендикулярно галактической плоскости, говорит в пользу того, что эти коридоры не являются следствием присутствия вытянутых поглощающих облаков, поскольку поглощающие облака обычно вытянуты в плоскости Галактики.

В конце настоящей работы нам хотелось бы остановиться на приведенных в работе Мирзояна и Мнацаканяна [8] данных, касающихся скоплений h и χ Персея и Плеяды [9].

Согласно Мирзояну и Мнацаканяну [8], с удалением от центра h и χ Персея скорость удаления звезд от центра увеличивается, т.е. эта система распадается. Вместе с этим, согласно Амбарцумяну [1], звездные системы, которые имеют коридор, должны распадаться. В настоящей работе было показано существование коридора h и χ Персея. Нетрудно видеть, что эти заключения дополняют друг друга и подтверждают идею распада молодых звездных систем, в частности систем h и χ Персея.

Что касается скопления Плеяды, то Мирзоян и Мнацаканян [9], изучая вопрос распределения вспыхивающих звезд в Плеядах, впервые заметили, что вспыхивающие звезды, которые имеют большую частоту, показывают существование полости в центральной части скопления.

Так как подавляющее большинство звезд ($\approx 90\%$) с большой частотой вспышек принадлежит скоплению Плеяды, то нет сомнения, что при существовании коридора в Плеядах мы в действительности наблюдали бы полость в скоплении, что является результатом методики, использованной в [9] для обнаружения полости.

6. Заключение. 1. Скопления h и χ Персея имеют коридор и, согласно идее Амбарцумяна [1] и данным Мирзояна, Мнацаканяна [8],

являются распадающейся звездной системой.

2. Яркие звезды в области Плеяд имеют коридор. С другой стороны, вспыхивающие звезды с большой частотой вспышек показывают существование полости в центральной части Плеяд. По всей вероятности, это также обусловлено существованием коридора в пространственном распределении вспыхивающих звезд, принадлежащих скоплению Плеяды.

В заключение выражаю глубокую благодарность Г.А.Арутюняну за ценные советы.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения

ON THE CORRIDORS IN THE YOUNG OPEN STAR CLUSTERS

R.A.VARDANYAN

The analysis of the distribution of the bright stars in young star clusters of Pleiades as well as in h and χ Persei along the galactic longitude is carried out. We notify on an existence of the corridors in these clusters. 18 young star clusters are presented which, with a great probability, also have corridors. According to Ambartsumian's idea, these clusters are disintegrating stellar systems.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Научные труды, т.2, ред. В.В.Соболев, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1960, с. 123.
2. A.Subramaniam, U.Gorti, Bangalor, H.C.Bhatt, Astron. Astrophys, 302, 86, 1995.
3. П.Г.Куликовский, Справочник любителя астрономии, Наука, М., 1975, с. 507.
4. Л.В.Мирзоян, В.В.Амбарян, А.Т.Гарибджанян, Астрофизика, 34, 357, 1991.
5. R.M.Humphreys, Astrophys. J. Suppl. Ser., 38, 309, 1978.
6. A.A.Hoag, H.L.Johnson, B.Iriarte, R.I.Mitchell, K.L.Hallam, S.Sharpless, Publ. U.S.Naval observ., 17, part 7, 347, 1961.
7. J.Ruprecht, B.Balazs, R.E.White, Catalogue of star clusters and Associations, Part B1, ed. B.Balazs, Akademiai Kiado, Budapest, 1981.
8. Л.В.Мирзоян, М.А.Мнацаканян, Астрофизика, 6, 337, 1970.
9. Л.В.Мирзоян, Нестационарность и эволюция звезд, под редакцией В.А.Амбарцумяна, изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1981, с. 217.

УДК: 524.312

ПЫЛЕВЫЕ ОБОЛОЧКИ ВОКРУГ НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗД РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ С ЭМИССИОННЫМИ ЛИНИЯМИ

Р.Х.ОГАНЕСЯН, Р.А.ЕПРЕМЯН

Поступила 3 января 1997

Принята к печати 11 марта 1998

Представлены результаты исследования околозвездных пылевых оболочек вокруг 22 звезд ранних спектральных классов с эмиссионными линиями. Определены поглощение на 1640 Å, линейные размеры и массы пылевых оболочек. Они отличаются друг от друга (см. табл.1). При определении массы оболочек были учтены радиусы H II зон, где средняя концентрация электронов в газовой оболочке принята $n_e = 2.5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$.

1. *Введение.* В настоящее время по данным ультрафиолетовых (УФ), оптически инфракрасных (ИК) наблюдений накоплен значительный материал об О-В-А звездах ранних спектральных подклассов и всех классов светимостей. Большинство этих звезд с эмиссионными линиями имеют недостаток энергии в УФ и избыток ее в ИК диапазонах, что, по-видимому, обусловлено существованием газо-пылевых оболочек вокруг них. Поэтому в непрерывных спектрах имеет место отклонение от нормального распределения энергии. Например, результаты спектрофотометрических и фотометрических исследований [1-8] Ве-звезд показали, что их спектральные и фотометрические параметры характеризуются следующим образом:

- Величины бальмеровских скачков (D) Ве-звезд меньше, чем у нормальных звезд того же спектрального подкласса [1, 2, 4].

- Ве-звезды имеют большие по сравнению с нормальными В- звездами спектрофотометрические градиенты [1, 2, 4].

-Показатели цвета В-V Ве- звезд в большинстве случаев являются более красными, а в U-B - более голубыми, чем В-звезды того же спектрального подкласса [3].

-В отличие от большинства Ве-звезд (классических) существуют Ве-звезды, у которых при увеличении блеска становится краснее не только показатель В-V, но и U-B [5,10], а величины бальмеровских скачков становятся аномально больше, чем у нормальных В-звезд тех же спектральных подклассов [5, 6].

ИК-исследования [9-11] типичных Ве-звезд, находящихся на расстоянии 50 -75 пк от нас, выполненные на основании данных IRAS [12] показали, что ИК-избыток эмиссии обусловлен излучением ионизованного газа, в котором имеют место свободно-свободные переходы электронов, а ИК-показатели цвета на двухцветных диаграммах (12)-(60), (12)-(25) [9, 11] и (25)-(60), (12)-(25) [10] занимают очень компактную область. С другой стороны, на тех же диаграммах указаны показатели цвета звезд типа Ве и Ae, которые лежат вне этой области. По исследованиям [13, 14] эти звезды, кроме газовых оболочек имеют и пылевые.

Из [10, 11, 13-16] следует, что в число звезд с ИК эмиссией входят звезды различной физической природы, находящиеся на разных стадиях эволюции. Поэтому физические свойства их околозвездных оболочек также должны быть различными.

С этой точки зрения определеннй интерес представляют некоторые звезды с предполагаемыми газо-пылевыми оболочками, исследованные в работах [17-21] на основании наблюдений космического телескопа Глазар [22]. В этих работах обращено внимание на тот факт, что некоторые звезды, находящиеся на сравнительно близких расстояниях от нас, имеют заметно большие поглощения на $1640 \text{ \AA}$, чем остальные звезды на тех же расстояниях в их окрестностях. Следовательно, это поглощение не может быть только межзвездным, но и околозвездным.

В работах [17-21] сделан вывод о существовании относительно плотных пылевых оболочек у этих звезд, среди которых имеются 15 звезд с ИК излучением [12].

В нашей предыдущей работе [23] были представлены результаты исследований околозвездных пылевых оболочек 36 звезд О-В-А разных классов светимостей, наблюдаемых в направлениях ассоциаций Cas OB1, Cas OB2, Per OB1 и Ori OB1.

В настоящей работе, на основании данных о распределении пылевой материи в пространстве в направлениях 15 звездных ассоциаций [17-21] представлены результаты исследования предполагаемых пылевых оболочек вокруг 22 звезд ранних спектральных классов с эмиссионными линиями и всех классов светимостей, расположенных в направлениях вышеуказанных 15 ассоциаций. Среди этих звезд имеются звезды типа Вольфа-Райе, Р-Лебедя, Ое и Ве, список которых представлен в табл.1 (порядковые номера, HD-номера спектральные классы и другие параметры).

2. Поглощение, обусловленное околозвездными пылевыми оболочками. Доля поглощения $1640 \text{ \AA}$, вызванная околозвездными пылевыми оболочками, определялась, аналогично [23], методом соседних

Таблица 1

 ПАРАМЕТРЫ ЗВЕЗД С ОКОЛОЗВЕЗДНЫМИ ПЫЛЕВЫМИ
ОБОЛОЧКАМИ

№	HD	Спектр	d пк	r пк/см ²	$s \times 10^{-16}$ см	Погл. ΔA_{1640}	Δr а.е.	Масса об. $M_{\odot}$
1	13669	B2Ve	550	12.0	0.933	3.23	2000	$4.6 \cdot 10^{-3}$
2	14818	B1Iae	1400	53.0	4.122	3.19	2090	$3.8 \cdot 10^{-2}$
3	34576	B3Ve	470	6.6	0.513	0.70	430	$1.7 \cdot 10^{-4}$
4	34921	B0IVpe	1110	56.0	4.355	2.27	1400	$2.2 \cdot 10^{-2}$
5	35345	O9.5Vpe	1080	54.0	4.200	4.23	2600	$5.5 \cdot 10^{-2}$
6	35972	B7Ve	550	1.9	0.148	1.06	660	$1.7 \cdot 10^{-4}$
7	37115	B4Ve	280	5.0	0.389	2.51	1550	$2.4 \cdot 10^{-3}$
8	37806	B7.5Vpe	240	1.5	0.117	3.06	1890	$3.0 \cdot 10^{-3}$
9	38120	B9Ve	480	0.5	0.039	0.91	560	$8.1 \cdot 10^{-5}$
10	42087	B2.5Ibe	1050	27.5	2.139	2.69	1660	$1.1 \cdot 10^{-2}$
11	259431	B1Vpe	1260	17.0	1.322	2.75	1700	$6.3 \cdot 10^{-3}$
12	259597	B0.5Vpe	1710	28.0	2.177	2.47	1520	$9.2 \cdot 10^{-3}$
13	259631	B5Vpe	850	3.6	0.280	2.22	1370	$4.5 \cdot 10^{-3}$
14	51480	B0.5Vpe	580	28.0	2.177	3.77	2330	$2.0 \cdot 10^{-2}$
15	52721	B0.5IIIne	1000	35.0	2.722	1.79	870	$1.1 \cdot 10^{-2}$
16	53367	O9IVe	810	76.0	5.910	4.15	2570	$9.7 \cdot 10^{-2}$
17	63462	B0Vpe	360	46.0	3.577	1.06	660	$5.9 \cdot 10^{-3}$
18	76534	B2Vnpe	660	12.0	0.933	2.53	1560	$4.1 \cdot 10^{-3}$
19	150093	B4III/Ie	310	10.0	0.778	1.96	1210	$2.0 \cdot 10^{-3}$
20	151932	WN7	2000	53.0	4.122	1.11	690	$7.9 \cdot 10^{-3}$
21	193237	B1Ia+e	780	68.0	5.288	1.81	1110	$2.3 \cdot 10^{-2}$
22	193576	O6+WN5	860	53.0	4.122	2.65	1640	$2.6 \cdot 10^{-2}$

звезд. Необходимо отметить, что в том случае, когда соседняя звезда находится на большем расстоянии, чем исследуемая, ее поглощение нужно привести к такому значению, как если бы расстояние от нас до нее было таким же, что и до исследуемой звезды. При этом считается, что поглощение излучения звезд сравнения обусловлено только межзвездной составляющей

$$A_{1640}^n = A_{1640}^c (du/dc), \quad (1)$$

где символ (c) относится к звезде сравнения, (n)- к поглощению, приведенному на расстояние исследуемой звезды, а (u) - к исследуемой звезде, A_{1640} — поглощение на 1640 Å, а d- расстояние до звезды.

При таком подходе разность поглощений (ΔA_{1640}) на 1640 Å

$$\Delta A_{1640} = A_{1640}^m - A_{1640}^n \quad (2)$$

и есть значение поглощения, обусловленное наличием пылевых оболочек. Значения ΔA_{1640} представлены в седьмом столбце табл.1.

Список звезд сравнения приведен в табл.2. В первом столбце этой таблицы приведены порядковые номера исследуемых звезд, взятые из табл.1. Далее представлены HD-номера, спектральные классы, величины межзвездного поглощения звезд сравнения и поглощения приведенных

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ЗВЕЗД СРАВНЕНИЯ

№	Звезда сравн. HD,BD	Sp	Полн. погл. A_{1640}	Погл. прив. на рас. иссл.зв.	№	Звезда сравн. HD,BD	Sp	Полн. погл. A_{1640}	Погл. прив. на рас. иссл.зв.
1	12323	O9.5V	2.68	0.78		37470	B7.5V	0.30	
	12727	B1 III	2.73	± 0.40	10	42896	B0.5V	1.10	0.48
	13717	B9 II	2.22		11	258749	B3 V	0.21	0.14
2	14434	B6 V	4.55	2.18	12	258749	B3 V	0.21	0.40
	14443	B2 Ib	2.49	± 1.05		259954	B3 IV	0.84	± 0.43
3	34546	B4.5V	1.63	1.26		260537	B5 V	0.12	
4	34333	B2 III	2.00	1.74	13	260537	B5 V	0.12	0.06
5	34986	B1 III	3.20	1.44	14	51454	B6 IV	2.45	1.71
	+34°1059	O9 IV	3.82	± 0.14	15	52159	B4Ve	0.77	1.01
	+35°1141	B0.5IV	3.34			53035	B4.5III	1.29	± 0.47
6	36046	B4.5 V	0.95	0.69	16	53010	B2.5 V	2.50	1.52
	36312	B7.5 V	0.63	± 0.08		53035	B4.5 III	2.29	± 0.32
	36935	B5 IV	0.60		17	63639	A0.5 V	0.72	0.76
7	36916	B4.5 V	1.16	0.38	18	75275	B3 V	1.38	0.88
	37150	B2 V	0.77	± 0.30		75872	B4 IV	1.26	± 0.14
	37209	B1.5IV	0.18		19	151804	B1 Ia	1.31	0.26
	37373	B7.5 V	0.49			152096	B2 IV	2.01	± 0.04
8	37686	B9 V	0.05	0.21	20	151804	B1 Ia	1.31	1.66
	37744	B1 V	0.84	± 0.13		152096	B2 IV	2.01	± 0.35
	37886	B7.5 V	0.91		21	192639	B0.5 Ia	5.88	3.60
	37927	B6 V	0.61			193007	B1.5 II	5.09	± 0.49
9	37209	B1.5IV	0.18	0.23		193076	B1 II	5.67	
	37373	B7.5 V	0.49	± 0.18	22	193032	B0.5II	3.48	3.46
	37481	B1.5 V	0.11			193514	B0.5 II	3.43	± 0.03

на расстояние исследуемых звезд - A_{1640}^H , а также средние значения поглощений $(A_{1640}^H \pm \sigma_{1640})$ с дисперсией поглощений, если число звезд сравнения больше единицы.

3. Данные IRAS для исследуемых звезд с ИК - эмиссией. 15 звезд из 22 исследуемых имеют ИК-эмиссию. Для этих звезд по значениям потоков ИК- излучения на длинах волн 12, 25 и 60 мкм [12], определенных по методу [13], получены показатели цвета V-(12), (12)-(25), (12)-(60), представленные табл. 3. При этом, 6 звезд из этого списка (№ 4, 9-11, 14, 21) имеют нормальные потоки на трех длинах волн (12, 25, 60 мкм), а у 9 остальных значения

Таблица 3

 НЕКОТОРЫЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ
ИССЛЕДУЕМЫХ ЗВЕЗД В ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИНАХ

№	V	E(B-V)	Полн. погл. A_{1640}	$m_1(12)$	m_2	Δm	Показатели цвета		
							V-(12)	(12)-(25)	(12)-(60)
1	7.90	0.59	4.01	-	-	-	-	-	-
2	6.25	0.50	4.94	5.18	5.30	-0.12	1.07	1.44L	1.50L
3	7.50	0.18	1.96	-	-	-	-	-	-
4	7.47	0.50	4.01	4.73	6.82	-2.09	2.47	2.34	5.13
5	8.39	0.52	5.67	4.51L	4.67	-0.16	3.79	1.29	4.72L
6	8.83	0.20	1.75	-	-	-	-	-	-
7	7.08	0.13	2.89	-	-	-	-	-	-
8	7.96	0.07	3.27	1.42	7.62	-6.20	6.81	1.35	2.61L
9	9.07	0.08	1.14	1.72	8.70	-6.98	7.62	2.26	4.06
10	5.76	0.40	3.17	4.73	5.00	-0.27	1.03	1.36	3.43
11	8.74	0.52	2.89	1.01	7.81	-6.80	7.73	2.04	5.78
12	8.59	0.42	2.87	-	-	-	-	-	-
13	9.53	0.31	2.28	-	-	-	-	-	-
14	6.89	0.59	5.48	3.64	5.80	-2.16	3.25	0.52	2.39
15	6.60	0.34	2.80	3.39	6.19	-2.80	3.21	0.80	6.74L
16	6.96	0.75	5.67	-	-	-	-	-	-
17	4.48	0.29	1.82	2.70	4.33	-1.63	1.78	0.41	2.53L
18	8.04	0.37	3.41	4.23L	4.35	-0.12L	3.35	1.63	7.36L
19	7.92	0.25	2.22	4.19	6.89	-2.70	3.73	0.58	4.44L
20	6.49	0.44	2.77	3.47	5.16	-1.69	3.02	0.66	4.25L
21	4.81	0.64	5.41	1.65	2.91	-1.26	3.16	0.94	2.42
22	8.00	0.78	6.11	4.37	5.86	-1.49	3.63	3.66L	7.20L

потоков на этих длинах волн обозначены буквой L. Так как для этих звезд ошибка измерений больше 3σ , то показатели цвета таких звезд на рис. 1 и 2 отсутствуют. Поэтому, на рис. 1 указаны только показатели цвета (12) - (60) и (12)-(25) вышеуказанных 6 звезд (крестики). Там же для сравнения приведены показатели цвета 23 Be-звезд, взятых из работы [9] и 8 Ae /A-shell звезд, взятых из работы [11] (окружности). На рис.2 представлены диаграммы цвет-цвет (12)-(25), V - (12) для 11 звезд из табл. 3 (крестики), а для сравнения — те же показатели цвета для 29 Be-звезд по данным работы [9] (точки). Нужно отметить, что звезды типа Be, ИК-эмиссия которых обусловлена только свободно-свободными переходами, на рис. 1 и 2 занимают очень компактную область. Как видно из этих рисунков, исследованные нами звезды с эмиссионными линиями не попадают в этот квадрат. Это значит, что их ИК-избытки излучения — следствие существования не только газового, но и пылевого

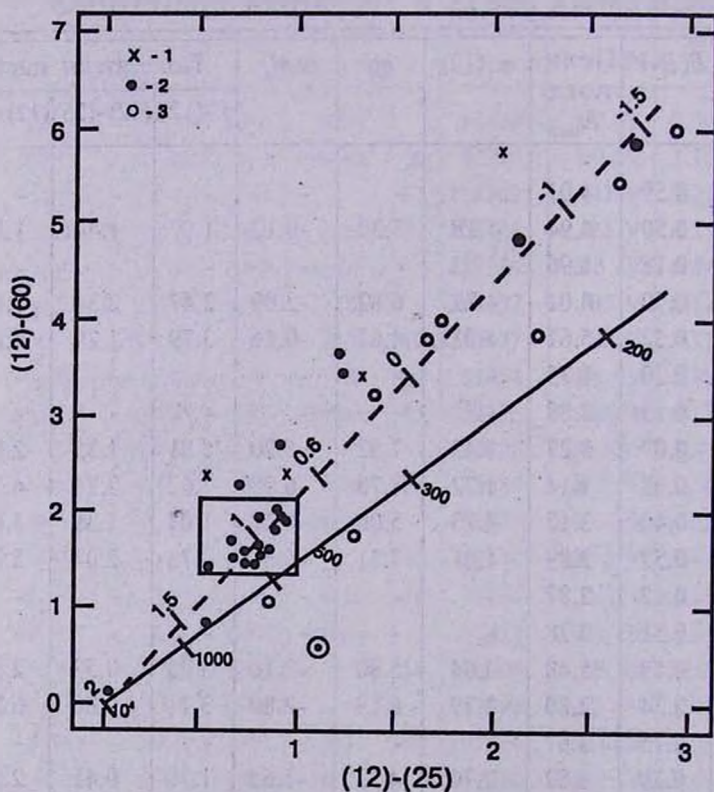


Рис.1. IRAS двухцветная (12)-(60), (12)-(25) диаграмма: 1 - звезды, наблюдавшиеся на длинах волн 12, 25 и 60 мкм; 2 - звезды типа Be с теми же показателями цвета, взятые из [9], приведены для сравнения; 3 - звезды типа Ae/A-shell, взятые из [11], также приведены для сравнения.

компонентов, что подтверждается также методом, предложенным в работе

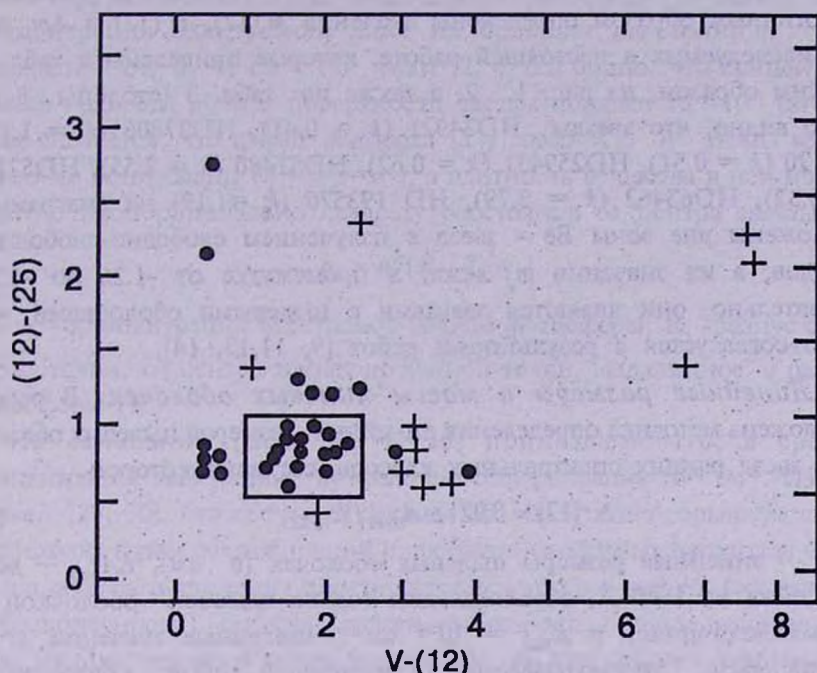


Рис. 2 Двухцветная диаграмма (12)-(25), V-(12) для 11 исследуемых звезд с эмиссионными линиями из табл.3 (крестики). Для сравнения приведены те же показатели цвета для 29 Be-звезд по данным[9] (точки).

[13]. В ней, по результатам исследований 19 Ae/A- shell звезд сделан вывод о том, что 8 из них имеют пылевые оболочки (облака). При этом использовались наблюдения на 12 мкм (по данным IRAS), звездная величина $m_I(12)$ определяется по формуле [13]:

$$m_I(12) = -2.5 \lg F(12, J_y) + 4.03 \quad (3)$$

и вычислены $m_I(12)$ звездные величины на 12 мкм вышеуказанных 19 звезд, потоки которых соответствовали излучателю, не имеющего поглощения. Для чернотельных источников отношения потоков на 12 и 25 мкм $k = F(12)/F(25)$ равно 4.3 [13]. Кроме этого, между величинами V , $B-V$ и $m_I(12)$ существует корреляция:

$$\Delta m_p(12) = m_I(12) - m_p(12)V - 2.353(B-V) - 0.271. \quad (4)$$

По разности (3)-(4) $\Delta m_p(12) = m_I(12) - m_p(12)$ определяется величина поглощения, по которой можно судить о наличии пылевых оболочек.

Если Δm_p - отрицательная величина меньше - 0.5, а отношение

поток $k = F(12)/F(25)$ сильно отличается от значения 4.3, то только звезды (HD 31648, 39060, 41511, 95881, 141569, 144668, 163296 и 179218, табл. 3 в [13]) являются звездами с пылевыми оболочками.

Аналогичным образом определены значения $m_{\lambda}(12)$, $m_{\nu}(12)$ и Δm , для звезд, исследуемых в настоящей работе, которые приведены в табл. 3.

Таким образом, из рис. 1, 2, а также из табл. 3 (столбцы 8-10) хорошо видно, что звезды HD34921 ($k = 0.41$), HD37806 ($k = 1.17$), HD38120 ($k = 0.51$), HD259431 ($k = 0.62$), HD51480 ($k = 2.55$), HD52721 ($k = 0.32$), HD63462 ($k = 2.79$), HD 193576 ($k = 1.19$) на диаграммах расположены вне зоны Ве - звезд с излучением свободно-свободных переходов, а их значения m_{λ} лежат в промежутке от -1.26 до -6.98. Следовательно, они являются звездами с пылевыми оболочками, что хорошо согласуется с результатами работ [9, 11, 13, 14].

4. *Линейные размеры и массы пылевых оболочек.* В работе [23] изложена методика определения линейных размеров пылевых облаков вокруг звезд ранних спектральных классов, согласно которой

$$\Delta r(12) = 0.921 \Delta A_{1640} / K_{1640}, \quad (5)$$

где Δr - линейные размеры пылевых оболочек (в см), ΔA_{1640} - доля поглощения на 1640 Å, обусловленная только пылевой оболочкой (в звездных величинах), а $K_{1640} = 10^{-16}$ см⁻¹. Численные значения Δr (в а.е.) для звезд, рассматриваемых в настоящей работе, приведены в табл. 1.

Для определения массы пылевых оболочек исследуемых звезд, необходимо учитывать величины линейных радиусов областей Н II вокруг них (зоны Стремгrena [24]).

Согласно [25], между зонами Н II и Н I имеется переходная область, где световое давление в линии La достигает своего максимума.

По-видимому, пыль находится в переходной области между зонами Н II и Н I. Поэтому, при определении масс пылевых оболочек необходимо учитывать радиусы ионизованных зон. Согласно [26, 27], основным источником нагрева пылевых частиц является поглощение излучения фотосферы, которое переизлучает в ИК-диапазоне. В [26, 28] предполагается, что пылевая эмиссия образуется в ионизованной области. Тогда при существовании достаточно плотной пылевой оболочки должно наблюдаться ИК-излучение. Соответственно, при разреженной пыли ИК-излучения не наблюдается.

В работе [29] определены радиусы областей Н II для звезд спектральных подклассов O5-B9 и всех классов светимостей. Численные значения этих радиусов ($s n_e^{3/2}$) зон Н II использованы в нашей работе, где s -радиус сферы Стремгrena, n_e - концентрация электронов (см⁻³) в

этой сфере.

Т. к. исследуемые нами звезды имеют протяженные газовые оболочки, из-за истечения вещества с фотосфер (звездный ветер), концентрация электронов, даже на больших расстояниях, сильно отличается от $n_e = 1 \text{ см}^{-3}$. Из работ [2, 4, 30] видно, что концентрация атомов водорода вблизи поверхности звезды порядка $10^{11}-10^{13} \text{ см}^{-3}$. При этом считается, что атомы водорода (а у звезд WR и атомы гелия) в оболочке ионизованы ($n = n_e = n^+$), а плотность вещества в ней меняется обратно пропорционально квадрату расстояния от центра звезды, т.е.

$$n_e = n_e^0 (R_*/R)^2, \quad (6)$$

где n_e^0 - концентрация электронов вблизи фотосферы, R_* - радиус звезды, R - расстояние от центра звезды до данной точки, выраженное в радиусах фотосферы (R_*).

На основании работ [2, 4, 30] принимаем, что, в среднем, концентрация электронов n_e возле фотосферы равна 10^{12} см^{-3} . Известно также, [25, 30], что свечение газовых оболочек в непрерывном спектре происходит путем рекомбинаций и свободно-свободных переходов в полях ионов, а область свечения простирается достаточно далеко (теоретически до бесконечности). Так как материя, выброшенная в виде ионизованного газа, распространяется очень далеко, (6), то для средней концентрации в оболочке мы принимаем то значение, которое соответствует $R=2000R_*$, где n_e , согласно (6), равно $2.5 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$. Сравнивая это значение с полученными в работе [31] ($n_e = 4 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$) и радио и IRAS-данными ($n_e > 2 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$) [33], а также с данными работы [34] ($n_e = 10^2-10^5 \text{ см}^{-3}$ для 88 планетарных туманностей), видно, что оно вполне приемлемо. Поэтому, при определении радиуса s-H II использовалось значение $n = 2.5 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$

$$s = r n_e^{-1/2}, \quad (7)$$

где $r (\text{пк см}^{-2})$ численные значения радиусов зон H II (при $n_e = 1 \text{ см}^{-3}$) соответствующих спектральных подклассов, взятых из [29].

Значения r и s приведены в табл. 1.

Имея численные значения радиусов s , плотность пылевой материи в оболочке и линейные размеры пылевой оболочки звезды, можно оценить массу пылевой оболочки в единицах $M_\odot$ по формуле:

$$M_{об} = (4\pi/3) \left[(s + \Delta r)^3 - s^3 \right] \rho_g M_\odot^{-1} \quad (8)$$

Значение $\rho_g = 5.73 \cdot 10^{-20} \text{ гсм}^{-3}$ взято из работы [25]. Значения $M_{об}/M_\odot$ также представлены в табл. 1. Из нее видно, что линейные размеры пылевых оболочек находятся в пределах от 450 до 2600 а.е. ,

массы - от 10^{-4} до $10^{-1} M_{\odot}$. Для сравнения отметим, что по исследованиям слабых [36] и ярких [37] планетарных туманностей, массы их пылевых оболочек равны $10^{-5} - 10^{-3} M_{\odot}$.

5. *Некоторые сведения об исследуемых звездах.* Интересно заметить, что существует зависимость между массами ($\lg M_{\infty}/M_{\odot}$) и величинами поглощений (ΔA_{1640}) пылевых оболочек, построенная на основании данных табл. 1. Она представлена графически на рис. 3. Из этого рисунка видно, что получены 2 линейные зависимости распределения исследуемых звезд (обозначим их индексами I и II).

На I прямой расположены звезды спектральных классов O6+WN5, WN7, O9 - B0.5 почти всех светимостей и одна звезда типа B2.5 Ib (N 10). Вторая прямая содержит звезды спектральных классов O9.5 - B9 в главной последовательности, за исключением одной звезды - класса B4 III-II.

Массы пылевых оболочек первой прямой в основном больше чем второй. Только 3 звезды спектральных классов O9.5 Vp (N5), B0.5 Vp (N 14) и B1 Vp (N 11), находящихся на второй прямой, имеют массы того же порядка, что и на первой прямой.

Разновидность этих прямых, по-видимому, обусловлена как большими

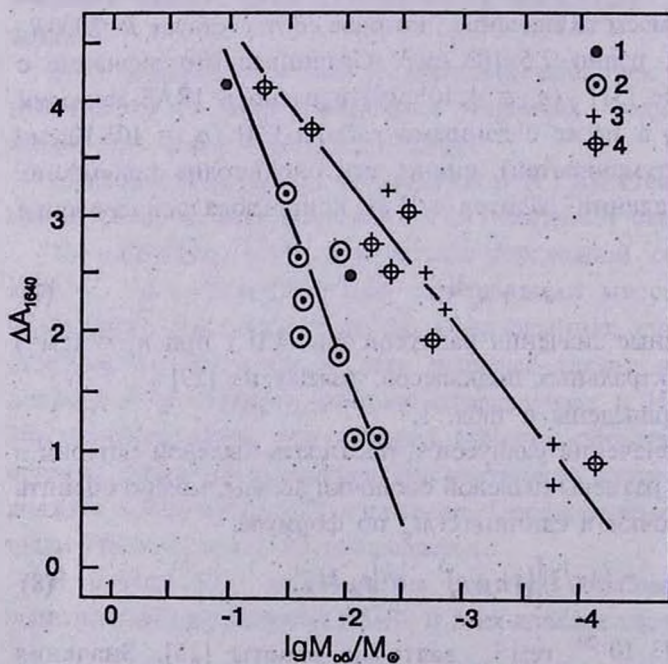


Рис. 3. Зависимость между поглощениями (излучения) пылевых оболочек (ΔA_{1640}) и их массами ($\lg M_{\infty}/M_{\odot}$) для 22-х исследуемых O-B9 звезд:

1 - звезды на I прямой, не имеющие ИК-эмиссии; 2 - звезды с ИК-эмиссией; 3 - звезды на II прямой, не имеющие ИК-эмиссии; 4 - звезды с ИК-эмиссией.

радиусами H II зон вокруг O-B1 звезд первой прямой, так и большой разницей между радиусами пылевых оболочек исследуемых звезд.

Как видно из табл.1 величины радиусов пылевых оболочек Δr (ΔA_{1640}) и спектральные классы этих звезд не зависимы друг от друга. Просмотр Паломарских карт показал, что среди звезд, исследуемых в настоящей работе, есть звезды (HD 13669 и HD 14818 из области Peg OB1), в окрестностях которых не видны диффузные облака.

Звезда HD 35345 в направлении Aur OB1 находится в области слабого диффузного облака, которое видно только на Е-карте. Вероятно, что эта звезда связана с облаком, освещающим его.

Звезды HD 37115, HD 37806 и HD 38120 из области Ori OB1 находятся в пылевых облаках. По данным [38] HD 37806 имеет вокруг себя пылевые облака. Звезда HD 259431 из области Mon OB1, по данным [38] окружена околосредним пылевым облаком.

Звезда HD52721 из области C Ma OB1 является ядром зоны H II [39], HD 53367 является освещающей звездой диффузной туманности IC2177 (85x25) [40] и ядром зоны H II. Обе звезды по паломарским картам находятся в плотных облаках. Звезда HD 51480 из той же области является двойной системой с компонентами B0 III и K0 III. Не исключено, что избыток ИК-излучения связан с газо-пылевой оболочкой, находящейся вокруг этой системы. По данным [39] HD 151932 (WN7) является ядром зоны H II.

В слабом облаке (паломарские карты) находится и звезда типа Ве-Р Cyg = HD 193237. По данным [40] Р Cyg находится в промежуточной эволюционной стадии между супергигантом и звездой типа Вольфа-Райе. По данным радионаблюдений [41] на 4.8 ГГц и 1420 МГц подтверждено существование растянутой радиоэмиссии вокруг Р Cyg.

По паломарским картам вокруг звезды HD 193576 = V 444 Cyg хорошо видна зона H II. Она яркая на Е-карте и еле видна на О-карте.

Представляет интерес сравнение координат, исследуемых звезд с координатами рентгеновских источников [12, 41]. Оно показало, что среди них (по данным этих каталогов [12, 41]) не имеются рентгеновские источники с разностями не меньше ± 1 угловой минуты. Но в работе [42] указано, что (наряду с другими звездами) HD 193576 = V 444 Cyg (O6 + WN5) имеет рентгеновское излучение $L_x^{abs} = 5 \times 10^{32}$ и $L_x^{total} = (1-11)10^{32}$ эрг/с.

6. **Заключение.** Анализ результатов исследований 15 областей в направлениях ряда звездных ассоциаций [21-25], выполненных по наблюдениям на УФ-телескопе "Глазар" на 1640 А, позволяет сделать

следующие выводы:

1. У 22 звезд с эмиссионными линиями предполагаются пылевые оболочки.

2. Присутствие газо-пылевых оболочек подтверждается наблюдениями IRAS [16] .

15 звезд из 22 являются источниками ИК-излучения, показатели цвета (12)-(25) и (25)-(60), которые на двухцветной диаграмме расположены вне компактной области, обусловленной только свободно-свободными переходами.

3. Определены линейные размеры и массы пылевых оболочек исследуемых звезд, которые сильно отличаются друг от друга (см. табл.1, столбцы 8, 9).

4. Некоторые звезды (HD 35345, 37115, 37806, 38120, 52721, 53367, 193237) находятся в диффузных облаках и, возможно, освещают их .

5. Звезды HD 52721, 53367, 193576 являются ядрами H II зон, причем HD193576 окружена кольцеобразной зоной H II.

Авторы выражают благодарность В.В.Амбаряну за обсуждение результатов и полезные замечания.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения

THE DUST ENVELOPS AROUND SOME EARLY TYPE STARS WITH EMISSION LINES

R.Kh.HOVHANNESIAN, R.A.EPREMIAN

The results of circumstellar dust envelopes for 22 early type and luminous stars with emission lines, in directions of 15 OB associations are presented. The absorption at λ 1640 Å, linear sizes and masses of circumstellar dust envelopes are determined. They differ from each other strongly (Table 1). At definition of envelopes the radii of HII regions were taken into account, where the mean electron concentration $n_e = 2.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ was adopted.

ЛИТЕРАТУРА

1. *D.Barbier, D. Chalonge*, Ann., d Astrophys., 4, 30, 1941.
2. *О.Цой Дяй*, Астрон. ж., 33, 506, 682, 1956.
3. *E.Mendoza*, Astrophys. J., 128, 207, 1958..
4. *Р.Х.Оганесян*, Сообщ. Бюр. общ., 32, 25, 1963.
5. *D.Chalonge, D.Divan, L.V.Mirzoyan*, Astrofizika, 4, 603, 1968.
6. *Я.Н.Чхиквадзе*, Астрофизика, 16, 716, 1980; 17, 317, 1981.
7. *N.L.Nordh, S.G.Olofsson*, Astron. Astrophys., 56, 117, 1977.
8. *R.E.Schild*, Astrophys. J., Suppl.ser., 37, 77, 1978.
9. *J.Gole, L.B.F.M.Waters*, Astron. Astrophys., 176, 93, 1987.
10. *J.Cote*, Astron. Astrophys., 181, 77, 1987.
11. *L.B.F.M.Waters, J.Cote, T.R.Geballe*, Astron. Astrophys., 203, 348, 1988.
12. Infrared Astronomical Satellite (IRAS) Catalogs and Atlases, V. 2-6, 1988.
13. *M.Jaschek, C.Jaschek, D.Egret*, Astron. Astrophys., 158, 325, 1986.
14. *Rene D.Oudmaijer, W.E.C.J. van der Veen et al.*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser, 96, 625, 1992.
15. *W.E.C.J.van der Veen, L.B.F.M.Waters, N.R.Trams, H.E.Matthews*, Astron.Astrophys. 285, 551, 1994.
16. *D.Van Buren, R.McGray*, Astrophys. J. Lett., 329, L 93, 1988.
17. *Г.М.Товмасян, Р.Х. Оганесян, Р.А.Епремян, Д.Югенен*, Астрофизика, 33, 329, 1990; 34, 301, 1991.
18. *Г.М.Товмасян, Р.Х.Оганесян, Р.А.Епремян, Д.Югенен, А.С.Викторенко, А.А.Серебров* Астрон. ж., 68, 942, 1991.
19. *Н.М.Tovmassian, R.Kh.Hovhannessian, R.A.Epremian et al.*, Astrophys. Space Sci., 188, 217, 1992.
20. *Г.М.Товмасян, Р.Х.Оганесян, Р.А.Епремян, Д.Югенен*, Астрон. ж., 451, 1993.
21. *Н.М.Tovmassian, R.Kh.Hovhannessian, R.A.Epremian, D.Huguenin*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 100, 501, 1993.
22. *Г.М.Товмасян, Ю.М.Ходжаянц, М.Н.Крмоян и др.* Письма в Астрон. ж., 14, 1988.
23. *Р.Х.Оганесян, Р.А.Епремян, А.А.Каранетян*, Астрофизика, 38, 341, 1995.
24. *B.Strmgren*, Astrophys. J., 89, 526, 1939.
25. *В.В.Соболев*, Курс теоретической астрофизики, М., Наука, физматтиз., 1985, с. 334, 420.
26. *С.Потташ*, Планетарные туманности, перев. с англ., М., "Мир", 1987, с. 228.
27. *Р.А.Сюняев, Ю.Н.Дрожжин-Лабинский, Я.Б.Зельдович, В.Г.Курт, Р.З.Сагдеев*, Физика космоса (маленькая энциклопедия), Советская энциклопедия, М., с.285.
28. *R.H.Holderbrand*, Quart. J. Roy. Astron. Soc., 24, 267, 1983.
29. *A.J.R.Prentice, D.ter Haar*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 146, 423, 1969.

30. В.П.Рыльков, *Астрофизика*, 11, 473, 1975.
31. E.Antonopoulou, S.R.Pottasch, *Astron. Astrophys.*, 173, 108, 1987.
32. M.A.Braz, P.Sivagnanam, *Astron. Astrophys.*, 181, 19, 1987.
33. K.V.K.Iyenger, *Astron. Astrophys.*, 158, 89 1986.
34. S.R.Pottasch, B.Baud, D.Beintema et al., *Astron. Astrophys.*, 138, 10, 1984.
35. D.A.Allen, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 161, 145, 1973.
36. P.Marshalkova, *Astrophys. Space Sci.*, 27, 3, 1974.
37. A.Becvar, *Atlas Coeli II, Katalog*, 1950.0, Praha, 1959.
38. J.N.Heckathorn, F.C.Brohweiler, Th.R.Gull, *Astrophys. J.* 252, 230, 1982.
39. J.G.L.M.Lamers, M.deGroot, A.Cassatella, *Astron. Astrophys. Lett.*, 123, L8, 1983.
40. J.W.B.Baars, H.J.Wendker, *Astron. Astrophys.*, 181, 210, 1987.
41. W.Voges, B.Aschanbach, Th.Bollr et al. *The ROSAT All-Sky Survey Bright Source Catalogue (1RXS)*, *Astron.Astrophys.* in press, 1996.
42. К.В.Бычков, А.М.Черепанчук, *Астрон. ж.*, 70, 512, 1993.

НЕОДНОРОДНОСТИ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА ГОРЯЧИХ СВЕРХГИГАНТОВ

Ф.В.КОСТЕНКО, А.Ф.ХОЛТЫГИН

Поступила 5 марта 1998

Принята к печати 30 марта 1998

Проанализированы причины переменности профилей линий в спектрах сверхгигантов класса О. Сделано предположение, что основной причиной переменности является движение в атмосфере плотных сгустков вещества (неоднородностей или облаков) на луче зрения между звездой и наблюдателем. Рассчитаны профили УФ резонансных линий C IV и Si IV в спектрах ярких ОВ сверхгигантов для сферически - симметричных атмосфер этих звезд и для атмосфер с неоднородностью на луче зрения. Исследована зависимость профилей линий от расстояния неоднородности до центра звезды. Показано, что в рамках предложенной модели переменности профилей линий можно объяснить образование и временную эволюцию дискретных абсорбционных компонентов (ДАК) в профилях резонансных УФ линий C IV и Si IV. Оценены параметры неоднородностей, при движении которых в атмосфере образуются ДАК.

1. *Введение.* К настоящему времени получено большое число теоретических и наблюдательных свидетельств присутствия локальных неоднородностей в атмосферах звезд ранних спектральных классов [1-4]. С наличием неоднородностей в атмосфере связывается, главным образом, переменность профилей линий в спектрах этих звезд.

Одним из наиболее ярких проявлений переменности профилей линий в спектрах звезд спектрального класса О является появление в них переменных дискретных абсорбционных компонент (ДАК) (см. например, [5,6]). Так называется группа абсорбционных деталей профилей линий, меняющих со временем свое положение и ширину. Дискретные абсорбционные компоненты сначала обнаруживаются в абсорбционной части профилей линий (главным образом резонансных линий NV, C IV и Si IV) как широкие абсорбции со смещением порядка $v \sim 1000$ км s^{-1} от центра линии. За время своей жизни, составляющей 2-3 суток, дискретные абсорбционные компоненты смещаются от центра к фиолетовому краю профиля линии. При этом эквивалентная ширина ДАК мнется незначительно.

Важной особенностью переменности профилей линий являются вариации фиолетового края профиля поглощения. Эти вариации проявляются как в виде сдвига края профиля, так и в форме изменения его крутизны. Несомненна связь ДАК и переменности фиолетового края

линии, так как эти особенности проявляются обычно одновременно и у одних и тех же звезд.

Следует отметить, что как ДАК, так и переменность края линии обнаруживаются и в участках спектра, смещенных от центра профиля линии на величину, большую предельной (терминальной) скорости ветра $V_{\infty} \sim 2000-3000 \text{ км с}^{-1}$. Абсорбция в этих участках профиля может быть объяснена наличием сверхзвуковых движений в областях формирования ДАК в звездном ветре.

Дискретные абсорбционные компоненты появляются в спектре достаточно регулярно. Общая картина ДАК в спектре повторяется по истечении одного периода вращения звезды. Такая квазипериодичность может быть связана как с вращением звезды, так и с ее нерадиальными пульсациями [7-9].

Целью настоящей работы является изучение влияния неоднородностей в ветре на профили линий с спектрах облачной атмосферы. В разделе 2 описывается облачная модель звездного ветра и обсуждаются причины переменности звездного ветра. В разделе 3 излагается процедура вычисления спектров в рамках облачной модели. В разделе 4 обсуждаются результаты расчетов профилей линий. Демонстрируется возможность объяснения формы и общего характера эволюции ДАК. Некоторые заключения сделаны в разделе 5.

2. Причины переменности профилей линий и модели неоднородного звездного ветра. За последнее десятилетие было выяснено, что быстрая переменность (как спектральная, так и фотометрическая) на временном масштабе от нескольких часов до нескольких дней является общим свойством большинства звезд спектральных классов О и В [10,6]. В качестве главного фактора, вызывающего переменность, обычно рассматриваются различные проявления фотосферной активности. В то же время и другие источники переменности также могут быть существенными, а общий вид зависимости профилей линий от времени определяется комбинацией нескольких факторов, вызывающих переменность. Возможные физические и кинематические причины переменности профилей перечислены в табл.1. В последней колонке таблицы указаны объекты, для которых данный тип переменности проявляется наиболее ярко, хотя следует отметить, что какой-то определенный тип переменности очень редко проявляется в чистом виде.

2.1. Причины переменности. Переменность профилей, связанная с неоднородностями (облаками) в ветре обнаружена лишь у звезд типа Вольфа-Райе (WR) и некоторых звезд спектрального класса О [11,12]. Звезды WR являются единственным классом объектов, для которых не

Таблица 1

ФАКТОРЫ, ВЫЗЫВАЮЩИЕ ПЕРЕМЕННОСТЬ ВЕТРОВ
ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД

	Возможная причина	Непосредственный источник перемешивания	Периодичность	Характерное время	Объекты
1	Вращение звезд	Поверхностная и околос звездная активность джеты диски	есть	Период вращения	Быстро Вращ. звезды
2	Орбитальное движение	то же аккреция	есть	Орбитальный период	Тесные двойные звезды
3	Пульсации	Радиальные Нерadiальные	есть	15-30мин. Часы	А и В В и Ве
4	Звездный ветер	Неоднородности в ветре	нет	Часы-дни	WR О
5	Околос звездные оболочки	Аккреция	?	Дни	Ае/Ве звезды Хербига

обнаружены проявления фотосферной активности в изменениях профилей линий.

Как показывает анализ наблюдений (например, [6]) переменность профилей линий в спектрах ОВ-сверхгигантов, изучаемая в данной работе, связана, вероятно всего, с двумя основными факторами: поверхностной активностью самой звезды и наличием неоднородностей в ее ветре.

2.2. Облачная модель звездного ветра. До настоящего времени механизм образования дискретных абсорбционных компонентов в спектрах ОВ-сверхгигантов остается не вполне ясным. Регулярность появления ДАК в профилях линий и близость среднего интервала времени между последовательными появлениями серий ДАК к периоду вращения звезды наводит на мысль о связи этого явления с вращением звезды и процессами, протекающими в фотосфере. В то же время максимальные смещения ДАК от центра профиля линии достаточно велики и иногда, как отмечалось во *Введении*, могут превосходить терминальную скорость ветра. Это означает, что структуры в атмосфере звезды, ответственные за образование ДАК, могут находиться далеко от границы фотосферы в периферийных областях звездного ветра. Более того, перемещение ДАК со временем из близких к центру линии областей к фиолетовому краю профиля линии указывает, что эти структуры смещаются, скорее всего, из плотных, околосферных областей звездного ветра в его

разреженную и далекую от центра звезды периферия вместе с глобальным движением всего звездного ветра.

Наиболее подходящим инструментом для описания движения ветра и структур в нем является, по нашему мнению, так называемая "облачная" модель звездного ветра [1,13,14]. Предложенная первоначально для звезд WR облачная модель подходит и для описания структуры атмосфер всех звезд ранних спектральных классов (см., например, [15]). В облачной модели предполагается, что атмосферы состоят из множества плотных сгустков газа (облаков), погруженных в более разреженную межоблачную среду.

Ионы низких и средних стадий ионизации ($\text{He} - \text{He}^+$, $\text{C}^{+1} - \text{C}^{+2}$, $\text{N}^{+1} - \text{N}^{+2}$ и др.) находятся главным образом в облаках, в то время как межоблачная среда сильно ионизирована. Она содержит в основном ионы с высокими потенциалами ионизации (He^{+2} , C^{+3} , C^{+4} , C^{+5} , N^{+3} , N^{+4} и т.д.). Температура газа в облаках в атмосферах звезд WR вероятно близка к 10^4 K из-за высокой плотности газа в облаках [16,17]. Наши расчеты показывают, что это справедливо также для облаков газа в атмосферах звезд спектральных классов O, B и A.

Как показывают оценки [11,15], общее число облаков может превышать 10^3 . Основная масса из этого большого числа облаков - это малые и сверхмалые облачка с размерами меньше $0.1-0.01 R_{\odot}$. Вариации профилей линий, вызываемые этими облачками, крайне малы и не могут быть обнаружены с помощью имеющихся на настоящий момент инструментов. Совокупное влияние этих облачков на профили линий наиболее отчетливо выявляется при исследовании поляризации линейчатого излучения и проявляется как флуктуации степени поляризации в частотах линий [4].

В то же время число крупных облаков, вызывающих спектрально обнаруживаемые изменения в профилях линий не превышает одного - двух десятков. Влияние каждого из них на детали спектра, формируемые всеми остальными из этой группы облаков незначительно, поэтому каждое из них можно в первом приближении рассматривать независимо от других.

В дальнейшем мы будем считать, что, как и предполагалось первоначально в облачной модели, скорость движения облака как целого соответствует средней скорости ветра в центре облака. Следует отметить, что облачная модель легко может быть обобщена и на случай, когда эти скорости различаются.

3. Вычисление профилей линий в рамках облачной модели.

3.1. Движения газа в ветре. Обычно при рассмотрении облачной модели звездного ветра предполагается, что ветер сферически-симметричен, а крупномасштабные движения газа в атмосфере происходят

только в радиальном направлении. В настоящем исследовании мы также будем предполагать сферическую симметрию ветра, хотя следует отметить возможность сравнительно простого обобщения облачной модели для не сферически-симметричных расширяющихся атмосфер.

В рассматриваемом сферически-симметричном случае скорость движения газа в любом месте атмосферы можно представить формулой:

$$V_{\text{total}}(R) = V(R) + V_{\text{th}}(R) + V_{\text{turb}}(R), \quad (1)$$

где R - расстояние от центра звезды, $V(R)$ - скорость крупномасштабного движения ветра в радиальном направлении, V_{th} - тепловая скорость, определяемая кинетической температурой газа в данной точке, а V_{turb} - скорость турбулентного движения газа в данной области ветра. Оценки (см., например, [12]) показывают, что $V_{\text{turb}} \approx 0.1 V_{\infty}$.

Регулярная компонента скорости $V(R)$ может быть описана так называемым модифицированным β -законом [18]:

$$V(R) = V_0 + (V_{\infty} - V_0)(1 - R_*/R)^{\beta}, \quad (2)$$

где R_* - радиус фотосферы звезды, $V_0 = V(R_*)$, $V_{\infty} = V(R \rightarrow \infty)$, β - параметр, значение которого для ветра горячих звезд близко к 1.

3.2. Распределение атомов в звездном ветре по уровням. Распределение атомов (ионов) по уровням с учетом как однородной (межоблачной), так и неоднородной (облака) компонент ветра можно представить выражением

$$n_i^{\text{tot}}(R) = n_i^{\text{ic}}(R) + n_i^{\text{c}}(R), \quad (3)$$

где индексы *tot*, *ic* и *c* относятся к полной концентрации атомов в рассматриваемом состоянии, концентрации этих атомов в межоблачной среде и в облаках соответственно. Концентрация газа в межоблачной среде монотонно убывает с увеличением расстояния от центра звезды.

Как показали результаты наших расчетов населенностей уровней атомов и ионов в однородных (без учета облаков) атмосферах горячих звезд с использованием приближения Соболева [19], реальное распределение атомов по уровням в атмосфере может быть аппроксимировано следующей зависимостью:

$$n_i(R) = n_i(R_*) \left(\frac{R_*}{R} \right)^{\alpha_i} = \frac{n_i(R_*)}{r^{\alpha_i}} = \frac{n_i^0}{r^{\alpha_i}}. \quad (4)$$

Здесь $n_i(R)$ - населенность состояния i изучаемого атома или иона в зависимости от R , $n_i(R_*)$ - значение $n_i(R)$ у границы фотосферы звезды, $r = R/R_*$ - расстояние от центра звезды в единицах R_* , $\alpha_i > 0$ - параметр аппроксимации. Типичные значения параметров α_i для атомов в основном

и первых возбужденных состояниях равны 2.5 - 5. В дальнейшем мы будем использовать именно выражение (4) для аппроксимации зависимости $n_i^{lc}(R)$.

Можно полагать, что в неоднородных атмосферах в областях вне облаков плотность вещества также может быть найдена по формуле (4). В то же время проблема нахождения распределения газа внутри облаков представляет значительно более сложную задачу. Мы рассмотрим ее в следующем разделе статьи.

3.2.1. Моделирование неоднородностей в ветре. Неоднородности в ветре зарождаются, вероятно, около поверхности звезды [20], и затем движутся наружу вместе с ветром. Естественно считать, что газ как в однородной части звездного ветра, так и в облаках движется только в радиальном направлении. В этом случае облако будет все время находиться внутри конуса с телесным углом Ω с вершиной в центре звезды, ось которого составляет угол θ с осью z . Предположим, что максимальная плотность газа в облаке достигается на расстоянии r_d

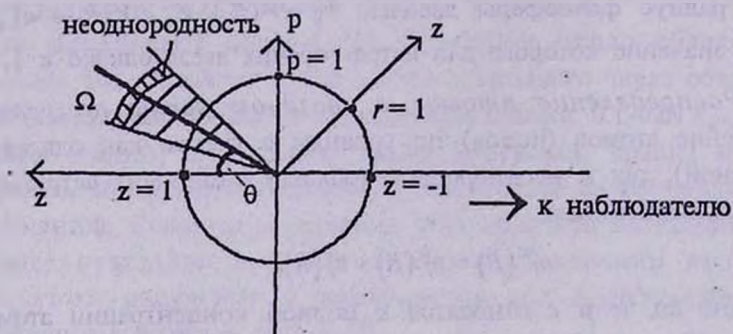


Рис.1. Используемая система координат. Отмечено одно из возможных положений неоднородности в атмосфере и указаны параметры, описывающие ее форму.

от центра звезды. В дальнейшем будем использовать стандартную систему отсчета с осью Z , направленной от наблюдателя (см. рис.1).

Для упрощения вычислений будем предполагать, что концентрации рассматриваемых атомов в основном и возбужденных состояниях внутри облака зависят только от расстояния до центра звезды R . Зависимость населенностей от R внутри конуса, где находится облако, представим следующей формулой:

$$n_k^{cl}(r) = D^{cl} n_k(r_{cl}) e^{-\left(\frac{r-r_d}{\delta r_d}\right)} + n_k(r). \quad (5)$$

За пределами этого конуса (см. рис.1) $n_k^{cl}(r) = n_k(r)$. Здесь $n_k(r)$ - плотность газа в однородной атмосфере, D^{cl} - отношение плотности газа

в неоднородности к плотности газа в однородной атмосфере в точке $r = r_{cl}$, δ - параметр, характеризующий размеры неоднородности в единицах r_{cl} .

Предположим, что полное число ионов рассматриваемого элемента в неоднородности, возникшей у поверхности звезды, не меняется при ее движении. Это число можно получить, подставляя выражение (4) в формулу (5), тогда

$$N_{cl} = \int_{R_*}^{R_{cl}} \frac{n_1(R_*)}{r_{cl}^{\alpha_1}} D^{cl} e^{-\left(\frac{r-r_{cl}}{\delta r_{cl}}\right)^2} \Omega R^2 dR, \quad (6)$$

где $n_1(R_*)$ - концентрация ионов в нижнем состоянии около поверхности звезды. Здесь мы предполагаем, что атомы в облаке находятся преимущественно в основном состоянии. Вынося медленно меняющийся в облаке множитель R^2 за знак интеграла, получим

$$N_{cl} = \Omega n_1 r_{cl}^{3-\alpha_1} \delta D^{cl} R_*^3 \int_{-\left(\frac{r_{cl}-1}{\delta r_{cl}}\right)}^{\left(\frac{R_{cl}-r_{cl}}{\delta r_{cl}}\right)} e^{-y^2} dy, \quad (7)$$

где

$$y = \frac{r - r_{cl}}{\delta r_{cl}}. \quad (8)$$

Для всех облаков в атмосферах горячих звезд $\delta \ll 1$, следовательно, для любого значения r_{cl} (кроме точек, очень близких к поверхности звезды) пределы в последнем интеграле можно заменить на $-\infty$ и $+\infty$ соответственно, тогда

$$N_{cl} \approx \Omega \sqrt{\pi} n_1 r_{cl}^{3-\alpha_1} \delta D^{cl} R_*^3. \quad (9)$$

Поскольку мы предположили, что $N_{cl} = \text{const}$, то при движении облака в атмосфере выполняется равенство $r_{cl}^{3-\alpha_1} \delta D^{cl} = \text{const}$.

Задавая разные законы изменения величины D^{cl} можно моделировать различные законы изменения толщины облака от его положения в атмосфере. Пусть, например, $D^{cl} = \text{const}$ для любых значений R_{cl} , тогда δ определяется из уравнения (9): $\delta \sim (D^{cl})^{-1}$, если $\alpha_1 \approx 3$. В общем случае полное число ионов данной степени ионизации в неоднородности N_{cl} не постоянно и определяется решением уравнения статистического равновесия для населенностей уровней.

Закон скорости движения газа внутри облака неизвестен, результаты одномерных газодинамических расчетов свидетельствуют, что в самом облаке существуют сверхзвуковые движения [21], а сама скорость газа внутри облака может существенно превышать скорость движения в

окружающем межоблачном газе. Отмеченное во Введении обнаружение ДАК и переменности фиолетового края линии в участках спектра, находящихся за доплеровским пределом, соответствующим терминальной скорости ветра, также указывает на то, что газ в облаке может двигаться быстрее, чем в межоблачной среде.

Опишем закон движения газа в облаке следующим соотношением:

$$V_{cl}(r) = V(r) + \sqrt{2} y e^{0.5-y^2} \Delta V_{cl}, \quad (10)$$

где величина y определяется соотношением (8), ΔV_{cl} - параметр превышения скорости газа в облаке над скоростью газа в межоблачной среде, а $V(r)$ определяется по формуле (2). Выражение (10) составлено

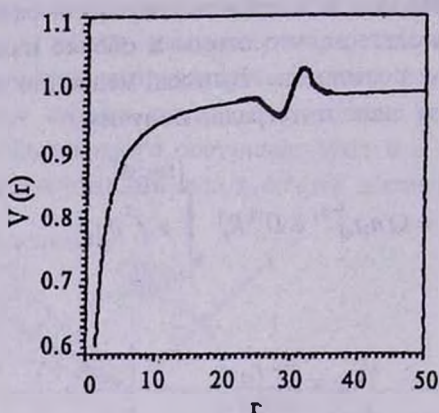


Рис.2. Скорость крупномасштабного движения газа в атмосфере звезды с облаком на луче зрения в единицах предельной скорости V_* для закона скорости (2) при $V_0/V_* = 0.4$, $\alpha_1 = 3.5$ и параметрах облака $\delta = 0.1$, $r_d = 30$, $\Delta V_{cl} = 200 \text{ км с}^{-1}$.

таким образом, что в периферийных областях облака $V_{cl}(r) \approx V(r)$, а максимум отклонения скорости газа в облаке от скорости движения центра облака ($\pm \Delta V_{cl}$) соответствует точкам максимального градиента плотности газа в облаке.

На рис.2 показан типичный профиль скорости вдоль луча, соединяющего центр звезды и центр облака в момент, когда значение $r_d = 30$ при предположении, что скорость газа в облаке описывается формулой (10). Можно предложить следующее качественное объяснение предложенного закона движения газа в облаке. Полученные нами значения параметра D^d для облаков, порождающих ДАК, составляют от 10 до 100 и более. При таких значениях D^d давление газа в облаках значительно превосходит давление газа в межоблачной среде. При этом газ истекает со сверхзвуковой скоростью из плотных центральных областей облака к его внутреннему и внешнему краям.

Следует отметить, что описание движения газа в облаке формулой (10) весьма приближенно, однако, как показывают данные наших

расчетов, переменность фиолетового края линии определяется главным образом самой величиной ΔV_{cl} , а не конкретным типом зависимости $V_{cl}(r)$.

Для исследования зависимости профилей от времени необходимо найти зависимость положения центра облака r_{cl} от времени. Мы, как уже упоминалось, предполагаем, что центр облака движется со средней скоростью ветра на заданном расстоянии r . Предположим, что облако было первый раз обнаружено в момент времени t_0 на расстоянии $r_{cl} = r_{cl}^0$ от центра звезды. Если зависимость скорости движения облака как целого в атмосфере описывается законом $V_{cl}(r)$, то значение $r_{cl} = r_{cl}^0$ в момент времени $t^1 = t + \Delta t$ определяется условием

$$\int_{r_{cl}^0}^{r_{cl}^1} \frac{R_{cl} dr}{V(r)} = \Delta t. \quad (11)$$

3.3. Метод расчета профилей линий. Как показали наши предыдущие исследования [13,15,22] облачная модель применима для описания очень широкого класса неоднородностей в атмосфере и достаточно точно описывает реальные изменения эмиссионной части профилей линий. При попадании плотного облака на луч зрения формируется переменная деталь абсорбционной части профиля линии [12]. Таким образом, в рамках облачной модели возможно, по крайней мере в принципе, описать переменность как абсорбционной, так и эмиссионной частей профилей.

Одним из наиболее эффективных (и, в то же время, достаточно простых) инструментов расчета профилей линий в спектрах расширяющихся атмосфер горячих звезд ранних спектральных классов является так называемый SEI-метод [23]. В SEI-методе расчет профилей линий производится в два этапа. На первом этапе находится функция источников в линии в приближении Соболевса. На втором этапе рассчитывается интенсивность излучения в частотах линии путем численного интегрирования в формальном решении уравнения переноса излучения с найденной на первом этапе функцией источников.

Этот метод позволяет: а) учитывать сильную турбулентность в ветре, б) рассматривать большое число накладывающихся линий, в) производить интерактивный спектральный анализ, т.е. отслеживая влияние параметров атмосферы на профили линий в спектрах и сравнивая полученные профили с наблюдаемыми, за небольшое число итераций получать удовлетворительное согласие теоретических и наблюдаемых профилей.

Метод может быть модифицирован для того, чтобы рассчитывать

профили линий для неоднородных атмосфер и, в частности, для облачной модели ветра. В реальной облачной модели, как отмечалось в предыдущем параграфе, структура атмосферы представляется как множество облаков, погруженных в разреженный газ. Применение SEI-метода в этом случае не слишком эффективно, т.к. для численного интегрирования уравнения переноса требуется брать очень много точек разбиения, что приводит к очень большим затратам машинного времени при расчетах профилей. В то же время, как было отмечено раньше, для рассмотрения таких достаточно больших по амплитуде вариаций профиля как ДАК, достаточно учесть всего лишь одно облако, находящееся на луче зрения между звездой и наблюдателем и формирующее соответствующую абсорбционную деталь профиля линии.

Расчет профилей линий производился по стандартным формулам SEI-метода с использованием распределений атомов по уровням, задаваемым формулами (4) и (5) для облаков и межоблачной среды соответственно. Функция источников в линии вычислялась в приближении полного перераспределения по частоте без учета поглощения в континууме [24]:

$$S_{lu} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(\frac{n_l/g_l}{n_u/g_u} - 1 \right)^{-1}, \quad (12)$$

где n_l , n_u - населенности нижнего и верхнего уровней соответственно, g_l и g_u - статистические веса, $\nu = \nu_{lu}$ - центральная частота перехода. Такое приближение для S_{lu} удовлетворительно в случаях, когда оптическая глубина в континууме в частотах линии во всей атмосфере меньше единицы. В интересующей нас УФ области спектра оптическая толщина в континууме определяется главным образом томсоновским рассеянием на электронах:

$$\tau_c = \int_R^{R_{\text{lim}}} n_e \sigma_e dR. \quad (13)$$

Оценки показывают, что во внутренних областях ветра условие $\tau_c < 1$ может нарушаться, однако, как известно, электронное рассеяние не меняет эквивалентную ширину линии и приводит к увеличению интенсивности в крыльях линии. На форму ДАК электронное рассеяние влияет незначительно, поэтому мы можем, в первом приближении, им пренебречь.

4. *Профили линий в спектрах неоднородных атмосфер: результаты и обсуждение.* С помощью описанной в предыдущем разделе методики нами были рассчитаны профили резонансных дублетов CIV и SiIV для широкого интервала параметров, описывающих распределение атомов по уровням и скорость газа в облаках и межоблачной среде. Мы приняли за верхнюю границу атмосферы значение $R_{\text{lim}} = 50R_*$, соответствующее среднему расстоянию между компонентами в

Таблица 2

ДЛИНЫ ВОЛН И СИЛЫ ОСЦИЛЛЯТОРОВ РЕЗОНАНСНЫХ
ПЕРЕХОДОВ ИОНОВ CIV И SiIV

Переход	λ (Å)	f_{λ}
CIV, $2s^2S - 2p^2P^0$	1549.052	2.86E - 01
CIV, $2s^2S - 2p^2P_{3/2}$	1548.195	1.91E - 01
CIV, $2s^2S - 2p^2P_{1/2}$	1550.770	9.52E - 02
SiIV, $3s^2S - 3p^2P^0$	1396.747	7.69E - 01
SiIV, $3s^2S - 3p^2P_{3/2}$	1393.755	5.14E - 01
SiIV, $3s^2S - 3p^2P_{1/2}$	1402.770	2.55E - 01

двойных системах OB+WR или OB1+OB2. Расчеты показали, что профили слабо зависят от принятой величины $R_{\text{атм}}$. Атомные параметры для ионов CIV и SiIV взяты из работы [25] и представлены в табл.2.

Для сравнения рассчитанных и наблюдаемых профилей линий были выбраны три хорошо исследованных звезды из составленного [5] списка ярких OB- сверхгигантов, имеющих ДАК в профилях резонансных линий CIV и SiIV. Само сравнение проводилось в два этапа. На первом этапе определялись средние параметры атмосфер, описывающие усредненный профиль линии. При этом предполагалось, что атмосфера однородна.

Таблица 3

ПАРАМЕТРЫ АТМОСФЕР И РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ
ИОНА CIV ИССЛЕДУЕМЫХ ЗВЕЗД

Звезда	V_{∞} (км с ⁻¹)	$T_{\text{эф}}$ (K)	n_1^0 (см ⁻³)	α_1	n_2^0 (см ⁻³)	α_2
ξ Per	2350	25000	$5 \cdot 10^4$	3.5	$5 \cdot 10^2$	5.5
α Cam	1500	26300	10^5	2.5	10^3	4.5
κ Cas	2050	21600	10^5	3.0	$5 \cdot 10^2$	5.0

На втором этапе подбирались параметры облака, формирующего ДАК в фиолетовой части профиля.

Наблюдаемые профили линий взяты из работ [2,5]. Из этих же работ выбраны необходимые значения V_{∞} . Значения n_1^0 и α_1 подбирались из условия наилучшего соответствия наблюдаемых и вычисленных при данных параметрах профилей линий (без учета неоднородностей). В табл.3 приведены взятые из цитированных работ (V_{∞} , $T_{\text{эф}}$) и полученные нами (n_1^0 и α_1^0) значения параметров атмосфер выбранных звезд. Во всех случаях принимались типичные для сверхгигантов спектрального класса O значения $T_{\text{эф}} = 15000$ K и $\beta = 1$.

Найденные параметры n_1^0 и α_1 использовались при вычислении

профилей в спектре атмосферы с неоднородностью (облаком). Расчеты начинались с момента образования облака, который выбирался таким

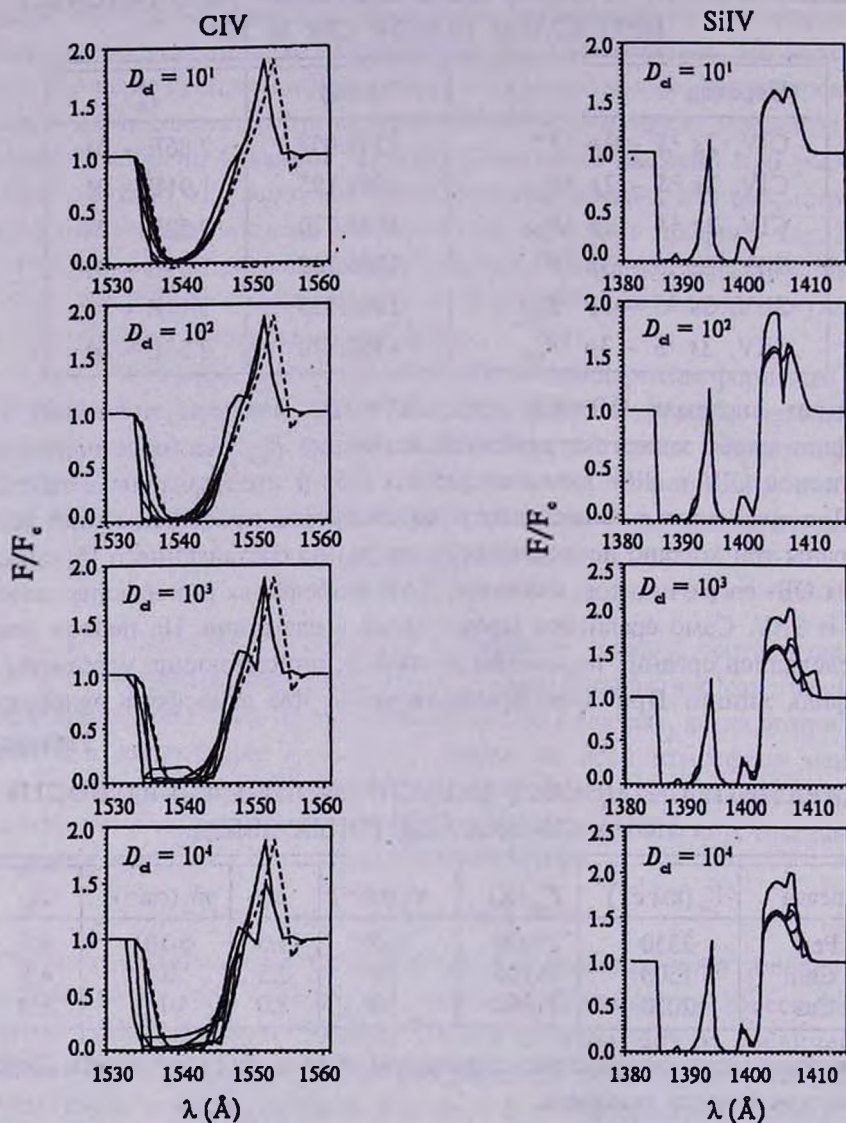


Рис.3. Профили дублетов CIV $\lambda 1548$ (слева) и SiIV $\lambda 1397$ (справа) в спектре однородной атмосферы с неоднородностью в виде плотной сферически-симметричной оболочки ($\Omega = 4\pi$) при $\delta = 0.01$ и $\Delta V_{\text{об}} = 200 \text{ км с}^{-1}$ (сплошные линии). Расстояние оболочки от центра звезды меняется от 1 до $20R_*$ для закона скорости (2) при $V_{\text{об}}/V_{\text{с}} = 0.01$ и $V_{\text{турб}} = 500 \text{ км с}^{-1}$. Пунктирной линией показан профиль, формируемый однородной атмосферой. Указаны значения параметра D_d .

образом, что в это время значение $r_d = 1.5r_{\text{атм}}$. Эта величина выбрана в соответствии с предположением [6] о формировании неоднородностей

вблизи границы фотосферы. Расчеты производились либо при постоянном значении D^d либо при постоянном значении параметра δ . Другой параметр (либо δ , либо D^d) находился из условия (9).

На рис.3 приведены для иллюстрации профили линий CIV (слева) и SiIV (справа) в атмосфере со сферической оболочкой (значение параметра $\Omega = 4\pi$) при $D^d = \text{const}$ для разных значений R_d в сравнении с профилями линий, рассчитанными для однородной атмосферы с теми

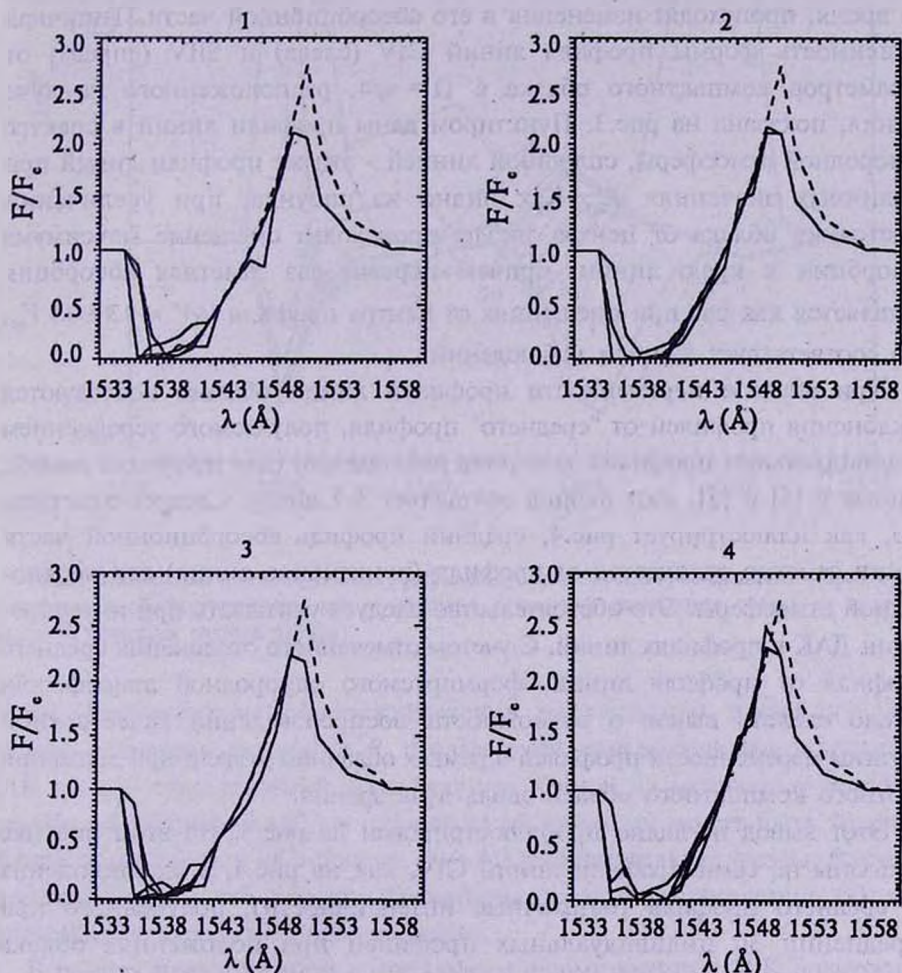


Рис.4. То же, что на рис.3, но для параметров неоднородности $\delta = 0.01$, $\Omega = \pi/4$, $\vartheta = 180^\circ$, $\Delta V_d = 200 \text{ км с}^{-1}$, $D^d = 10^2 - 1, 2, 4, 10^1 - 3$. Параметры атмосферы: $n_1 = 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$, $\alpha_1 = 3.5$, $n_2 = 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, $\alpha_2 = 5.5$, $V_0/V_\infty = 0.1$, $V_{\text{urb}} = 150 \text{ км с}^{-1}$, $V_\infty = 150 \text{ км с}^{-1}$.

же параметрами N_i^0 и α_r . Из рисунка видно, что присутствие в атмосфере плотной оболочки ($D^d \gg 1$) приводит к значительным изменениям

эмиссионной части профиля. В то же время переменность эмиссионной части профилей у звезд спектрального класса О, имеющих ДАК в профилях линий, не зарегистрирована [5], что позволяет нам сделать предположение, что ДАК вызываются, скорее всего, отдельными облаками, находящимися на луче зрения.

Исходя из сделанного предположения, нами было подобрано значение $\Omega \approx \pi/4$, при котором при движении облака в атмосфере вдоль луча зрения нет заметных изменений в эмиссионной части профиля и, в то же время, происходят изменения в его абсорбционной части. Типичная зависимость формы профиля линий CIV (слева) и SiIV (справа) от параметров компактного облака с $\Omega = \pi/4$, расположенного на луче зрения, показана на рис.3. Пунктиром даны профили линий в спектре однородной атмосферы, сплошной линией - эти же профили линий при различных значениях R_{cl} . Как видно из рисунка, при увеличении расстояния облака от центра звезды происходит смещение максимума абсорбции к краю линии, причем первый раз заметная абсорбция появляется как раз при смещениях от центра профиля $\Delta V \approx 0.3 - 0.5 V_{\infty}$, что соответствует данным наблюдений.

При анализе переменности профилей линий обычно исследуются отклонения профилей от "среднего" профиля, получаемого усреднением индивидуальных профилей за период наблюдений (для профилей линий, данных в [5] и [2], этот период составляет 3-7 дней). Следует отметить, что, как иллюстрирует рис.4, средний профиль абсорбционной части линии заметно отличается от профиля (пунктирная линия) для однородной атмосферы. Это обстоятельство следует учитывать при интерпретации ДАК в профилях линий. С учетом отмеченного отклонения среднего профиля от профиля линии, формируемого однородной атмосферой, можно сделать вывод о возможности воспроизведения качественной картины переменности профилей в рамках облачной модели при движении плотного компактного облака вдоль луча зрения.

Этот вывод наглядно проиллюстрирован на рис.5. На этом рисунке показаны не сами профили линий CIV, как на рис.4, а их отклонения от среднего профиля (остаточные интенсивности), полученного при усреднении 30 индивидуальных профилей при положениях облака $R_{cl} = 2 - 30 R_*$, соответствующих интервалу времени 2-3 суток. Значения R_{cl} даны у каждого индивидуального профиля. На рисунке отчетливо видно смещение максимума в абсорбционных компонентах в коротковолновую сторону при движении облака в атмосфере.

При малых расстояниях облака от ядра ($R_{cl} \approx 2 R_*$) в остаточных интенсивностях выделяется положительный компонент (отмеченный цифрой 2 на рис.5), заметный также и на самих профилях (см. рис.4).

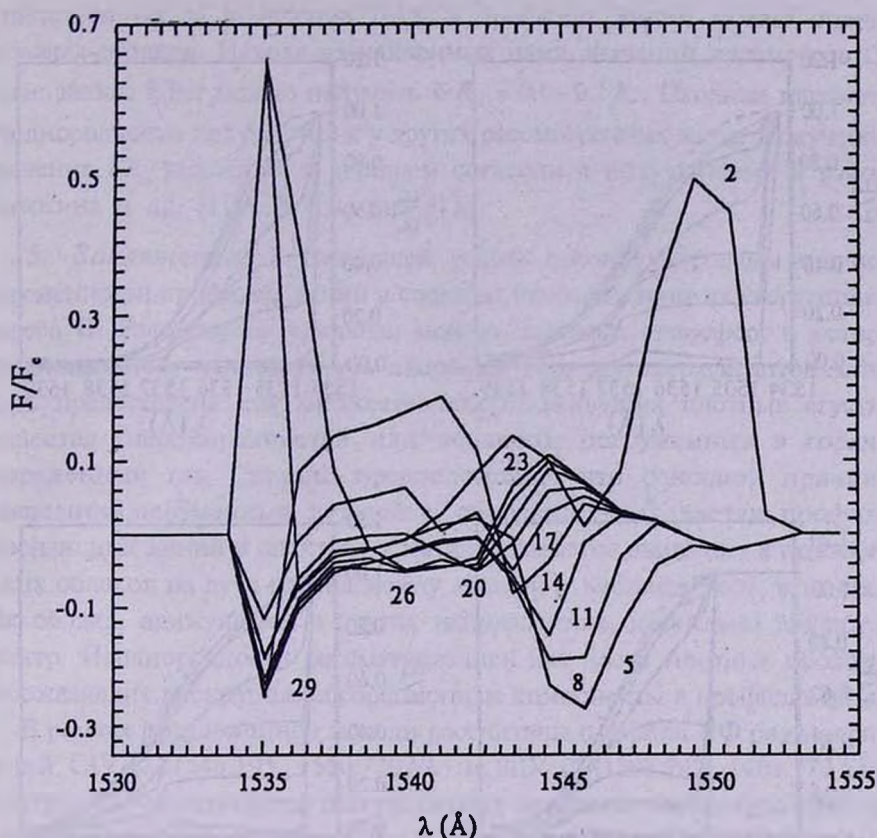


Рис.5. Отклонения индивидуальных профилей дублета CIV 1548 от среднего. Параметры атмосферы и облака такие же, как и на рис.4. Отмечены расстояния облака от центра звезды (в единицах радиуса звезды).

Такой компонент не обнаруживается в наблюдаемых профилях [5], поэтому при малых величинах R_d предлагаемая нами модель формирования ДАК требует определенной модификации. Одной из возможных причин отсутствия компонента (2) в наблюдаемых спектрах может быть то, что облака формируются на больших, чем $2R$, расстояниях от звезды. Весьма вероятно также, что вблизи фотосферы звезды соотношение (9) не выполняется и должно быть изменено.

В рамках предложенной нами модели формирования ДАК возможно объяснить и переменность фиолетового края абсорбционной части профиля резонансного дублета CIV в зависимости от положения облака, что показано на рис.6. Такой же характер изменения профиля характерен и для линии SiIV. Увеличение крутизны края профиля при увеличении расстояния от облака до центра звезды связано с хорошо заметной на рис.5 эволюцией эмиссионного пика в остаточных интенсивностях при $\lambda \approx 1550 \text{ Å}$ при малых R_d и его превращении в абсорбционную деталь

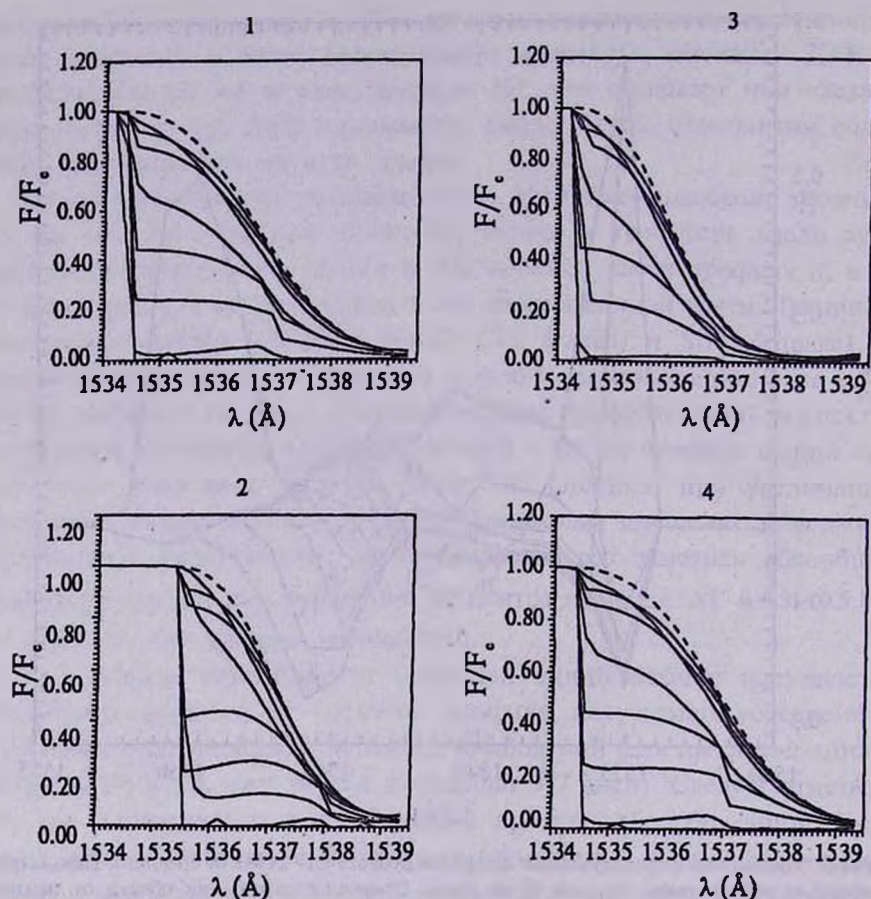


Рис.6. Зависимость формы фиолетового края абсорбционной части профилей линий CIV от расстояния неоднородности до центра звезды R_d . Значения R_d изменяются от 1 до 20 и показаны у кривых, соответствующих данному значению R_d . Параметры атмосферы такие же, как для профилей, приведенных на рис.4. Параметры неоднородности: $\delta = 0.01$, $\Omega = \pi/4$, $\theta = 180^\circ$, $\Delta V_d = 200 \text{ км с}^{-1}$, $D^d = 10^1$.

спектра при больших величинах R_d .

Особого внимания заслуживает вопрос о точности определения параметров атмосферы и облаков, формирующих ДАК, из сравнения наблюдаемых и рассчитанных профилей. Как показали расчеты, для достижения удовлетворительного согласия рассчитанных профилей с наблюдаемыми, эти параметры должны быть подобраны очень точно; небольшое изменение одного из них оказывает существенное влияние на профиль. Это позволяет утверждать, что подобранные параметры реалистично характеризуют физическую картину в звездном ветре горячих сверхгигантов.

Исходя из найденных нами значений параметров облаков,

ответственных за появление ДАК в профилях линий можно оценить размеры облаков. Исходя из найденных нами значений параметров Ω и δ для звезды ξ Per можно получить $\delta R_{cl} \approx 0.1 - 0.2 R_*$. Сходные параметры неоднородности получаются и у других рассмотренных звезд. Полученные значения δR_{cl} находятся в хорошем согласии с полученными в работах Антохина и др. [1] и Жолтыгина [13].

5. Заключение. В настоящей работе проанализированы причины переменности профилей линий в спектрах атмосфер горячих сверхгигантов класса O. Рассмотрена облачная модель звездных атмосфер, в которой предполагается, что структура атмосфер горячих сверхгигантов может быть представлена как множество короткоживущих плотных сгустков вещества (неоднородностей или облаков), погруженных в горячий разреженный газ. Сделано предположение, что основной причиной появления переменных деталей в абсорбционных частях профилей резонансных линий в спектрах этих звезд является движение в атмосфере таких облаков на луче зрения между звездой и наблюдателем, в то время как облака, движущиеся в других направлениях, не сильно влияют на спектр. Неоднородности рассматривались как части плотных оболочек, порождающих дискретные абсорбционные компоненты в профилях линий.

В рамках предложенной модели рассчитаны профили УФ резонансных линий C IV ($\lambda\lambda 1548.195, 1550.770 \text{ \AA}$) и Si IV ($\lambda\lambda 1396.747, 1402.770 \text{ \AA}$) в спектрах OВ-сверхгигантов при различных значениях параметров атмосфер и неоднородностей. Показано, что в рамках предложенной модели можно объяснить образование и временную эволюцию дискретных абсорбционных компонент в профилях резонансных УФ линий C IV и Si IV и приведена оценка параметров неоднородностей для звезды ξ Per. Из сравнения наблюдаемых и рассчитанных профилей линий определены параметры описывающие распределение C IV и Si IV в атмосферах звезд ξ Per, α Cam и κ Cas и в неоднородностях в атмосферах этих звезд, порождающих ДАК. Отмечается, что незначительные изменения параметров, описывающих распределение атомов изучаемых элементов в атмосфере равно как и небольшие изменения параметров неоднородностей приводят к существенным изменениям профилей линий. Таким образом, можно полагать, что найденные параметры довольно точно характеризуют структуру атмосферы.

Работа поддержана Федеральной программой Астрономия.

Санкт-Петербургский государственный университет,
Астрономический институт, Россия

INHOMOGENEITIES OF THE STELLAR WIND OF HOT SUPERGIANTS

F.V.KOSTENKO, A.F.KHOLTYGIN

Mechanisms of the small time scale spectral variability of O-supergiants are considered. The main factor of appearance of variable details in the absorption parts of the profiles of resonance lines in the spectra of these stars is supposed to be a motion of dense clumps in the atmosphere on the line of sight between the star and the observer. The inhomogeneities were considered as the parts of dense clumps, forming discrete absorption components (DACs) in the line profiles. In the framework of the given model the profiles of UV resonance lines CIV and SiIV in the spectra of OB-giants and supergiants were calculated in SEI approximation. Parameters of the atmospheres and clumps are estimated. The possibility of the explanation of the formation and temporal evolution of DACs in the profiles of resonance UV lines CIV and SiIV is demonstrated.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.И.Антохин, А.Ф.Холтыгин, А.М.Черепашук, Астрон.ж., 65, 558, 1988.
2. H.J.G.L.M.Lamers, T.P.Snow, C.de Jager, A.Langerwerf, Astrophys. J., 325, 342, 1988.
3. H.Henrichs, Proceedings of ESO Workshop on Rapid variability of OB stars, 213, 1991.
4. J.C.Brown, L.L.Richardson, I.Antokhin, C.Robert, A.F.J.Moffat, N.St-Loise, Astron. Astrophys., 295, 725, 1995.
5. H.Henrichs, L.Kaper, J.S.Nichols, Astron. Astrophys., 285, 565, 1994.
6. L.Kaper, H.Henrichs, A.W.Fullerton et al., Astron. Astrophys., 327, 281, 1997.
7. D.Baade, L.A.Balona, Pulsation, Rotation and Mass Loss in Early-Type Stars, 311, 1994.
8. M.J.Clement, Pulsation, Rotation and Mass Loss in Early-Type Stars, 117, 1994.
9. S.R.Cranmer, S.P.Owocoki, Astrophys. J., 462, 469, 1996.
10. D.Baade, in Proceedings of ESO workshop on Rapid Variability of OB Stars: Nature and diagnostic value, Garching, 15-17 October, 1990.
11. A.F.J.Moffat, S.Lépine, R.N.Henriksen, C.Robert, Astrophys. Space Sci., 216, 55, 1994.
12. H.J.G.L.M.Lamers, Ap&SS, 221, 41, 1994.

13. *А.Ф.Холтыгин*, Tartu Obs. Teated, Nr. 89, 105, 1988.
14. *А.М.Черепашук*, Астрон.ж., 67, 955, 1990.
15. *A.F.Kholtygin*, Proceedings of the IAU Symp. No 163, 160, 1995.
16. *D.J.Hillier*, Astrophys. J., 347, 392, 1989.
17. *L.M.Oskinova, A.F.Kholtygin, T.Kh.Feklistova*, Baltic Astronomy, 3, 260, 1994.
18. *J.E.Drew*, Mon. Notic. Roy. Astr. Soc., 217, 867, 1985.
19. *Ф.В.Костенко, А.Ф.Холтыгин*, готовится к печати, 1998.
20. *A. de Koter, H.J.G.L.M.Lamers, W.Schmutz*, Astron. Astrophys., 306, 501, 1996.
21. *S.P.Owoccki*, Astrophys. J., 335, 914, 1988.
22. *A.F.Kholtygin*, Proceedings of the IAU Symp. No 162, 505, 1994.
23. *H.J.G.L.M.Lamers, M.Cerruti-Sola, M.Perinotto*, Astrophys. J., 314, 726, 1987.
24. *В.В.Иванов*, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
25. *D.C.Morton*, Astrophys. J. Suppl. ser., 77, 119, 1994.

ДИФФУЗИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ НА ЧАСТИЦАХ ПЫЛИ

Ж.С.ГЕВОРКЯН¹, В.В.АМБАРЯН², А.А.АКОПЯН²

Поступила 30 марта 1998

Принята к печати 15 мая 1998

Рассмотрено излучение заряженной частицы, движущейся в среде со случайно расположенными частицами пыли. Показано, что в некоторых случаях диффузионный механизм излучения является главным в рентгеновской области. Рассмотрены возможные астрофизические приложения этого механизма. В частности, вычислены спектральные индексы в рентгеновской области. Вычисленные спектральные индексы хорошо согласуются с спектральными индексами активных галактических ядер (AGN).

1. *Введение.* Хорошо известно, что электрический заряд, проходящий через систему со случайно неоднородной диэлектрической проницаемостью, излучает электромагнитные волны [1]. Возникновение этого излучения можно объяснить следующим образом. Двигающийся в среде заряд создает вокруг себя электромагнитное поле (псевдофотон), которое, рассеиваясь на неоднородностях диэлектрической проницаемости, превращается в излучение.

Ранее, рассматривая рассеяние электромагнитного поля, одним из авторов было показано, что в области длин волн $\lambda \ll l \ll L$ (l - длина свободного пробега фотона в среде, L - характерный размер системы) основным механизмом излучения является диффузия псевдофотона [2,3].

При этом имелась в виду, в основном, оптическая область частот. Рентгеновские фотоны слабо взаимодействуют с неоднородностями, из-за чего выполнение условия $l \ll L$ в лабораторных условиях проблематично. Между тем, в астрономии, благодаря огромным масштабам рассматриваемых систем, выполнение условий, при которых возникает диффузионный механизм излучения, возможно и для рентгеновского диапазона частот. Заметим, что в космическом пространстве почти всюду встречаются как неоднородная среда, так и заряженные релятивистские частицы.

Целью настоящей статьи является рассмотрение диффузионного механизма излучения (ДМИ) в рентгеновской области частот и возможности его астрофизического применения, в частности, для объяснения рентгеновского излучения AGN (активные галактические

ядра).

Рентгеновское излучение AGN, обнаруженное во многих независимых исследованиях, хорошо коррелирует с излучением в других диапазонах (IR, радио, оптика) (см., например, [4]). Учитывая существенно разные механизмы возникновения этих излучений, хорошие корреляции между ними, возможно, указывают на общую зависимость от центрального источника энергии. Однако происхождение связи между этими излучениями не совсем понятно.

2. Постановка задачи. Рассмотрим однородную систему со случайно разбросанными в ней сферическими частицами пыли. Диэлектрическую проницаемость такой системы можно представить в виде:

$$\varepsilon(\vec{r}, \omega) = \varepsilon_0(\omega) + \sum_i [b(\omega) - \varepsilon_0(\omega)] \Theta(|\vec{r} - \vec{r}_i| - a) - \Theta(|\vec{r} - \vec{r}_i|), \quad (1)$$

где $\varepsilon_0(\omega)$ - диэлектрическая проницаемость однородной среды, $b(\omega)$ - диэлектрическая проницаемость частицы, a - ее радиус, $\vec{r}_i$ случайные координаты частиц и Θ - кусочно-постоянная функция.

Уравнение Максвелла для напряженности электрического поля в среде с движущимся электрическим зарядом имеет вид:

$$\nabla^2 \vec{E} - \text{grad} \text{div} \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\vec{r}, \omega) \vec{E} = \vec{j}(\vec{r}, \omega), \quad (2)$$

где $\vec{j}(\vec{r}, \omega)$ - ток, связанный с движущимся в среде зарядом. Если скорость заряда $\vec{v}$ направлена по координате z , тогда $\vec{j}(\vec{r}, \omega)$ имеет вид:

$$\vec{j}(\vec{r}, \omega) = \frac{4\pi e i \omega}{c^2} \frac{\vec{v}}{v} \delta(x) \delta(y) e^{i\omega z/v}. \quad (3)$$

Диэлектрическую проницаемость удобно представить в виде суммы средней и флуктуирующей частей:

$$\varepsilon(\vec{r}, \omega) = \varepsilon + \varepsilon_r(\vec{r}, \omega), \quad \langle \varepsilon_r(\vec{r}, \omega) \rangle = 0, \quad (4)$$

где $\varepsilon = \langle \varepsilon(\vec{r}, \omega) \rangle$ и усреднение по случайным координатам частиц определяется следующим образом:

$$\langle f(\vec{r}, \omega) \rangle = \int \prod_i \frac{d\vec{r}_i}{V} f(\vec{r}, \vec{r}_i, \omega), \quad (5)$$

где интегрирование проводится по объему рассеивающей среды.

Чтобы отделить излучение, связанное с флуктуациями, от излучения Черенкова, электрическое поле, аналогично диэлектрической проницаемости, разбиваем на две части $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_r$. Здесь $\vec{E}_0$ - фоновое поле,

созданное зарядом в однородной среде с диэлектрической постоянной ϵ и $\vec{E}_r$ - поле рассеяния, связанное с флуктуациями этой постоянной. Поля $\vec{E}_0, \vec{E}_r$ удовлетворяют следующим уравнениям:

$$\nabla^2 \vec{E}_0 - \text{grad div } \vec{E}_0 + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \vec{E}_0 = \vec{j}(\vec{r}), \quad (6)$$

$$\nabla^2 \vec{E}_r - \text{grad div } \vec{E}_r + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \vec{E}_r + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r \vec{E}_r = -\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r \vec{E}_0. \quad (7)$$

Заметим, что ранее член $\sim \epsilon_r \vec{E}_r$ пренебрегался ввиду малости. Однако именно он обуславливает диффузионный механизм излучения.

На больших расстояниях от системы электромагнитная волна может считаться плоской, в которой абсолютные значения электрического и магнитного полей равны друг другу. Поэтому интенсивность излучения определяется следующим образом:

$$d^2 I_{\omega, \vec{n}} = \frac{c}{2} \left| E_r(\vec{R}) \right|^2 R^2 d\Omega d\omega. \quad (8)$$

Здесь $\vec{n}$ - единичный вектор в направлении точки $\vec{R}$ и Ω - соответствующий телесный угол. Как обычно, на больших расстояниях

$R \gg L$, $\left| E_r(\vec{R}) \right|^2$ ведет себя как $1/R^2$, поэтому интенсивность не зависит от R . Выражение (8) нужно усреднить по всем случайным координатам частиц. С этой целью удобно выразить (8) через функцию Грина:

$$\left\langle \left| E_r(\vec{R}) \right|^2 \right\rangle = \frac{\omega^4}{c^4} \int d\vec{r}' d\vec{r} \left\langle G_{ij}(\vec{R}, \vec{r}) G_{ji}(\vec{r}', \vec{R}) \epsilon_r(\vec{r}) \epsilon_r(\vec{r}') \right\rangle E_{of}(\vec{r}) E_{og}(\vec{r}'), \quad (9)$$

где функция Грина удовлетворяет уравнению:

$$\left[\left(\nabla^2 + k^2 \right) \delta_{lm} - \frac{\partial^2}{\partial r_l \partial r_m} + \epsilon_r(\vec{r}) \frac{\omega^2}{c^2} \delta_{lm} \right] G_{mj}(\vec{r}, \vec{r}') = \delta_{lj} \delta(\vec{r} - \vec{r}'). \quad (10)$$

Здесь $k = \frac{\omega \sqrt{\epsilon}}{c}$ и по всем повторяющимся индексам подразумевается суммирование.

3. *Функция Грина.* Свободная ($\epsilon_r \equiv 0$) функция Грина легко находится из (10)

$$G_{ij}^0(\vec{q}) = \frac{\delta_{ij} - q_i q_j / k^2}{k^2 - q^2 - i\delta}. \quad (11)$$

В координатном представлении, для $R \gg r$, соответственно, имеем:

$$G_y^0(\bar{R}, \bar{r}) \approx \frac{\delta_y - n_l n_j}{4\pi R} \exp[ik(R - \bar{n} \bar{r})]. \quad (12)$$

Усредняя гриновскую функцию в приближении независимых рассеивателей получаем уравнение Дайсона:

$$G_y(\bar{q}) = G_y^0(\bar{q}) + G_{lm}^0(\bar{q}) \int \frac{d\bar{p}}{(2\pi)^3} G_{mn}(\bar{q} - \bar{p}) B(p) G_{nj}(\bar{q}). \quad (13)$$

Решая уравнение Дайсона, имеем:

$$G_y(\bar{q}) = \frac{\delta_y - q_l q_j / k^2}{k^2 - q^2 + i \operatorname{Im} \sum(\bar{q})}, \quad (14)$$

где собственно-энергетическая часть $\operatorname{Im} \sum(\bar{q})$ определяется тождеством Уорда:

$$\int \frac{d\bar{p}}{(2\pi)^3} \operatorname{Im} G_{mn}^0(\bar{p} - \bar{q}) B(p) = \delta_{mn} \operatorname{Im} \sum(q) + q_m q_n \operatorname{Im} \sum_l(q). \quad (15)$$

Здесь $B(p)$ - корреляционная функция случайного поля частиц:

$$B(\bar{r} - \bar{r}') = \frac{\omega^4}{c^4} \langle \varepsilon_r(\bar{r}) \varepsilon_r(\bar{r}') \rangle. \quad (16)$$

С помощью (1) можно показать, что

$$B(p) = \frac{16\pi^2 n(b - \varepsilon_0)^2}{p^4} \left(\frac{\sin pa}{p} - a \cos pa \right)^2 \frac{\omega^4}{c^4}, \quad (17)$$

где n - концентрация частиц пыли. Длина свободного пробега в приближении независимых рассеивателей определяется следующим образом:

$$l = \frac{k}{\operatorname{Im} \sum(k)}. \quad (18)$$

Приближение независимых рассеивателей применимо при условии малости мнимой части $\operatorname{Im} \sum(k) \ll k^2$. Используя (18), мы получаем условие $kl \gg 1$. При получении уравнения Дайсона (13) мы пренебрегли пересекающимися диаграммами, которые малы по параметру $1/kl$. Диаграммы же с несколькими частицами на одном месте малы при условии выполнения борновского приближения при рассеянии волны на одной частице. Условие применимости борновского приближения имеет вид $|b - \varepsilon_0|ka \ll 1$. Заметим, что все результаты остаются в силе и в общем случае, при условии замены борновской амплитуды рассеяния на

точную [5]. Как показано в [3], асимптотики длины свободного пробега имеют вид:

$$l(k) = \begin{cases} 6\pi/B_0, & ak \ll 1 \\ 4\pi a^2 k^2/B_0, & ak \gg 1, \end{cases} \quad (19)$$

где $B_0 = B(p=0)$. Используя (17), из (19) получаем.

$$l(\omega) = \begin{cases} \frac{27c^4}{4\pi\omega^4} \frac{1}{na^6(b-\varepsilon_0)^2}, & \frac{a\omega}{c} \ll 1 \\ \frac{9c^2}{4\pi\omega^2} \frac{\varepsilon}{na^4(b-\varepsilon_0)^2}, & \frac{a\omega}{c} \gg 1 \end{cases} \quad (20)$$

В дальнейшем мы более подробно рассмотрим частотную зависимость длины свободного пробега в рентгеновской области.

4. *Интенсивность излучения.* В приближении $kl \gg 1$, интенсивность излучения состоит из двух основных частей $I = I^0 + I^D$. Здесь I^0 - вклад однократного рассеяния, а I^D - диффузионный вклад.

$$\frac{d^2 I^0}{d\omega d\Omega} = \frac{cR^2}{2} \int d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 G_g^0(\vec{R}, \vec{r}_1) G_g^{*0}(\vec{r}_2, \vec{R}) B(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) E_{og}(\vec{r}_1) E_{of}^*(\vec{r}_2), \quad (21)$$

$$\frac{d^2 I^D}{d\omega d\Omega} = \frac{cR^2}{2} \int d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 d\vec{r}_3 d\vec{r}_4 d\vec{r}_5 d\vec{r}_6 G_{im}^0(\vec{R}, \vec{r}_3) G_{ni}^{*0}(\vec{r}_4, \vec{R}) P_{mnh}(\vec{r}_3, \vec{r}_4, \vec{r}_5, \vec{r}_6) \times \\ \times G_{ng}(\vec{r}_5, \vec{r}_1) G_{\beta}^*(\vec{r}_2, \vec{r}_6) E_{og}(\vec{r}_1) E_{of}^*(\vec{r}_2) B(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|), \quad (22)$$

где P - диффузионный пропагатор, определяемый суммой лестничных диаграмм:

$$P_{mnh}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4) = \sum \begin{array}{c} m, \vec{r}_1 \quad h, \vec{r}_3 \\ \boxed{} \boxed{} \boxed{} \boxed{} \\ n, \vec{r}_2 \quad s, \vec{r}_4 \end{array} \quad (23)$$

Рассмотрим сперва вклад однократного рассеяния I^0 . Подставляя (12) в (21) и перейдя в Фурье-представление, получаем:

$$\frac{d^2 I^D}{d\omega d\Omega} = \frac{c}{32\pi^2} \int \frac{d\vec{q}}{(2\pi)^3} B(|\vec{q} - k\vec{n}|) \left[|\vec{E}_o(\vec{q})|^2 - |\vec{n}\vec{E}_o(\vec{q})|^2 \right]. \quad (24)$$

Уравнение (6) легко решается относительно E_o . Используя (3), получаем в Фурье-представлении

$$E_{oi}(\vec{q}) = \frac{8\pi^2 e\omega}{ic^2} \left[\frac{v_l}{k^2 - q^2} - \frac{v q_z q_l}{k^2(k^2 - q^2)} \right] \delta(\omega - q_z v). \quad (25)$$

Подставляя (25) в (24) и интегрируя по q_z , находим:

$$\frac{d^2 I^0}{d\omega d\Omega} = \frac{\pi e^2 \omega^2 \delta(0)}{c^3} \int \frac{d\bar{q}_p}{(2\pi)^2} \frac{B\left(\sqrt{(q_p - kn_p)^2 + (k_0 - kn_z)^2}\right)}{(q_p^2 + k_0^2 - k^2)^2} \times$$

$$\times \left[1 - n_z^2 - \frac{2k_0^2}{k^2} + \frac{k_0^2(k_0^2 + q_p^2)}{k^4} - \frac{k_0^2(k_0 n_z + \bar{n}_p \bar{q}_p)^2}{k^4} + \frac{2n_z k_0(k_0 n_z + \bar{n}_p \bar{q}_p)}{k^2} \right] \quad (26)$$

Здесь $\bar{q}_p$ поперечная компонента $k_0 = \omega/v$. δ - образная особенность связана с бесконечностью пути, пройденного заряженной частицей в среде. В случае конечного пути $\delta(0)$ заменяется на $d/2\pi$, где d - длина пути, пройденного заряженной частицей в среде. Самым интересным является предел релятивистских энергий $k_0 \rightarrow k$. Как видно, в этом случае главный вклад в интеграле по q_p дают значения, близкие к нулю. Учитывая это обстоятельство и вычисляя интеграл, получим из (26):

$$\frac{d^2 I^0}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 d}{16\pi c \epsilon} B\left(\sqrt{k^2 \sin^2 \theta + (k_0 - k \cos \theta)^2}\right) \times$$

$$\times \left[2\sin^2 \theta \left(\frac{k_0^2}{k^2} - 1 \right) + \frac{k_0^2(1 + \cos^2 \theta)}{k^2} \left(2\ln \frac{v\gamma}{a\omega} - 1 \right) \right], \quad (27)$$

где $\gamma = (1 - v^2 \epsilon / c^2)^{-1/2}$ Лоренц-фактор релятивистской частицы в среде. Учитывая вид корреляционной функции (17), легко убедиться, что максимум излучения попадает в область углов $\theta \approx 0$. Ширина пика порядка $1/ka$. Рассмотрим диффузионный вклад в интенсивность излучения. Наше рассмотрение аналогично рассмотрению в [3].

Как следует из диаграммы (23), диффузионный пропагатор можно представить в виде:

$$P_{mnhs}(\bar{r}_1, \bar{r}_2, \bar{r}_3, \bar{r}_4) = B(\bar{r}_1 - \bar{r}_2) B(\bar{r}_3 - \bar{r}_4) P_{mnhs}(\bar{R}', \bar{r}_1 - \bar{r}_2, \bar{r}_3 - \bar{r}_4), \quad (28)$$

где $\bar{R}' = \frac{1}{2}(\bar{r}_3 + \bar{r}_4 - \bar{r}_1 - \bar{r}_2)$. Подставляя (28) в (22) и произведя замену

переменных в (22) по формулам $\bar{R}' = \frac{1}{2}(\bar{r}_3 + \bar{r}_4 - \bar{r}_1 - \bar{r}_2)$,

$\bar{\rho}_1 = \bar{r}_3 - \bar{r}_4$, $\bar{\rho}_2 = \bar{r}_5 - \bar{r}_6$, $\bar{r}_6 \equiv \bar{r}_6$, получаем:

$$\frac{d^2 I^D}{d\omega d\Omega} = \frac{(\delta_{mn} - n_m n_n) c}{32\pi^2} \int d\vec{R}' d\vec{p}_1 d\vec{p}_2 d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 d\vec{r}_6 \exp(-ik\vec{n} \cdot \vec{p}_1) B(\rho_1) B(\rho_2) \times \\ \times P_{mnhs}(\vec{R}', \vec{p}_1, \vec{p}_2) G_{ng}(\vec{p}_2 + \vec{r}_6 - \vec{r}_1) G_{sf}^*(\vec{r}_6 - \vec{r}_2) E_{og}(\vec{r}_1) E_{of}^*(\vec{r}_2) B(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|). \quad (29)$$

Из (29) в Фурье-представлении имеем

$$\frac{d^2 I^D(\vec{n}, \omega)}{d\omega d\Omega} = \frac{(\delta_{mn} - n_m n_n) c}{32\pi^2} \int \frac{d\vec{q}_1 d\vec{q}_2 d\vec{q}_3 d\vec{q}_4}{(2\pi)^{12}} B(q_1) B(q_2) \times \\ \times P_{mnhs}(\vec{K} = 0, k\vec{n} - \vec{q}_1, \vec{q}_2 + \vec{q}_3) G_{ng}(\vec{q}_3) G_{sf}^*(\vec{q}_3) B(|\vec{q}_4 - \vec{q}_3|) E_{og}(\vec{q}_4) E_{of}^*(\vec{q}_4). \quad (30)$$

Как было показано в [3], Фурье-образ диффузионного пропагатора при $K \rightarrow 0$ в приближении $kl \gg 1$ имеет вид:

$$(\vec{K}, \vec{p}, \vec{q}) = \frac{6\pi}{k} \frac{1}{K^2 l^2} \frac{\text{Im } G_{mn}(\vec{p}) \text{Im } G_{ns}(\vec{q})}{\text{Im} \sum(q)}. \quad (31)$$

Как следует из (30) и (31), интенсивность излучения расходится. Как отмечено в [3], эта расходимость связана с диффузией псевдофотона и с тем, что интегрирование по системе проводится в бесконечных пределах. В системах конечных размеров минимально возможный импульс в системе будет $K_{\min} \approx 1/L$. Подставляя (31), (14) и (25) в (30) и последовательно интегрируя с помощью тождества Уорда (15), в релятивистском пределе $k_0 \rightarrow k$, $\gamma^2 \gg ak$ получаем (более детально см. [3]).

$$\frac{d^2 I^D}{d\omega d\Omega} = \frac{3e^2}{2c\epsilon} \frac{L^2}{l^3(\omega)} d\left(2\ln \frac{\nu\gamma}{a\omega} - 1\right). \quad (32)$$

Отметим, что величина γ^2/k есть когерентная длина (зона формирования излучения) [6]. Тогда условие $\gamma^2 \gg ak$ означает, что когерентная длина или зона формирования излучения должна быть намного больше радиуса частицы пыли. Сравнивая с (27), мы видим $P/P^0 \sim L^2/P \gg 1$. Это означает, что в области длин волн $\lambda \ll l(\lambda)$ диффузия псевдофотона является главным механизмом излучения. Как видно из (32), диффузионный вклад, в отличие от вклада однократного рассеяния, является изотропным. Из (32) следует также, что спектр излучения обрезается на частотах $\omega > \omega_0 = \nu\gamma/a$. При получении выражения (32) не было учтено поглощение псевдофотонов. Слабое поглощение $l \ll l_m$ (где l_m - длина свободного пробега относительно поглощения) можно учитывать следующим образом. При диффузионном распространении траектории фотона обрезаются на величине $(l_m)^{1/2}$ вместо L . Поэтому величина $(l_m)^{1/2}$ становится эффективным размером системы [7]. Таким образом, при условии $L > (l_m)^{1/2}$, L^2 в (32) заменяется на l_m .

$$\frac{d^2 I^D}{d\omega d\Omega} = \frac{3e^2}{2c\varepsilon} \frac{l_{in}(\omega)}{l^2(\omega)} d \left(2 \ln \frac{c\gamma}{a\omega} - 1 \right). \quad (33)$$

Учет поглощения приводит к изменению частотной зависимости излучения. Заметим, что в этом случае $I^D/I^0 \sim l_w/l$.

5. Рентгеновский диапазон. При релятивистских энергиях заряженной частицы $\gamma > 10^3$ и характерных размерах неоднородностей $a \sim 10^{-5} + 10^{-6}$ см, характерная частота $\omega_0 \sim c\gamma/a$ попадает в рентгеновскую область частот. Если условия $\lambda \ll l(\lambda) \ll L$, $l_w(\lambda)$ выполняются в рентгеновской области, что весьма вероятно в астрофизических объектах, то все формулы можно применить к данной области, сделав некоторые упрощения. В частности, примем $\varepsilon \approx \varepsilon_0 \approx 1$ и $b = 1 - \omega_p^2/\omega^2$, где ω_p - плазменная частота частицы пыли. Диффузионный вклад излучения, интегрированный по углам, равен

$$\frac{dI^D}{d\omega} = \frac{6\pi e^2}{c} \frac{l_{in}(\omega)}{l^2(\omega)} d \left(2 \ln \frac{c\gamma}{a\omega} - 1 \right). \quad (34)$$

При условии $2\pi a/\lambda \gg 1$ (что имеет место в рентгеновской области) и учитывая (19), для интегрированного по углам излучения, обусловленного однократным рассеянием можно получить

$$\frac{dI^0}{d\omega} \approx \frac{2\pi e^2}{c} \frac{d}{l(\omega)} \left(2 \ln \frac{c\gamma}{a\omega} - 1 \right). \quad (35)$$

Используя способ, предложенный Амбарцумяном [9], можно показать, что для интегрированных по углам интенсивностей диффузионный вклад равен произведению вклада однократного рассеяния на среднее число рассеяний псевдофотонов, рождающих данное излучение. При выполнении условий $2\pi a/\lambda |b(\lambda) - 1| \ll 1$, $2\pi a/\lambda \gg 1$ в рассеянии фотона отдельной частицей применимо борновское приближение, и длина свободного пробега определяется выражением (20). При малых концентрациях пылевых частиц $na^3 \ll 1$ длина свободного пробега фотона относительно поглощения определяется следующим образом:

$$l_{in} = \frac{1}{n\sigma_a}, \quad (36)$$

где $\sigma_a(\omega)$ - сечение поглощения фотона отдельной частицей. В рентгеновском диапазоне основным механизмом поглощения является фотоэффект. Следовательно, l_{in} можно представить в виде:

$$I_{\text{и}}(\omega) = \frac{1}{4/3\pi a^3 n N \sigma_{ph}(\omega)}, \quad (37)$$

где N - концентрация пылевых частиц, а $\sigma_{ph}(\omega)$ - сечение фотоэффекта отдельного атома. Если в среде, наряду с частицами пыли, присутствуют поглощающие газы, то в знаменателе выражения (37) появятся аддитивные члены типа $n_i \sigma_i$, где n_i - концентрация газа, σ_i - сечение фотоэффекта одного атома поглощающего газа. В астрофизике в общем случае удобно представить $I_{\text{и}}(\omega)$ в следующей форме:

$$I_{\text{и}} = \frac{1}{n_H \left(\sigma_H + \sum \frac{n_i \sigma_i}{n_H} \right)}, \quad (38)$$

где n_H - концентрация атомов водорода H , σ_H - сечение фотоэффекта одного атома, H , $n_i \sigma_i$ - концентрация и сечение i -того элемента соответственно. Из приведенных выражений следует, что частотная зависимость $I_{\text{и}}$ определяется частотной зависимостью соответствующих сечений фотоэффекта. Для длины свободного пробега относительно рессеяния, учитывая, что $(b-1)^2 \approx \omega_p^4/\omega^4$, из (20) находим:

$$l(\omega) = \frac{9\omega^2 c^2}{4\pi n a \omega_p^4}. \quad (39)$$

Теперь рассмотрим вопрос, в каких пределах частот корректны полученные выражения? Подставляя $b = 1 - \omega_p^2/\omega^2$ в условие борновского приближения $|b-1|ka \ll 1$, получим:

$$\omega \gg \frac{\omega_p^2 a}{c}. \quad (40)$$

Подставляя (37) и (39) в условие слабого поглощения $l \ll l_{\text{и}}$ имеем:

$$\frac{12\omega^2 c^2 \sigma_{ph}(\omega) N}{4 a \omega_p^4} \ll 1. \quad (41)$$

Поскольку $\sigma_{ph}(\omega) \sim \omega^{-3} - \omega^{-7/2}$, то условие (41) ограничивает частоту снизу. Верхний предел для частот следует из условия $\omega \ll c/a$. Другое ограничение на частоту сверху получаем из условия $l(\omega) \ll L$. Отметим, что в рентгеновской области оно сильнее условия $\omega \ll c/a$.

6. *Сравнение с переходным излучением.* Известно, что переходное излучение возникает при прохождении заряженной частицы через границу двух сред с разными диэлектрическими проницаемостями. Переходное излучение было предсказано Гинзбургом и Франком [9].

Впоследствии теория переходного излучения, в частности рентгеновского переходного излучения, была развита в работах Гарибяна и др. [10-12].

Ясно, что рассматриваемые в данной работе диффузионное излучение и переходное излучение имеют одинаковую природу. В некотором смысле диффузионное излучение включает в себя переходное излучение, и можно было ожидать в нем появление члена, соответствующего переходному излучению. Легко увидеть, что таким является член, соответствующий вкладу однократного рассеяния (35). Действительно, сечение формирования рентгеновского переходного излучения при прохождении релятивистской заряженной частицы через сферическую частицу пыли наиболее аккуратно вычислено Амбарцумяном и др. [12]:

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{4\pi e^2 \omega_p^4 a^4}{h\omega^3 c^3} \ln \frac{\gamma^2 c}{\omega a}. \quad (42)$$

С другой стороны, из уравнений (35) и (39) следует, что сечение формирования излучения, обусловленного однократным рассеянием, равно:

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{16\pi^3}{9} \frac{e^2 a^4 \omega_p^4}{h\omega^3 c^3} \left(2 \ln \frac{\gamma c}{\omega a} - 1 \right). \quad (43)$$

Сравнение (42) и (43) показывает, что член, соответствующий однократному рассеянию, пропорционален переходному. В астрофизике переходное излучение много раз рассматривалось в качестве возможного источника рентгеновского излучения [13-19]. В ранних работах [13], [14] было предположено, что переходное излучение является важным источником диффузного рентгеновского излучения Галактики. Однако в последующих работах [15-17, 19], авторы, используя более точные выражения, показали, что переходное излучение дает незначительный вклад в рентгеновский фон Галактики и может быть важным механизмом лишь в очень специальных условиях.

Результаты, полученные в данной работе, показывают, что излучение, возникающее при прохождении заряженных релятивистских частиц через пылевое облако, может быть во много раз (порядка $10 I_{\text{м}}/I$) больше при учете диффузионного члена излучения.

Перейдем к рассмотрению возможности формирования диффузионного рентгеновского излучения в астрофизических объектах. Но сначала необходимо отметить специфические особенности данного излучения, по которым можно распознавать или заподозрить его присутствие в астрофизических объектах.

7. Специфические особенности диффузионного рентгеновского излучения. Выше было отмечено, что диффузионное излучение может формироваться при условии $l(\omega) \ll L$, что означает, что размеры

излучающих областей должны быть очень большими. Данное излучение тесно связано с наличием пыли и релятивистских заряженных частиц. Следовательно, можно ожидать корреляций между IR/радио и рентгеновским излучениями и морфологическую связь между областями соответствующих излучений. Если $\omega a/c \ll \gamma$, то спектральный индекс диффузионного излучения, как следует из (34), (37) и (39), определяется из выражения:

$$I(\omega) \sim \omega^{-4} \frac{1}{\sigma_{ph}(\omega)}.$$

В рентгеновской области сечение фотоионизации отдельного типа атома имеет следующую частотную зависимость [20]: $\sigma_{ph} \sim \omega^{-3/2}$ около края K-оболочки и $\sigma_{ph} \sim \omega^{-7/2}$ - вдали от нее. Очевидно, что спектральные индексы диффузионного излучения, в случае одного типа поглощающего элемента, лежат в интервале -0.5 + -1.3 .

При наличии нескольких поглощающих элементов индекс может принимать разные значения в зависимости от типа и распространенности этих элементов.

Браун и Гулд [20] рассчитали сечение фотоионизации для газа с космическим распространением элементов от H до Ag. Используя их расчеты, мы построили теоретический спектр диффузионного рентгеновского излучения в относительных единицах (рис.1), из которого

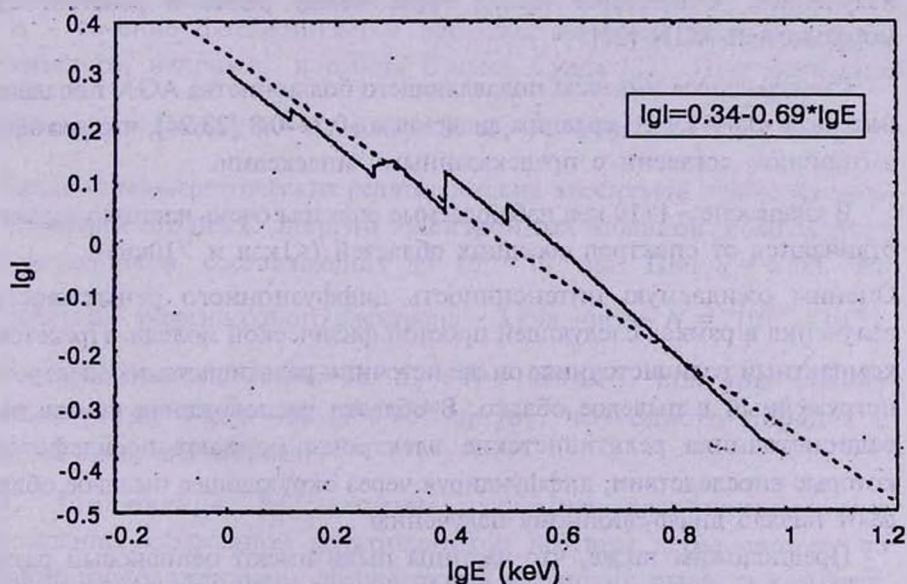


Рис.1. Спектр диффузионного излучения в рентгеновской области в относительных единицах.

следует, что ожидаемый индекс в интервале 2+10 кэв равен -0.8 и -0.7 в интервале 1-10 кэв.

Другой специфической особенностью излучения является обрезание на высоких частотах согласно условиям $l(\omega) \ll L$ и $\omega < c/a$. Ожидаемая спектральная область диффузионного излучения начинается от 1-2 кэв и может простирается до 10 кэв и выше.

Принимая во внимание рассмотренные выше особенности, мы выбрали в качестве возможных кандидатов рентгеновского диффузионного излучения, в первую очередь, активные галактические ядра (AGN):

8. *Рентгеновское диффузионное излучение в AGN.* Обзор наблюдательных данных, полученных в диапазоне 1-10 кэв с помощью рентгеновских обсерваторий (Ginga, Einstein, ASCA и др.), позволяет выделить AGN как возможные источники диффузионного рентгеновского излучения. Наблюдательные факты, подтверждающие этот выбор, следующие:

Диффузионное рентгеновское излучение обнаружено вокруг ядер AGN. Излучающие области имеют размеры до 1 кпк и вытянуты вокруг радиоосей [21].

В ядрах AGN существуют все необходимые условия для возникновения диффузионного рентгеновского излучения (пыль, релятивистские заряженные частицы). Многие AGN являются мощными источниками IR и радиоизлучений. Есть корреляции между IR/радио и рентгеновским излучением. Существует тесная связь между радио и рентгеновской морфологией AGN [22].

Спектральные индексы подавляющего большинства AGN попадают в интервал -0.4 ± 1.1 со средним значением -0.7 ± 0.8 [23,24], что находится в отличном согласии с предсказанными индексами.

В диапазоне $\sim 1-10$ кэв наблюдаемые спектры очень часто по характеру отличаются от спектров соседних областей (<1 кэв и >10 кэв).

Оценим ожидаемую интенсивность диффузионного рентгеновского излучения в рамках следующей простой физической модели. Представим компактный радиоисточник, он же источник релятивистских электронов, погруженный в пылевое облако. В области расположения компактного радиоисточника релятивистские электроны рождают псевдофотоны, которые впоследствии, диффундируя через окружающее пылевое облако, дают начало диффузионному излучению.

Предположим также, что частицы пыли имеют одинаковый размер, а электроны моноэнергетичны. В этом случае рентгеновская светимость такой системы в единичном интервале энергии, как следует из (34), равна:

$$\frac{dI^D}{d(h\omega)} = \frac{6\pi\alpha l_{in}c}{l^2(\omega)} \left(2\ln \frac{\gamma c}{\omega a} - 1 \right) N_e = 6.6 N_e \frac{l_{in}}{l} \left(2\ln \frac{\gamma c}{\omega a} - 1 \right) \text{ эрг/скэв} \quad (44)$$

где $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ - постоянная тонкой структуры, $c \approx d$ - расстояние, проходимое релятивистским электроном за секунду, N_e - количество релятивистских электронов. Величины l и l_{in} корректнее привязать к количеству вещества. Концентрация сферических пылевых частиц равна:

$$n = \frac{n_H m_H k}{\frac{4\pi a^3}{3} \rho},$$

где n_H , m_H - концентрация и масса атома H, соответственно, k - доля пыли в веществе, ρ - плотность вещества пылевой частицы. Тогда из (39) имеем:

$$l(\omega) = \frac{\rho}{n_H m_H k a} \frac{3c^2 \omega^2}{\omega^4 \rho}.$$

Соответственно, отношение l_{in}/l равно:

$$\frac{l_{in}}{l} = \frac{m_H k a}{3\sigma \rho} \frac{\omega^4 \rho}{\omega^2 c^2},$$

где σ - сечение фотоионизации вещества на один атом водорода, рассчитанное, например, в работе Брауна, Гулда [20]. При значениях

$a = 10^{-5}$ см, $\rho = 1$ г/см³, $k = 0.1$ и $\omega_p = 30$ эв, $\frac{l_{in}}{l} = 25$ на 4 кэв.

Число моноэнергетических релятивистских электронов можно оценить из значений полных энергий электронных облаков компактных радиоисточников, составляющих до 10^{55} - 10^{58} эрг. При $\gamma = 6000$, что соответствует энергии одного электрона ~ 3 Гэв, число $N_e \approx 2(10^{57} + 10^{60})$.

При концентрации вещества $n_H = 10 + 1000$ см⁻³, получим оценку светимости на 4 кэв $\sim 7(10^{38} + 10^{44}$ эрг/с), что одного порядка с наблюдаемыми значениями.

9. Заключение. Рассмотрение излучения, возникающего при прохождении заряженной релятивистской частицы через систему со случайно расположенными сферическими частицами пыли, показывает, что многократное рассеяние электромагнитного поля играет большую роль. Значительный вклад диффузионного излучения в рентгеновском диапазоне может быть обеспечен при выполнении условий $\lambda \ll l \ll L$ в диапазоне ~ 1 -10 кэв. Индексы наблюдаемых спектров AGN совпадают

с предсказанными.

Характерные особенности наблюдаемых рентгеновских спектров AGN схожи с характерными особенностями диффузионного излучения. Оценки интенсивности диффузионного рентгеновского излучения находятся в хорошем согласии с наблюдаемыми значениями.

¹ Институт радиофизики и электроники,
Армения

² Бюраканская астрофизическая
обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения

DIFFUSION MECHANISM OF RADIATION OF THE CHARGED PARTICLE ON A DUST GRAINS

Zh.S.GEVORKIAN, B.B.HAMBARIAN, A.A.AKOPIAN

Radiation of a charged particle moving in a medium with randomly spaced dust grains is considered. It is shown that in some cases the diffusion mechanism of radiation is the main one in the X-ray region. Possible astrophysical applications of this mechanism are considered. In particular, we have calculated the spectral indices in the X-ray region. The calculated spectral indices are well agreed with observed spectral indices of active galactic nuclei (AGN).

ЛИТЕРАТУРА

1. С.П.Капица, ж. теор. и эксперим. физ., 39, 1367, 1960.
2. Zh.S.Gevorkian, S.R.Atayan, Phys. Lett., A144, 273, 1990, Sov. Phys. J., 71, (5) 862, 1990.
3. Zh.S.Gevorkian, Phys. Lett., A162, 187, 1992; Radiofizika, 36, 36, 1993.
4. R.F.Mushotsky, C.Done, K.A.Pounds, ARAA., 31, 717, 1993.
5. A.A.Abrikosov, L.P.Gor'kov, I.E.Dzyloshinskii, Methods of Quantum Field Theory in Statistical Physics, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1969.
6. Zh.S.Gevorkian (in press) 1998.
7. R.W.Anderson, Phil. Mag., B52, 505, 1985.
8. В.А.Амбарцумян, Докл.АН Арм. ССР, 8, 107, 1948.

9. В.Л.Гинзбург, И.М.Франк, ж. теор. и эксперим. физ., 26, 15, 1946.
10. Г.М.Гарибян, ж. теор. и эксперим. физ., 33, 1403, 37, 527, 1959.
11. Г.Г.Бахшян, Г.М.Гарибян, Ян Ши, Астрофизика, 9, 371, 1973.
12. А.С.Амбарцумян, Г.М.Гарибян, Ян Ши, Изв. АН Арм. ССР, Физика, 6, 9, 1974.
13. S.A.E.Johanson, Astrophys. J. Lett., 9, 143, 1971.
14. I.Lerche, Astrophys. J., 175, 373, 1972.
15. R.Ramaty, R.D.Bleach, Astrophys. J. Lett., 11, 35, 1972.
16. G.B.Yodh, X.Artru, R.Ramaty, Astrophys. J., 181, 725, 1973.
17. L.Durand, Astrophys. J., 182, 417, 1973.
18. Г.А.Гурзадян, Астрофизика, 11, 535, 1975.
19. Ф.А.Агаронян, А.С.Амбарцумян, Астрофизика, 17, 807, 1981.
20. R.L.Brown, R.J.Gould, Phys. Rev., D1, 2252, 1970.
21. A.S.Wilson, J.A.Morse, M.Elvis, J.S.Mulchaey, K.A.Weaver, G.N.Cecil, J.Gaillimore, Röntgenstrahlung from the Universe, MPE Report 263, 529, 1996
22. J.C.Baker, R.W.Hunstead, W.Brinkmann, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., 277, 553, 1995.
23. M.Matsouka, M.Sappi, Röntgenstrahlung from the Universe, MPE Report 263, 477, 1996.
24. C.S.Reynolds, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., 286, 513, 1997.

КОНФОРМНО-ИНВАРИАНТНАЯ МОДЕЛЬ РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

В.В.ПАПОЯН, В.Н.ПЕРВУШИН, В.И.СМИРИЧИНСКИЙ

Поступила 9 марта 1998

Принята к печати 15 апреля 1998

Рассматривается модель ранней Вселенной в эйнштейновской теории гравитации, дополненной конформно-инвариантной версией модели Вейнберга-Салама. Принцип конформной симметрии приводит к необходимости исключить потенциал Хиггса в выражении для гравитационного действия, использующего в качестве материального источника плотность лагранжиана модели электрослабых взаимодействий Вейнберга-Салама, и подключить конформно-инвариантное слагаемое Пенроуза-Черникова-Тагирова. В пределе плоского пространства мы приходим к σ -версии модели Вейнберга-Салама без хиггсовских частицеподобных возбуждений. В рассматриваемой конформно-инвариантной модели хиггсовские поля поглощаются пространственной метрикой и поэтому можно считать, что массы элементарных частиц возникают в момент, когда начинается эволюция Вселенной.

1. *Введение.* Результаты предыдущих исследований [1-3] приводят к заключению о существенной роли принципа конформной симметрии при построении таких космологических моделей, которые содержат возможность выявления связи между фактами наблюдений (закон Хаббла, красное смещение и т.п.) и выводами квантовой теории поля. Конформно-инвариантные полевые переменные позволяют получить стандартную космологическую модель из действия квантовой теории поля. Принцип конформной симметрии требует исключить из рассмотрения потенциал Хиггса в модели электрослабых взаимодействий Вейнберга-Салама и использовать вместо него слагаемое Пенроуза-Черникова-Тагирова [5]. Конформно-инвариантные наблюдаемые обеспечивают также полное отделение физического сектора от калибровочного (переменные, связанные с репараметризацией времени) и приводят к нормированной волновой функции Вселенной, которая эволюционирует в конформно-инвариантном времени.

В настоящей работе рассматривается объединение конформно-инвариантной версии модели Вейнберга-Салама с эйнштейновской гравитацией [6]. Такой подход позволяет найти космологическое решение проблемы хиггсовского вакуума в теории с конформно-инвариантным взаимодействием с полями материи [7]. План изложения таков: в первом разделе на примере фридмановской модели радиационно-доминантной

Вселенной обсуждаются основные положения проблемы. Во втором - для отделения физического (инвариантного) сектора от переменных, связанных с репараметризацией времени, используется метод бескалибровочной гамильтоновой редукции [4]. Соотношения между стандартной космологической моделью и полевой теорией обсуждаются в разделе 4. В следующем разделе (5) описывается космологический хиггсовский вакуум в конформно-инвариантной объединенной теории (без потенциала Хиггса) и показано, что хиггсовское поле поглощается пространственной метрикой. В заключении обсуждаются физические следствия предложенного подхода.

2. *Космологическая модель.* В качестве первого иллюстративного шага рассмотрим простую модель, основанную на действии Эйнштейна-Гильберта с материальным источником в виде плотности лагранжиана электромагнитного поля,

$$W = \int d^4x \sqrt{-g} \left[-\frac{{}^{(4)}R(g)}{16\pi} M_{Pl}^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}(A) F^{\mu\nu}(A) \right]. \quad (2.1)$$

Если подставить в это выражение метрику Фридмана-Робертсона-Уоккера (ФРУ)

$$g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = \alpha^2(t) \left[N_c^2 dt^2 - \gamma_j^c dx^j dx^j \right]; \quad {}^{(3)}R(\gamma^c) = \frac{6}{r_0^2}, \quad (2.2)$$

то такая система может быть сведена к набору осцилляторов с гармониками ω , для возбуждений A_i электромагнитного поля, описываемых гамильтоновым действием [1,3]

$$W^F = \int_0^t \left\{ \sum_i \dot{A}_i P_i - \left(\dot{a} P_a - \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (P_a a) \right) - N_c H \right\} \quad (2.3)$$

с констрайнтами

$$\frac{\delta W}{\delta N_c} = 0 \Rightarrow H = -H_\sigma + H_R = 0, \quad (2.4)$$

где

$$H_\sigma = \frac{P_a^2}{2V_p} + \frac{a^2}{2r_0^2} V_p; \quad H_R = \sum_i \frac{1}{2} (P_i^2 + \omega_i^2 A_i^2); \quad (2.5)$$

($\dot{H}_\sigma = 0$; $\dot{H}_R = 0$) - интегралы движения, а

$$V_p = \frac{6 M_{Pl}^2 V_c}{8\pi}; \quad V_c = \int d^3x \sqrt{\gamma^c} = 2\pi^2 r_0^3. \quad (2.6)$$

Отметим, что на уравнениях движения эти интегралы принимают

следующие значения (2.5):

$$H_{cr}(eqs) = E_{cr} = \Omega_0^{-1} \left(\frac{V_p}{2r_0^2} \right); \quad H_R(eq_s) = E_R. \quad (2.7)$$

Характерной особенностью рассматриваемой системы (2.3) является инвариантность относительно репараметризации времени

$$t \mapsto t' = t'(t). \quad (2.8)$$

Эта инвариантность приводит к соотношению, накладывающему связь на энергию (2.4), и подчеркивает ненаблюдаемость координатного времени t .

Уравнения движения такой модели в инвариантном фридмановском времени

$$dt_F = a N_c dt \quad (2.9)$$

приводят к эволюционному соотношению

$$t_F(a, E_R) = r_0 \left(\sqrt{\Omega_0^{-1}} - \sqrt{\Omega_0^{-1} - a^2} \right). \quad (2.10)$$

Выражения для красного смещения и закона Хаббла в этом случае

$$Z(D) = \frac{a(t_F)}{a(t_F - D)} - 1 = DH_0; \quad \left(H_0 = \frac{d}{dt_F} \lg a(t_F) \right) \quad (2.11)$$

полностью совпадают с соответствующими для стандартной радиационно-доминантной модели Фридмана.

Квантование импульса соответствующего $P_a(\hat{P}_a = \hbar d/ida; \hbar = 1)$ обращает связь (2.4) в уравнение Уиллера-Де-Витта (УДВ)

$$\frac{1}{a} \left[\frac{1}{2V_{(p)}} \left(\frac{d}{da} \right)^2 - V_{(p)} \frac{a^2}{2r_0^2} + E_R \right] \Psi_{WDW}(a, E_R) = 0. \quad (2.12)$$

Возникает задача определить, как связаны "фридмановское" время $t_F(a, E_R)$ и волновая функция УДВ Ψ_{WDW} . Решив эту задачу, мы можем одновременно ответить на вопрос о стационарности и нормируемости Ψ_{WDW} .

3. *Гамильтонова редукция.* Для решения поставленной в конце предыдущего раздела задачи, используем метод бескалибровочной гамильтоновой редукции [4], для того, чтобы полностью отделить сектор физических переменных от параметров, связанных с преобразованием (2.8). В соответствии с этим методом (который впервые был применен Леви-Чивита [9] в теории дифференциальных уравнений с частными интегралами типа связей первого рода) такое выделение может быть выполнено путем канонических преобразований к новым переменным

$$(P_a, a) \mapsto (\Pi, \eta), \quad (3.1)$$

превращающих гравитационную часть связей в новые импульсы [1-4].

$$H_{cr} = \frac{P_a^2}{2V_{(p)}} + \frac{a^2}{2r_0^2} V_{(p)} = \Pi. \quad (3.2)$$

Существуют две карты такого отображения фазовой окружности в линию на новой фазовой плоскости.

$$P_a = \pm \sqrt{2V_{(p)} \Pi} \cos(\eta/r_0); \quad a = \pm \sqrt{2\Pi r_0^2/V_{(p)}} \sin(\eta/r_0). \quad (3.3)$$

В новых переменных (3.3), действие (2.3) приобретает вид

$$W_{\pm}^F = \int_0^1 dt \left\{ \sum_i \dot{A}_i P_i \mp \Pi \dot{\eta} - N_c [-\Pi + H_R] \right\}. \quad (3.4)$$

Уравнения движения для нефизического сектора (Π, N_c, η)

$$\frac{\delta W_{\pm}^F}{\delta \Pi} = 0 \Rightarrow \boxed{d\eta = \pm N_c dt}; \quad \frac{\delta W_{\pm}^F}{\delta N_c} = 0 \Rightarrow \boxed{\Pi = H_R} \quad (3.5)$$

показывают, что новый космический масштабный фактор (η) обращается в инвариантный временной параметр эволюции дираковских наблюдаемых (A_i, P_i) , а новый импульс (Π) обращается в гамильтониан этой эволюции. Окончательно мы приходим к лишенной связей эквивалентной системе

$$W_{(\pm)}^{RED} = \int_0^{\eta_1} d\eta \left[\sum_i \frac{dA_i}{d\eta} P_i \mp H_R(A_i, P_i) \right]. \quad (3.6)$$

Легко заметить, что новый масштабный фактор (η) отделен от физических переменных.

На этом пути мы можем получить формулу красного смещения (2.11), если после отделения "калибровочного" сектора (3.6) ("динамическая стадия") будет введен "геометрический" наблюдатель ("геометрическая стадия"), т.е. сопутствующая система отсчета (2.9)

$$dt_F = a(\eta) d\eta; \quad E_F = E_R/a(\eta), \quad D_F = D_c a(\eta). \quad (3.7)$$

Наблюдатель в такой системе отсчета сопутствует частицам пыли с неизменной массой, в то время как в конформной системе отсчета длина волны фотона постоянна, а наблюдаемые "время" η , "энергия" E_R , и "расстояние" D_c конформно-инвариантны. Красное смещение (2.11) фотонов, излученных в момент $t - D$ атомом астрономического объекта (на расстоянии D от Земли), в конформной системе отсчета можно объяснить "старением" массы атома за время пролета D этих фотонов до Земли.

В квантовой теории (3.6), где интеграл движения E_R превращается

в сохраняющемся квантовое число, эволюция волновой функции описывается стандартным уравнением Шредингера. Конформные наблюдаемые (3.7) позволяют разложить волновую функцию по полному набору квантовых чисел

$$\Psi_{RED}(\eta|A_I) = \sum_{E_R} \left[\alpha_{E_R}^{(+)} \langle \eta | E_R \rangle (+) \langle E_R | A_I \rangle + \alpha_{E_R}^{(-)} \langle \eta | E_R \rangle (-) \langle E_R | A_I \rangle^* \right], \quad (3.8)$$

Здесь $\langle E_R | A_I \rangle$ - нормированные полиномы Эрмита, а $\langle \eta | E_R \rangle$ удовлетворяет уравнению

$$\pm \frac{d}{d\eta} \langle \eta | E_R \rangle (\pm) = E_R \langle \eta | E_R \rangle (\pm); \quad (\langle \eta | E_R \rangle (\pm) = \exp(\pm i E_R \eta)) \quad (3.9)$$

где $\alpha_{E_R}^{(\pm)}$ - операторы рождения (+) и уничтожения (-) Вселенной с квантовым числом E_R . Редуцированная волновая функция $\exp(\pm i \eta E_R)$ не совпадает с волновой функцией УДВ (2.12), что обусловлено фазой канонического преобразования (3.3), и, в свою очередь, связано с наличием временного поверхностного члена в исходном действии Эйнштейна-Гильберта (2.3). Обычно волновую функцию УДВ интерпретируют как стационарную и ненормируемую. С точки зрения нашего подхода, в котором отделены переменные физического и калибровочного секторов, такая интерпретация обладает, по крайней мере, двумя существенными дефектами: во-первых, неинвариантное время (t) рассматривается как наблюдаемое, что приводит к "стационарности", и, во-вторых, параметр эволюции (космический масштаб) рассматривается как физическая переменная, что приводит к наличию бесконечного калибровочного фактора и тем самым к ненормируемости. Как отмечалось выше, отделение переменных физического сектора позволило нам избежать этих недостатков.

"Геометрическая стадия" построения фридмановских переменных позволяет обнаружить связь выводов квантовой космологии с данными космологических наблюдений. Дифференцирование волновой функции (3.9) по фридмановскому времени (3.7) приводит к фридмановской энергии E_F (3.7).

4. *Конформно-инвариантные переменные.* На следующей ступени попытаемся установить соотношение между фридмановской моделью Вселенной, заполненной покоящейся "пылью" с сохраняющейся массой и стандартным действием фермионов $\int d^4x \sqrt{-g} \cdot m \bar{\psi} \psi$. Мы можем воспроизвести фридмановскую модель Вселенной с "пылью", если масштабный фактор a будет исключен не только из метрики (2.2),

но также и из источника материальных полей F согласно

$$({}^{(n)}F = ({}^{(n)}F_{(c)} a^n; (\psi = \psi_c a^{-3/2}), \quad (4.1)$$

в соответствии с их конформным весом (n) (для тензоров ($n=2$), векторов ($n=0$), спиноров ($n=-3/2$), скаляров ($n=-1$) и будет использована метрика ФРУ (2.2). В этом случае мы придем к гамильтониану фридмановской модели типа (2.4) ($H = -H_{\sigma} + M_D a_0 + H_R$), где масса пыли

$$M_D = m \int d^3x \bar{\psi}_c(x) \psi_c(x) = m < n_f > V_c \quad (4.2)$$

не зависит от $a_c(t)$ и может рассматриваться как константа ($\dot{M}_D = 0$).

Бескалибровочная редукция модели с пылью [1-3] перепутывает чисто гравитационные переменные с переменными, относящимися к материальным источникам. Для удовлетворительного описания квантового состояния с правильным выражением редуцированной энергии необходимо, чтобы взаимодействие с полями вещества было бы конформно-инвариантным.

5. Конформно-инвариантная объединенная теория.

5.1. *Модель Вейнберга-Салама без потенциала Хиггса.* Примером такой конформно-инвариантной теории является модель Вейнберга-Салама (ВС) без потенциала Хиггса и с конформно связанным с эйнштейновской гравитацией скалярным полем [5,6],

$$W_{tot} = \int d^4x \sqrt{-g} \left[-\frac{{}^{(4)}R(g)}{6} \left(\frac{3M_{Pl}^2}{8\pi} - |\phi|^2 \right) + \partial_\mu |\phi| \partial^\mu |\phi| \right] + W_{WS}^c(\{({}^{(n)}F)\}). \quad (5.1)$$

(здесь W_{WS}^c конформно-инвариантная часть действия ВС в пространстве с кривизной ${}^{(4)}R(g)$, а $\{({}^{(n)}F)\}$ представляет поля теории ВС с конформным весом (n)).

Перепишем, далее, выражение (5.1) через конформно-инвариантные переменные (4.1), снабдив их индексом (c) , исключая тем самым масштабный фактор [2,10]

$$a = \left[{}^{(3)}g \right]^{1/6}; \quad g_{\mu\nu} = a^2 g_{\mu\nu}^{(c)}; \quad |\phi| = \frac{\phi_c}{a}. \quad (5.2)$$

Пространственные компоненты новой метрики $g_{(c)}$ удовлетворяют связи

$$\sqrt{{}^{(3)}g^{(c)}} = 1,$$

согласно (5.2) (геометрическое решение этого констрейнта было дано в [11]). В терминах конформно-инвариантных переменных ${}^{(n)}F_c$ эйнш-

тейновское слагаемое в действии (5.1) имеет следующий вид:

$$W_E = \int dx^4 N_c \left[-\frac{{}^{(4)}Rg^{(c)}}{6} (\bar{a}^2 - \phi_c^2) + \partial_\mu \bar{a} \partial^\mu \bar{a} - \partial_\mu \phi_c \partial^\mu \phi_c \right], \quad (5.3)$$

где

$$\sqrt{-g^{(c)}} = N_c, \quad \bar{a} = a M_{Pl} \sqrt{3/8\pi},$$

тогда как вторая (BC) часть полного действия (5.1) не зависит от масштабного фактора a в силу конформной инвариантности.

5.2. Поглощение скалярного поля метрикой. Обсудим эффект поглощения скалярного поля метрикой на примере действия (5.3). Масштабный фактор $\bar{a}$ и скалярное поле в выражение для действия входят симметрично. Класс физических решений теории (5.3) ограничен условием

$$(\bar{a}^2 - \phi_c^2) \geq 0, \quad (5.4)$$

во всей области пространства-времени. В противном случае, $(\bar{a}^2 - \phi_c^2) < 0$ эйнштейновское слагаемое меняет знак и гравитация превращается в антигравитацию с неверным знаком для ньютоновского взаимодействия и отрицательной энергией для гравитонов. (Подходящей аналогией для ограничения (5.4) является световой конус, определяющий допустимые области движения частиц.) Ограничение (5.4) приводит к симметричным начальным условиям $\bar{a} = 0, \phi_c = 0$, что вместе с симметрией действия относительно $\bar{a}$ и ϕ_c может привести только к симметричным решениям уравнений и связей

$$\phi_c = \pm \bar{a}. \quad (5.5)$$

Такое решение является предельным случаем ограничения (5.4) и может быть истолковано как динамическое поглощение конформного скалярного поля компонентой метрического тензора (масштабным фактором). В следующем разделе это поглощение будет рассмотрено подробнее в однородном случае и когда полное действие (5.1) включает также материальные поля.

5.3. Однородное приближение. В этом разделе наши усилия будут направлены на то, чтобы в однородном приближении определить спектр хиггсовских частицеподобных возбуждений в соответствующей модели ВС, описываемой лагранжианом

$$L(\phi) = \partial_\mu |\phi| \partial^\mu |\phi| - \lambda (|\phi|^2 - v^2)^2. \quad (5.6)$$

Подставив анзац однородности

$$|\phi(t, x)| = v + \frac{\tilde{\phi}(t)}{\sqrt{2}} \quad (5.7)$$

в соотношение (5.6), получим

$$L = \frac{1}{2} \tilde{\phi}^2 - \frac{1}{2} m_H^2 \tilde{\phi}^2 + L_{int}, \quad (5.8)$$

где $m_H = v\sqrt{8\lambda}$ - масса частицы Хиггса.

Однородный сектор теории (5.3) описывается метрикой ФРУ

$$(ds)^2 = a^2(x, t) [N_c^2(x, t) dt^2 - dx_i^2]; \quad a(x, t) = a_0(t) S(x); \quad (5.9)$$

$$\phi_c(x, t) = \phi_0(t) S(x); \quad N_c(x, t) = \frac{N_c^0(t)}{S(x)}; \quad S = \left(1 - \frac{k|x|^2}{4r_0^2}\right)^{-1}; \quad (k = +1; 0; -1). \quad (5.10)$$

Подстановка (5.10) в действие (5.3) дает

$$W_{EH} = V_c \int_0^1 dt \left[- \left(\frac{\bar{a}_0^2}{N_c^0} - N_c^0 \frac{a_0^2 k}{r_0^2} \right) + \left(\frac{\dot{\phi}_0^2}{N_c^0} - N_c^0 \frac{\phi_0^2 k}{r_0^2} \right) \right], \quad (5.11)$$

где V_c - объем трехмерного пространства постоянной кривизны (для случая замкнутого пространства $k = +1$, V_c определяется уравнением (2.6)). Это действие описывает два различных осциллятора с сохраняющимися плотностями энергии

$$\rho_{\sigma} = \left(\frac{\bar{a}_0^2}{N_c^{02}} + \frac{a_0^2 k}{r_0^2} \right); \quad \rho_{\phi}^0 = \left(\frac{\dot{\phi}_0^2}{N_c^{02}} + \frac{\phi_0^2 k}{r_0^2} \right) \quad (5.12)$$

со связью, следующей из $\delta W_{EH} / \delta N_c^0 = 0$:

$$-\rho_{\sigma} + \rho_{\phi}^0 = 0. \quad (5.13)$$

Легко видеть, что уравнения связей, уравнения движения и ограничение (5.4) будут удовлетворены только в классе решений (5.5)

$$\phi_0 = \pm \bar{a}_0 = \pm \sqrt{\rho_{\phi}^0} F_k(r_0, \eta), \quad (5.14)$$

где

$$F_{+1} = r_0 \sin\left(\frac{\eta}{r_0}\right); \quad F_0 = \eta; \quad F_{-1} = r_0 \sinh\left(\frac{\eta}{r_0}\right). \quad (5.15)$$

В терминах модуля исходного скалярного поля $|\phi| = \phi_c/a$ будем иметь только вакуумные величины

$$|\phi| = v_c; \quad (v_c = M_{Pl} \sqrt{3/8\pi}), \quad (5.16)$$

в отличие от разложения хиггсовского поля в модели с потенциалом (5.7).

5.4. Космологический "вакуум" хиггсовского поля. В моменты, близкие к началу эволюции Вселенной, $\phi_c = \pm \bar{a} = 0$ и действие (5.1) описывает набор безмассовых полей (т.е. радиацию). Теперь, ограничим наше рассмотрение гармоническими возбуждениями этих полей в метрике ФРУ (5.9), (5.10) и выберем для определенности $k = +1$. Тогда, как было отмечено выше, в однородном приближении действие (5.1) описывает набор осцилляторов со следующей связью для плотности энергии:

$$\frac{H}{V_c} = -\rho_{cr} + \rho_\phi^0 + \rho_R = 0, \quad (5.17)$$

где $\rho_R = H_R / V_c$ - плотность энергии гармонических возбуждений полей ВС, $\rho_\sigma = H_\sigma / V_c$ определяется уравнением (2.5) и

$$\rho_\phi^0 = \left[\left(\frac{d\phi_c}{d\eta} \right)^2 + \frac{\phi_c^2}{r_0^2} \right], \quad (5.18)$$

В рассматриваемом случае эволюция масштабного фактора $a(t_F)$ идентична его эволюции в случае радиационно-доминантной Вселенной.

$$a(t_F) = \left[\frac{t_F}{r_0} \left(2\Omega_0^2 - \frac{t_F}{r_0} \right) \right]^{1/2}. \quad (5.19)$$

Конформное скалярное поле ϕ_c повторяет эволюцию космического фактора $a(t_F)$ (5.19)

$$\phi_c(t_F) = M_{Pl} \left(\frac{3\rho_\phi^0}{8\pi\rho_{cr}} \right)^{\frac{1}{2}} a(t_F), \quad (5.20)$$

в то время как исходное скалярное поле $|\phi| = \phi_c/a$ (как геометрический объект в сопутствующей системе отсчета) остается постоянным

$$|\phi| = \frac{\phi_c}{a} = M_{Pl} \left(\frac{3\rho_\phi^0}{8\pi\rho_{cr}} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (5.21)$$

Этот результат демонстрирует отсутствие частицеподобных возбуждений хиггсовского поля, даже в случае наличия материальных полей (в отличие от случая, когда рассматривается модель с потенциалом Хиггса). Вели-

чина этого скалярного поля, связанного с моделью ВС, $|\phi| \sim 10^3 \text{ GeV}$ позволяет оценить отношение между плотностями энергии скалярного поля (ρ_ϕ^0) и расширяющейся Вселенной (ρ_σ)

$$\rho_\phi^{\text{Cosmic}} = 10^{-34} \rho_{cr} \quad (5.22)$$

Напомним, что наличие хиггсовского потенциала приводит к противоположной ситуации (см. [12])

$$\rho_\phi^{\text{Higgs}} = 10^{54} \rho_{cr} \quad (5.23)$$

В пределе плоского пространства ${}^{(4)}R(g) = 0$, мы приходим к версии σ -модели теории ВС (без хиггсовских частиц), которая обсуждается в связи с возможностями преодоления трудностей, связанных большой величиной константы связи в хиггсовском секторе [6,8].

5.5. "Пылеподобное" поле Хиггса. Когда массы элементарных частиц модели ВС становятся больше их импульсов, необходимо дополнить плотность энергии скалярного поля членом типа (4.2)

$$\rho_\phi = \rho_\phi^0 - \phi_c \langle n_f \rangle + \phi_c^2 \langle n_b^2 \rangle, \quad (5.24)$$

ассоциируемым с фермионной и бозонной "пылью" в состоянии покоя, массы которой формируют однородное скалярное поле. Здесь ρ_ϕ , $\langle n_f \rangle$, $\langle n_b^2 \rangle$ - феноменологический параметр, который определяется из решения полевого уравнения для однородного скалярного поля. В работе [7] получено осцилляторо-подобное решение

$$\phi_c(\eta) = \rho_\phi^{1/2} \omega_\phi^{-1} \sin \omega_\phi \eta + \frac{1}{2} \langle n_f \rangle \omega_\phi^{-2} (1 - \cos \omega_\phi \eta), \quad (\omega_\phi^2 = 1/r_0^2 + \langle n_b^2 \rangle), \quad (5.25)$$

которое пригодно и в этом случае.

Если доминирует пыль, то массы частиц ВС (ϕ_c/a) становятся зависящими от времени. Фотон, излученный в момент t_f - D атомом астрономического объекта, находящимся на расстоянии D от Земли, "запоминает" значение массы в этот момент. В результате, в сопутствующей системе отсчета, как красное смещение, так и закон Хаббла, определяются произведением двух факторов, связанным с расширением Вселенной a и "старением" массы элементарной частицы (ϕ_c/a)

$$a \left(\frac{\phi_c}{a} \right) = \phi_c. \quad (5.26)$$

Окончательно в рассматриваемом случае для красного смещения Z и закона Хаббла получаем

$$Z(D) = \frac{\phi_c(t_F)}{\phi_c(t_F - D)} - 1; \quad H_0 = \frac{d\phi_c}{\phi_c dt_F}. \quad (5.27)$$

Если $\langle n_b^2 \rangle \gg 1/\tau_0^2$, то мы получаем осцилляторно-подобное поведение красного смещения, которое может имитировать крупномасштабную структуру Вселенной [13].

Закон Хаббла в рамках конформно-инвариантной космологии (5.27) скорее всего отражает эволюцию хиггсовского вакуума во фридмановском времени, а не эволюцию Вселенной в обычно принятом смысле. Волновая функция Вселенной имеет вид спектрального разложения (3.8), где E_μ заменяет собственное значение свободного ВС гамильтониана.

6. *Заключение.* Полное описание фридмановских наблюдаемых в рассмотренной версии квантовой Вселенной можно условно подразделить на две стадии: динамическую и геометрическую.

На динамической стадии каноническое преобразование полностью разделяет физические и нефизические переменные. Это каноническое преобразование превращает гравитационную часть констрейнта энергии в новый импульс так, что сопряженная этому импульсу переменная (компонента метрики) становится инвариантным временным параметром эволюции как в классической, так и в квантовой теориях. Гамильтонова редукция выделяет конформное время и другие конформно-инвариантные параметры (включая расстояния, энергию, поля и т.п.), а принцип конформной симметрии приводит к необходимости рассмотрения только конформно-связанных материальных полей, исключая тем самым потенциал Хиггса, роль которого, по-видимому, берет на себя гравитационная часть действия, вместе со слагаемым Пенроуза-Черникова-Тагирова. Было показано, что хиггсовские поля поглощаются пространственной метрикой и массы элементарных частиц возникают одновременно с началом эволюции Вселенной. В пределе плоского пространства мы приходим к σ -версии стандартной модели ВС (без хиггсовских частицеподобных возбуждений), которая обсуждается в связи с большим значением константы связи в хиггсовском секторе [8].

На геометрической стадии вводится сопутствующая система отсчета, связанная с частичками пыли. Этот переход осуществляется конформным преобразованием с космическим масштабом в роли конформного фактора. Проблема начальной сингулярности существует только для фридмановского наблюдателя сопутствующей системы отсчета (3.7). С динамической точки зрения для рассмотренных здесь моделей вначале Вселенная была "светоподобной" (т.е. была заполнена гармоническими возбуждениями), поскольку все частицы имели исчезающие конформные

массы.

Авторы выражают благодарность В.М.Барабашову, С.А.Гогилидзе, А.В.Ефремову, Л.Н.Липатову, Е.А.Тагирову и А.М.Хведелидзе за критические замечания и интересные обсуждения.

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия
Ереванский государственный университет, Армения

CONFORMALLY INVARIANT MODEL OF EARLY UNIVERSE

V.PAPOYAN, V.PERVUSHIN, V.SMIRICHINSKY

The conformal symmetry principle is used for construction of integrable models of quantum cosmology which have a direct bearing on the observational cosmology with redshift and the Hubble law. Conformal invariant field variables allow us to establish relation between standard cosmological models and quantum field theory actions. The conformal symmetry principle excludes the Higgs potential from the Weinberg-Salam model and includes the Penrose-Chernikov-Tagirov term. In the conformal version of the standard model for electroweak interaction unified with the Einstein gravity the Higgs field is absorbed by the space metric so that the elementary particle masses and the evolution of the Universe have one and the same origin. In the flat-space limit we got the σ -version of the Weinberg-Salam model without the Higgs particle-like excitations.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.Pervushin, T.Towmasjan, Int. J. Mod. Phys., D4, 105, 1995;
A.Khvedelidze, V.Papoyan, V.Pervushin, Phys. Rev., D51, 5654, 1995.
2. V.Pervushin et al., Phys. Lett., B365, 35, 1996.
3. A.Khvedelidze, Yu.Palii, V.Papoyan, V.Pervushin, Phys. Lett., B402, 263, 1997.
4. S.Gogilidze, A.Khvedelidze, V.Pervushin, Phys. Rev., D53, 2160, 1996;
S.A.Gogilidze, A.M.Khvedelidze, V.N.Pervushin, J. Math. Phys., 37, 1760, 1996.
5. R.Penrose, in "Relativity, Groups and Topology", Gordon and Breach, London, 1964, p.565; N.A.Chernikov, E.A.Tagirov, Ann. Inst. Henri Poincare, 9, 109, 1968.

6. *M.Pawlowski, R.Raczka*, Found. Phys., 24, 1305, 1994.
7. *V.Pervushin, V.Smirichinski*, "On the cosmological origin of the homogeneous scalar field in Unified Theories." Prepr. JINR, E2-97-155, Dubna, 1997; gr-qc/9704078 (submitted to Phys. Let. B.).
8. *S.Dittmaier, C.Grosse-Kneter, D.Schildnecht*, Z. Phys., C67, 109, 1995.
9. *T.Levi-Civita*, Prace Mat.-Fiz., 17, 1, 1906; *S.Shanmugadhasan*, J. Math. Phys., 14, 677, 1973.
10. *J.W.York, Jr.*, Phys. Rev. Lett., 28, 1082, 1972; *ibid* 26, 1656, 1971.
11. *S.Gogilidze et al.*, Gravitation and Cosmology, 3, 156, 1997.
12. *S.Weinberg*, Rev. Mod. Phys., 61, 1, 1989.
13. *T.J.Broadhurst, R.S.Ellis, D.C.Koo, A.S.Szalay*, Nature, 343, 726, 1990.

ГРУППЫ ГАЛАКТИК. III. НЕКОТОРЫЕ ЭМПИРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

А.П.МАГТЕСЯН

Поступила 28 января 1998

Принята к печати 8 марта 1998

Приводится список и некоторые эмпирические характеристики групп галактик, выявленных по принципам идентификации, предложенным автором.

1. *Введение.* В предыдущих статьях предложены принципы идентификации групп галактик [1] и определены области присутствующих в этих критериях выборочных параметров E_0 и V_0 , при которых можно выявить реальные группы галактик [2]. В этой статье приведен список и проведены некоторые статистические исследования групп галактик, которые идентифицированы для случая $k_F = k_L = 2$, $E_0 = 3.0 \cdot 10^{10} M_\odot (f_s / f_\odot)$ Мпк⁻¹ и $V_0 = 400$ км/с (см. [2]). При этом гелиоцентрические лучевые скорости галактик исправлены за вращение Галактики и за движение местной системы галактик в направлении скопления в Деве, соответственно, по формулам, приведенным в [2]. Использован список галактик ярче 14.5^m с лучевыми скоростями [3].

2. *Эмпирические характеристики групп галактик.* В табл.1 приведены выявленные члены групп галактик, имеющих по крайней мере два члена. Группы в таблице и галактики в каждой группе расположены по возрастанию их прямого восхождения.

С использованием исправленных лучевых скоростей галактик выявлены также группы при выборочных параметрах $V_0 = 400$ км/с, $E_0 = (2.5; 3.5) 10^{10} M_\odot (f_s / f_\odot)$ Мпк⁻¹ и $E_0 = 3.0 \cdot 10^{10} M_\odot (f_s / f_\odot)$ Мпк⁻¹, $V_0 = (300; 500)$ км/с, которые использованы для выяснения вопроса, как изменяется состав каждой группы при изменении значений E_0 и V_0 в ту или другую сторону, что может служить в качестве дополнительной аргументации в пользу или против изолированности группы относительно окружающих галактик (критерии (1) и (2) [2] в какой-то мере заранее обеспечивают изолированность группы).

Выяснилось, что 244 группы (90%) не меняют своего состава при изменении хотя бы в одном направлении каждого из параметров E_0 и

V_0 . Более половины групп (145 групп) выявляются одним и тем же составом при изменении E_0 и V_0 во всех четырех направлениях. Отметим, однако, что в данной работе не ставится цель подробного исследования вопроса изолированности групп. Наша цель - иметь статистически однородную выборку в какой-то мере изолированных систем (что в данном случае обеспечивается), которую можно было бы использовать для изучения различных вопросов, таких, как, например, функция светимости галактик групп, динамические условия в группах, влияние окружения на характеристики галактик, частота встречаемости активных галактик в группах, роль первой по светимости галактики в группах и т.д.

На рис.1 представлено отношение числа галактик, входящих в группы,

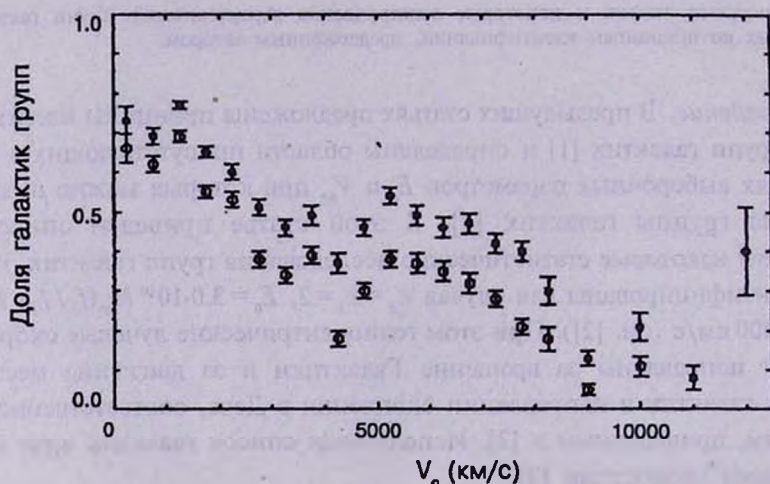


Рис.1. Доля галактик групп в зависимости от лучевой скорости. Точки относятся к группам с двумя и более членами, а кружки - к группам с тремя и более членами.

к общему числу галактик $v = n_{\text{гр}}(V) / n(V)$ в зависимости от лучевой скорости. Вертикальные отрезки показывают значения среднеквадратичных отклонений при допущении биномиального распределения.

Большие значения v на близких расстояниях, по-видимому, связаны с присутствием Местного сверхскопления галактик.

При $V_0 > 8000$ км/с наблюдается резкое падение значения v , т.е. при $r > 80$ Мпк ($H = 100$ км/с/Мпк) число выявленных групп резко снижается. В [1] было показано, что при постоянстве E_0 и V_0 (т.е. когда не учитывается изменение наблюдаемой функции светимости от расстояния), такое падение значения v можно было ожидать при $r > r_m^{(0)} = 100$ Мпк. Расчеты в [1] сделаны без учета галактического поглощения. При учете этого фактора с помощью $\Delta m = -0.25 \text{cosec} |b''|$ можно получить

$$r_m(b'') = r_m^{(0)} 10^{-0.05 \text{cosec} |b''|}.$$

Таблица 1

ЧЛЕНЫ ГРУПП ГАЛАКТИК

Номер группы	Название членов	Номер группы	Название членов
1	N23; N26.	44	I1827; N1038.
2	N39; N43; 0011+3037.	45	N1094; I1856.
3	N70; N76.	46	N1090; N1121.
4	I1543; N80.	47	0246-0105; N1132.
5	N97; N108.	48	N1134; I267.
6	0022+3105; N112.	49	N1143; N1144.
7	I1559; N169.	50	N1153; 0256+0314
8	N182; N194; N198; N200.	51	0309-0035; 0310-0030.
9	0036+2522; N214.	52	N1586; N1587; N1588; N1589.
10	0038-0159; N227.	53	0853+5218; N2692.
11	N271; N279.	54	N2693; 0901+5149.
12	N226; N252; N260; N266; 0050+2845; N311; N315; 0055+3113; N338.	55	0902+3632; N2746; I2434; N2759.
13	0100+1347A; 0100+1347B.	56	N2767; N2769; N2771.
14	N379; N380; N384; N383; N382; N385 N399; 0106+3153; 0107+3205; N420; I1652; I1654; N452; I1666.	57	0908+4651; 0911+4707.
15	I1639; N426; N429; N430; N442.	58	N2783; 0911+3020.
16	N455; I89; N467.	59	0909+5311; N2800.
17	0118+0106; N521.	60	N2778; N2780; N2793; N2859.
18	N470; N474; N485; N489; N488; N502; N516; N518; N520; N522; N524; N525; N532.	61	N2798; N2799.
19	N533; N550.	62	0912+5303; N2841.
20	I1700; I1706.	63	N2768; N2880.
21	0118-0048; N530; N541; N545; N547; N560; N564; 0126-0049; N570; N577; N585.	64	N2805; N2814; N2820.
22	N628; 0137+1539B.	65	N2832; 0919+3403.
23	N632; N645.	66	N2854; N2856.
24	0139+1343; 0140+1254; N660.	67	N2911; N2913; N2914.
25	I1723; N665; N673; I162.	68	N2927; N2929.
26	I1727; N672.	69	N2918; 0936+3236A.
27	N661; N670; I1731; N684.	70	N2958; I555.
28	N671; 0145+1221; N677; 0146+1215.	71	I552; N2984.
29	I163; N678; N680; N691; N694; I167; N697.	72	N2964; N2968.
30	N676; N693; N718.	73	N3003; N3021.
31	N706; 0152+0621; N741.	74	N2998; N3009; 0949+4305.
32	N770; N772.	75	N3020; N3024.
33	0155+2507; N765; N776; I1764.	76	N3026; N3032.
34	0158+2615; 0158+2618.	77	0948+0914; N3070.
35	I195; I196.	78	N3053; N3060.
36	N807; 0203+2933; 0203+2944.	79	N3073; N3079.
37	N871; N877.	80	N2976; N3031; N3034; N3077; I2574.
38	N926; N934.	81	N3121; 1006+1515.
39	N924; N930; N935; N938.	82	N3156; N3165; N3166; N3169.
40	N976; N992.	83	N3177; N3185; N3187; N3189; N3139.
41	0221-0223; N936; 0225-0134; N941; N955; N1055; N1068; N1073; N1087; 0249-0123.	84	N3202; N3205; N3207.
42	I232; 0230+0003; 0230+0024; 0230+ +0012; 0231+0108; N1004; I241; N1016; I1843; N1085.	85	N3206; N3220.
43	N1024; N1029.	86	N3213; N3226; N3227
		87	N3245; N3254; N3265; N3277.
		88	N3259; N3266.
		89	1031+1400; 1033+1358; N3300.
		90	N3287; N3301.
		91	N3304; N3334.
		92	1038+3859; 1044+3912.
		93	N3356; N3376.
		94	N3362; 1044+0731.
		95	N3299; N3338; 1040+1343; N3346; N3351; N3368; N3377; N3379; N3384; N3389; N3412; N3489.
		96	1044+2648; 1045+2651.

Таблица 1 (продолжение)

Номер группы	Название членов	Номер группы	Название членов
97	N3367; N3391; N3419.	138	N3799; N3800.
98	N3395; N3396; N3424; N3430.	139	N3798; N3812; N3815.
99	N3380; N3400; N3414; N3418; N3451.	140	N136+1014; N3817; N3822; N3825; I724; N3839.
100	N3425; N3427; N3441; N3462.	141	N139+1618; N3853.
101	N3348; N3364; N3516.	142	N3816; N3821; N3861; N3873; N3886.
102	N3440; N3445; N3458.	143	N3872; N144+1359.
103	N3454; N3455; N3457.	144	N134+2015; N3805; N141+2015; N3837; N3842; N3860; N142+2044; N3862; N3884; N3883; N3919; N3929; N3937; N3940; N3947; N3954.
104	0104+1625; N598; N784; 1005+1233; 1110+2225; N4192; N4212; N4216; I3094; I3258; N4396; N4406; N4413; N4419; N4438; 1228+1233; I3476; N4531; N4550; N4552; N4569; 1508+6723.	145	N3770; N3809; N142+5915; N144+6034; N3894; N3895; N3958; N3963.
105	N3486; N3510.	146	N3900; N3912.
106	1057+5019; 1100+5029; 1101+5005.	147	N3902; N147+2615.
107	1059+1700; 1100+1700.	148	N3930; N3941.
108	N3478; 1057+4611; 1059+4609; 1101+4524; 1105+4524.	149	N3986; N154+3225; N3991; N3994; N3995.
109	N3501; N3507.	150	N3987; N3997; N4005; N4015; N4022.
110	N3504; N3512.	151	N4004; N4008; N4017.
111	N3509; N102+0433.	152	I749; I750.
112	N3521; I678.	153	N150+0201; N4058; N4073.
113	N106+4705; N108+4719.	154	N159+3007; N159+3008.
114	N3583; N3595.	155	N4061; N4066; N4070; N4098.
115	N3599; N3605; N114+1804; N3607; N3608; N115+1907; N3626; N3659.	156	N4065; N4076; N4092.
116	N3615; N3618.	157	N3796; N3945; N4036; N159+6237; N4041; N1200+6439; I758; N4081; N4125; N4205; N4391; N4441.
117	N3593; N3596; N3623; N3627; N3628; N3666.	158	N4034; N4120; N4128.
118	N3517; N3530; N3589; N3610; N3613; N3619; N3625; N3642; N3669; N3674; I691; N3683; N126+5725.	159	N4108; N4108A.
119	N3611; N117+0248; N3630; N3640; N3641; N3664.	160	N4136; N4150.
120	N3523; N3562; N3890.	161	N4145; N4151.
121	N3646; N3649.	162	N4131; N4134; N4169; N4174; N4175; N4185; N4196; N4253.
122	N122+6401; N3668.	163	N4163; N4190; N4214; N4244.
123	N3648; N3652; N3658; N3665; N129+3658.	164	N4227; N4229.
124	N3681; N3684; N3686; N3691.	165	N4226; N4231.
125	N3631; N3657; N123+5401; N3718; N3729.	166	N4210; N4221; N4256; N4332.
126	I694; N3690.	167	N4203; N1219+3222.
127	I696; I698.	168	N4133; N4159; N4291; N4319; N4386; N4589.
128	N3713; N3714.	169	N4294; N4299.
129	N3719; N3720; N133+0025.	170	N3726; N3769; N3782; N3804; N3850; N3870; N3877; N3893; N3896; N3898; N3906; N3913; N3917; N3931; N3928; N3938; N3949; N3953; N3972; N3982; N1153+5043; N3985; N1154+5327; N1154+4933; N3990; N3992; N3998; N4013; N1156+5259; N4026; N4051; N4068; N4085; N4088; N4096; N4100; N4102; N4111; N4117; N1206+4201; N4142; N4138; N4143; N4144; N4157; N4183; N4218; N4217; N4220; N4242; N4248; N4258; N4288; N4346; N4389; N4449; N1226+4330; N4460; N4485; N4490; N1229+4007; N1230+4259; N1230+3754; N4618; N4625; N4736;
130	N129+6206; N3725; N3762.		
131	N3733; N3756.		
132	N3737; N3759; N3759A.		
133	N131+7149; N3735; N141+7001.		
134	N133+5829; N3757; N135+5902; N136+5833; N3795.		
135	N3773; N3810.		
136	N3786; N3788.		
137	N3768; N3790; N137+1735; N3801; N3827.		

Таблица 1 (продолжение)

Номер группы	Название членов	Номер группы	Название членов
	N4800; I4182; N5023; 1312+4611; N5055; N5194; N5195; N5204; N5238; 1352+5409; N5457; N5474; N5477; N5585.	176	N4555; N4556; I3582.
171	N4335; N4364.	177	N4395; N4509; N4627; N4631; N4656.
172	N4410A; N4410B.	178	1233+7357; N4648.
173	N4245; N4251; N4274; N4278; N4283; N4308; N4310; N4314; N4393; N4448; N4494; N4559; N4565; N4670; N4725; N4747.	179	N4614; N4615.
		180	N4646; 1241+5510; N4686; N4695.
174	I755; N4037; N4049; N4064; N4067; N4116; N4123; N4124; N4152; N4158; N4168; 1769; N4179; N4180; N4189; N4191; N4193; N4197; N4200; N4206; N4204; N4207; N4215; N4224; N4234; N4235; N4233; N4237; N4239; N4241; 1215+2250; I3115; N4254; N4255; 1216+0408; N4259; N4261; N4260; N4262; N4264; N4267; N4269; N4268; N4270; N4273; N4276; N4281; N4292; N4293; N4298; N4300; N4302; N4303; N4303A; N4305; N4306; N4307; N4309; N4313; N4318; N4316; N4321; N4324; N4330; N4339; N4336; N4340; N4342; N4343; N4344; N4350; N4351; N4352; I3268; N4356; N4365; N4370; N4371; N4374; N4376; N4377; N4379; N4380; N4378; N4382; N4383; I3322A; N4387; N4388; N4390; N4394; N4402; N4405; N4411A; N4412; N4415; N4416; N4411B; N4417; N4420; N4421; N4423; N4424; N4425; N4430; N4429; N4431; N4434; N4435; N4440; N4442; N4445; I3391; N4450; N4451; I3392; N4455; N4457; N4458; N4459; N4461; N4464; I3414; N4469; I796; N4468; N4470; N4472; N4473; N4474; N4476; N4477; N4482; N4478; N4479; N4480; N4486B; N4483; N4488; N4486; N4489; N4492; N4497; N4496A; N4498; I797; N4501; N4503; N4506; N4517A; N4517; N4515; N4516; N4519; N4522; I3499; I800; N4526; N4528; N4527; N4532; N4535; N4536; I3521; N4539; N4540; N4548; N4544; N4551; N4561; N4564; N4567; N4568; N4571; N4570; N4578; N4579; N4580; N4581; N4584; N4586; N4587; I3631; N4596; N4595; N4598; N4600; N4599; N4606; 1238+0140; N4608; N4612; N4620; N4623; N4630; N4635; N4638; N4636; N4639; N4643; N4647; N4649; N4651; N4654; N4660; N4665; I3773; N4688; N4689; N4694; N4698; N4701; N4710; N4713; N4733; N4754; N4758; N4762; N4765; N4771; N4772; I3881; N4808; N4845; N4880; N4900.	181	I3725; N4685.
		182	N4687; N4711.
		183	N4750; 1253+7328.
		184	N4795; N4796.
		185	1252+5902; N4814.
		186	1250+2839; N4789; N4807; N4816; N4819; N4827; N4839; N4841; N4841A; N4848; N4853; N4874; N4889; N4895; N4911; N4926; N4944; N4966.
		187	N4868; N4914; N4956; I4189; N4986.
		188	N4921; N4952; 1306+2827; N5000.
		189	1305+6229; 1306+6233; N5007.
		190	N4996; N4999; 1309+0056.
		191	N5005; N5014; I4213; N5033.
		192	N5056; N5065.
		193	N5107; N5112.
		194	N5129; N5132; 1324+1521.
		195	N5141; N5142; N5149.
		196	N5127; N5166.
		197	N5173; N5198.
		198	N5172; N5190.
		199	N5208; N5210.
		200	N5216; N5218.
		201	N5223; N5228; 1332+3419.
		202	N5225; N5250.
		203	N5222; N5221; N5230.
		204	N5257; N5258.
		205	1339+5554; N5278.
		206	N5289; N5290; N5311; 1346+3945; N5313; N5320; N5326; N5337; N5350; N5353; N5354; N5355; N5362; N5371; N5383.
		207	I946; I948.
		208	N5205; 1340+6102; N5308; N5322; N5342; N5372; N5376; N5379; N5389; N5526NE.
		209	N5338; N5348; N5356; N5363; N5364.
		210	N5341; N5351; N5378; N5380; N5394; N5395.
		211	1352+1517; 1354+1541; 1355+1532.
		212	N5374; N5382; N5386.
		213	N5406; N5407.
		214	N5417; N5418.
		215	N5425; N5448.
		216	N5409; N5416; N5423; N5424.
		217	N5440; N5444; N5445; 1401+3559.
		218	N5422; N5443; N5473; N5475; N5485.
		219	N5480; N5481.
		220	N5490; 1407+1836.
		221	N5463; N5482; N5532; N5550.
		222	N5515; N5541.
175	N4510; N4521; N4545.	223	N5514; N5546; N5549.

Таблица 1 (окончание)

Номер группы	Название членов	Номер группы	Название членов
224	N5529; N5544; N5545; N5557; N5589; N5590; N5596.	246	N5956; N5957; N5970.
225	I999; I1000.	247	N5981; N5982; N5985; N5987; N5989.
226	N5560; N5566; N5574; N5576; N5577; 1420+0157.	248	N5992; N5993.
227	1426+7010; N5671.	249	N6003; N6004.
228	1426+1405; N5648; N5649.	250	1549+4723; 1554+4800; I1152; 1157+4849.
229	N5638; I1024.	251	N6120; N6137; 1626+4120; N6166.
230	N5652; N5674.	252	N6146; N6173.
231	N5660; N5673; I1029; N5676; N5689; N5693.	253	N7448; N7454; N7463; N7464; N7465; N7468.
232	N5675; N5684; N5695.	254	I5285; N7489; N7539.
233	N5725; N5740; N5746.	255	N7537; N7541.
234	N5598; N5603; N5696; N5739; N5784; N5787; 5860.	256	N7563; N7570.
235	1439+3904; N5754.	257	N7548; N7568; 2316+2457.
236	1448+3547; 1449+3545.	258	N7518; N7562; N7611; N7612; N7619; N7623; N7626; N7631; N7634; N7648.
237	N5794; N5797; N5804.	259	N7673; N7677; N7678.
238	I1066; I1067; N5770; N5774; N5775; N5806; N5813; N5831; N5839; N5838; N5845; N5846; N5854; N5864; N5865.	260	N7679; N7682.
239	N5857; N5859.	261	N7720; N7728.
240	N5866; N5879; N5906.	262	N7731; N7732.
241	N5874; N5876; N5905; N5908.	263	N7742; N7743.
242	N5929; N5930.	264	N7752; N7753.
243	N5939; 1531+6744; I1129.	265	N7747; N7767; N7768.
244	N5951; N5953; N5954.	266	N7769; N7771.
245	N5934; N5945; I4562; I4564; I4566; I4567.	267	N7778; N7779; N7782.
		268	N7775; 2350+2801; N7777; 2352+2836.
		269	2359+2313; 2359+2314.
		270	N7803; N7810.
		271	N7819; N7805; N7806.

Поскольку для использованной выборки $|b''| > 30^\circ$, то $r_{\text{н}} = 80 + 90$ Мпк. С другой стороны, при проведении расчетов в [1], ввиду отсутствия других возможностей, использована составная функция светимости галактик выборки [3]. Но функция светимости конкретной группы отличается от составной функции светимости. Это отличие заключается в том, что часто наблюдается меньшее число слабых членов группы, чем ожидается из составной функции светимости. Бесспорным доказательством этого является существование изолированных одиночных, двойных, тройных (и т.д.) галактик. Это означает, что предложенный в работе [1] метод идентификации групп галактик в действительности можно применять и для больших расстояний, чем $80 + 90$ Мпк.

Таким образом, падение значения v начинается с более близких расстояний, чем ожидается. Это, по-видимому, можно объяснить следующим образом. Возможно, что ввиду ограничения выборки по звездной величине, при $r > 80$ Мпк в выборку [3] не включено значительное число вторых по светимости галактик систем.

Из рис.1 видно также, что за пределами Местного сверхскопления

Таблица 2

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГРУПП ГАЛАКТИК

Номер группы	α	δ		n	V км/с	σ км/с	R_p Мпк	R_m Мпк	v %
1	2	3		4	5	6	7	8	9
1	0 7.6	25	36	2	4559	11	0.13	0.07	0.00
2	0 10.5	30	41	3	4804	65	0.22	0.12	0.01
3	0 16.4	29	44	2	7259	157	0.37	0.19	0.05
4	0 18.5	21	51	2	5588	95	0.48	0.24	0.07
5	0 21.6	29	12	2	4729	1	0.75	0.38	0.00
6	0 23.3	31	15	2	6785	96	0.60	0.30	0.07
7	0 34.2	23	43	2	4473	55	0.00	0.00	0.00
8	0 36.6	2	35	4	5051	56	0.24	0.15	0.02
9	0 37.8	25	18	2	4513	93	0.37	0.19	0.04
10	0 39.5	-1	54	2	5119	4	0.33	0.17	0.00
11	0 48.9	-2	19	2	3799	158	0.32	0.16	0.12
12	0 50.2	29	57	9	4937	143	2.41	1.67	2.43
13	1 0.6	13	47	2	12283	235	0.00	0.00	0.00
14	1 8.0	31	50	14	4961	345	1.09	0.79	0.71
15	1 10.5	-0	46	5	5248	180	0.45	0.30	0.09
16	1 14.5	3	60	3	5219	102	1.27	0.70	0.61
17	1 20.3	1	17	2	4785	37	0.77	0.39	0.09
18	1 20.5	7	19	13	2242	199	1.17	0.92	2.34
19	1 23.5	1	38	2	5498	202	0.37	0.19	0.08
20	1 23.6	14	34	2	6218	28	0.48	0.24	0.01
21	1 24.6	-1	34	11	5243	236	1.02	0.68	0.50
22	1 35.8	15	36	2	525	16	0.08	0.04	0.01
23	1 36.2	5	33	2	3057	113	0.39	0.20	0.24
24	1 40.1	13	20	3	687	45	0.07	0.04	0.03
25	1 43.7	10	5	4	5208	134	1.52	0.89	1.08
26	1 44.9	27	8	2	364	11	0.01	0.00	0.00
27	1 45.2	27	37	4	3587	206	0.71	0.42	0.56
28	1 45.8	12	34	4	5174	184	0.50	0.31	0.16
29	1 47.6	21	34	7	2798	153	0.31	0.19	0.17
30	1 48.3	5	10	3	1441	117	0.38	0.23	1.13
31	1 51.9	5	56	3	5067	281	0.96	0.55	1.14
32	1 56.6	18	45	2	2407	37	0.02	0.01	0.00
33	1 56.6	24	23	4	4920	97	0.83	0.49	0.32
34	1 58.8	26	17	2	4990	65	0.06	0.03	0.00
35	2 1.1	14	29	2	3509	6	0.03	0.01	0.00
36	2 2.8	29	21	3	4792	162	0.57	0.35	0.26
37	2 14.9	14	19	2	3686	120	0.12	0.06	0.01
38	2 24.3	-0	31	2	6148	21	0.39	0.19	0.01
39	2 25.1	19	57	4	4172	271	0.40	0.24	0.21
40	2 32.9	20	49	2	4135	171	0.58	0.29	0.39
41	2 34.0	-0	54	10	1188	230	0.66	0.50	3.37
42	2 34.3	1	28	10	6366	286	2.29	1.58	1.45
43	2 36.7	10	36	2	3388	115	0.07	0.03	0.00
44	2 37.3	1	19	2	5773	116	0.11	0.05	0.00
45	2 45.6	-0	44	2	6165	134	0.63	0.31	0.13
46	2 46.1	-1	12	2	2454	124	0.78	0.39	1.60
47	2 48.6	-1	17	2	6828	146	1.11	0.56	0.27
48	2 51.0	12	43	2	3431	13	0.10	0.05	0.00
49	2 52.6	-0	23	2	8329	124	0.00	0.00	0.00
50	2 55.8	3	12	2	2906	19	0.07	0.04	0.00
51	3 9.7	-0	33	2	6610	14	0.30	0.15	0.00

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
52	4 28.2	0 22	4	3452	109	0.35	0.23	0.10
53	8 53.2	52 17	2	4111	177	0.04	0.02	0.00
54	8 57.2	51 41	2	5010	82	1.06	0.53	0.58
55	9 3.7	36 50	4	7251	121	1.67	1.03	0.58
56	9 6.9	50 37	3	5174	125	0.05	0.03	0.00
57	9 10.0	46 59	2	4444	13	0.48	0.24	0.03
58	9 11.1	30 16	2	6945	140	0.32	0.16	0.03
59	9 12.4	52 57	2	7839	4	1.23	0.61	0.00
60	9 13.5	34 56	4	1989	173	0.50	0.32	0.87
61	9 14.3	42 13	2	1992	105	0.01	0.01	0.00
62	9 15.6	52 7	2	836	24	0.30	0.15	0.47
63	9 16.8	61 29	2	1706	151	0.97	0.49	6.86
64	9 17.0	64 25	3	1911	80	0.05	0.03	0.01
65	9 17.9	34 1	2	7090	96	0.60	0.30	0.10
66	9 20.7	49 26	2	2898	66	0.02	0.01	0.00
67	9 31.3	10 8	3	3221	93	0.26	0.16	0.06
68	9 34.5	23 36	2	7679	6	0.58	0.29	0.00
69	9 34.6	32 16	2	6950	86	1.23	0.61	0.26
70	9 38.6	12 19	2	6764	68	0.59	0.29	0.05
71	9 39.8	11 5	2	6079	279	0.78	0.39	0.40
72	9 40.1	32 8	2	1498	19	0.02	0.01	0.00
73	9 46.8	33 43	2	1688	44	0.15	0.08	0.06
74	9 47.4	43 59	3	4940	105	0.95	0.58	0.45
75	9 47.6	13 2	2	1568	42	0.03	0.02	0.00
76	9 48.6	29 7	2	1697	38	0.22	0.11	0.11
77	9 52.0	9 55	2	5376	144	2.05	1.02	1.88
78	9 53.2	16 53	2	3885	35	0.31	0.16	0.03
79	9 58.0	55 53	2	1338	40	0.04	0.02	0.00
80	9 58.1	69 0	5	325	113	0.11	0.07	0.29
81	10 5.3	14 56	2	9170	226	1.37	0.69	0.27
82	10 11.0	3 36	4	1382	20	0.07	0.04	0.01
83	10 15.0	21 56	5	1524	144	0.11	0.07	0.09
84	10 17.8	43 14	3	7139	186	0.09	0.05	0.00
85	10 19.5	57 14	2	1460	47	0.07	0.04	0.01
86	10 20.0	20 3	3	1448	106	0.10	0.06	0.07
87	10 27.3	29 5	4	1589	33	0.26	0.16	0.10
88	10 29.5	65 9	2	2103	111	0.11	0.05	0.04
89	10 33.1	14 8	3	3134	3	0.30	0.17	0.00
90	10 33.2	22 2	2	1495	15	0.14	0.07	0.02
91	10 36.7	37 38	2	7278	218	1.00	0.50	0.47
92	10 41.9	39 6	2	10890	54	2.21	1.11	0.02
93	10 43.2	6 40	2	6124	245	1.13	0.57	0.71
94	10 43.5	7 11	2	8339	130	1.33	0.67	0.11
95	10 44.0	13 23	12	1075	255	0.40	0.26	1.04
96	10 45.0	26 49	2	6490	5	0.36	0.18	0.00
97	10 46.3	14 15	3	3169	92	0.47	0.27	0.20
98	10 48.1	33 13	4	1813	68	0.10	0.07	0.02
99	10 48.4	28 21	5	1635	144	0.25	0.14	0.38
100	10 50.1	8 13	4	6595	174	1.15	0.74	0.38
101	10 50.5	72 52	3	2985	144	0.58	0.35	0.72
102	10 51.8	57 20	3	2197	113	0.09	0.05	0.02
103	10 51.9	17 41	3	1307	31	0.05	0.03	0.01
104	10 52.9	18 2	22	149	200	0.92	0.87	39.30
105	10 59.4	29 12	2	914	23	0.12	0.06	0.01
106	10 59.4	50 18	3	7474	76	0.72	0.42	0.05

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
107	10 60.0	16 60	2	1210	1	0.01	0.00	0.00
108	11 0.1	45 54	5	6733	191	1.16	0.77	0.42
109	11 0.5	18 20	2	1239	111	0.04	0.02	0.01
110	11 0.9	28 16	2	1682	98	0.05	0.03	0.02
111	11 2.0	4 49	2	7724	64	0.75	0.37	0.05
112	11 5.1	0 12	2	988	117	0.15	0.08	0.22
113	11 7.7	47 12	2	7812	59	0.52	0.26	0.03
114	11 12.0	48 9	2	2467	83	0.38	0.19	0.28
115	11 15.5	18 25	8	1253	264	0.18	0.13	0.37
116	11 15.7	23 42	2	6957	86	0.17	0.09	0.01
117	11 16.3	13 23	6	1062	199	0.33	0.19	1.05
118	11 17.4	58 16	13	2153	294	0.71	0.46	1.88
119	11 18.2	3 34	6	1658	169	0.31	0.18	0.55
120	11 18.4	74 23	3	7185	184	3.54	2.04	4.50
121	11 19.3	20 27	2	4522	176	0.09	0.05	0.01
122	11 22.5	63 52	2	3886	194	0.20	0.10	0.06
123	11 22.5	38 36	5	2426	178	0.75	0.45	1.52
124	11 24.8	17 17	4	1351	75	0.07	0.04	0.02
125	11 24.8	53 29	5	1314	225	0.26	0.18	0.70
126	11 25.7	58 50	2	3407	10	0.00	0.00	0.00
127	11 26.2	9 23	2	6413	86	0.11	0.06	0.00
128	11 29.1	28 31	2	7226	2	0.28	0.14	0.00
129	11 30.9	0 52	3	6072	36	0.77	0.51	0.06
130	11 31.8	62 6	3	3616	80	0.25	0.15	0.03
131	11 33.2	54 51	2	1534	66	0.17	0.08	0.15
132	11 33.7	55 15	3	5949	118	0.28	0.16	0.02
133	11 35.4	70 53	3	3039	61	0.72	0.39	0.44
134	11 35.5	58 44	5	1515	91	0.11	0.07	0.05
135	11 37.0	12 4	2	1166	13	0.19	0.09	0.02
136	11 37.1	32 12	2	2926	60	0.02	0.01	0.00
137	11 37.4	18 10	5	3568	123	0.56	0.34	0.21
138	11 37.6	15 37	2	3516	11	0.01	0.01	0.00
139	11 38.4	25 4	3	3868	112	0.17	0.09	0.02
140	11 39.6	10 22	6	6317	219	0.99	0.61	0.35
141	11 40.8	16 34	2	3433	175	0.44	0.22	0.27
142	11 41.8	20 17	5	5692	253	0.73	0.48	0.26
143	11 43.9	14 1	2	3353	75	0.19	0.09	0.02
144	11 44.4	20 37	16	6790	319	1.77	1.27	0.60
145	11 44.8	59 35	8	3594	156	0.80	0.52	0.42
146	11 47.0	27 2	2	2042	6	0.20	0.10	0.01
147	11 47.2	26 20	2	3934	96	0.19	0.09	0.03
148	11 49.7	37 47	2	1211	16	0.22	0.11	0.04
149	11 54.7	32 29	5	3449	89	0.12	0.08	0.01
150	11 55.6	25 27	5	4732	155	0.20	0.12	0.02
151	11 55.7	28 7	3	3713	81	0.33	0.18	0.05
152	11 56.2	43 0	2	1049	72	0.01	0.01	0.00
153	11 57.8	2 41	3	6118	151	2.80	1.63	2.73
154	11 59.7	30 8	2	3395	62	0.04	0.02	0.00
155	12 2.0	20 41	4	7555	69	0.43	0.27	0.01
156	12 2.3	20 35	3	6696	250	0.41	0.25	0.08
157	12 3.0	63 23	12	1632	105	0.77	0.53	1.44
158	12 3.7	69 30	3	2629	66	0.35	0.20	0.17
159	12 4.5	67 28	2	2844	64	0.03	0.02	0.00
160	12 7.4	30 27	2	702	262	0.07	0.03	0.17
161	12 7.8	39 55	2	1296	18	0.11	0.06	0.02

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
162	12 10.1	29 22	8	4151	108	0.70	0.43	0.18
163	12 12.2	37 1	4	527	52	0.10	0.06	0.10
164	12 14.0	33 49	2	6916	257	0.05	0.03	0.00
165	12 14.2	47 30	2	7638	127	0.58	0.29	0.05
166	12 15.8	66 16	4	3001	171	0.26	0.16	0.13
167	12 16.0	32 55	2	1424	74	0.45	0.23	0.96
168	12 18.4	75 31	6	2002	202	0.40	0.24	0.67
169	12 18.9	11 47	2	506	92	0.01	0.00	0.00
170	12 19.4	48 31	80	1028	280	1.70	1.22	6.07
171	12 21.1	58 42	2	4877	84	0.12	0.06	0.01
172	12 24.0	9 18	2	7771	2	0.03	0.02	0.00
173	12 26.8	28 22	16	1231	222	0.76	0.56	2.86
174	12 26.9	10 27	226	1633	589	1.98	1.42	2.81
175	12 30.8	64 11	3	2984	108	0.27	0.14	0.12
176	12 33.5	26 49	3	7334	369	0.63	0.34	0.25
177	12 34.9	32 51	5	957	229	0.34	0.24	1.78
178	12 36.6	74 19	2	1731	121	0.26	0.13	0.34
179	12 39.1	26 19	2	5013	66	0.04	0.02	0.00
180	12 43.0	54 56	4	5188	210	0.47	0.31	0.17
181	12 43.6	19 23	2	6936	117	1.09	0.54	0.22
182	12 45.7	35 37	2	4468	142	0.22	0.11	0.04
183	12 50.8	73 19	2	1853	25	0.15	0.08	0.02
184	12 52.5	8 20	2	3012	26	0.00	0.00	0.00
185	12 52.8	58 49	2	2857	7	0.21	0.11	0.00
186	12 56.2	28 9	18	7553	598	1.49	1.01	0.56
187	13 1.5	36 28	5	5055	64	1.46	0.99	0.51
188	13 3.9	28 48	4	6037	234	1.47	0.91	0.87
189	13 6.6	62 29	3	8594	132	0.23	0.13	0.01
190	13 7.7	1 20	3	5785	91	0.83	0.47	0.13
191	13 9.7	36 40	4	1273	133	0.18	0.11	0.23
192	13 14.5	31 16	2	5894	28	0.34	0.17	0.01
193	13 19.4	38 54	2	1284	27	0.05	0.03	0.00
194	13 22.8	14 39	3	7356	208	1.13	0.72	0.43
195	13 23.1	36 30	3	5684	177	0.36	0.23	0.05
196	13 23.7	32 4	2	5050	124	0.93	0.46	0.64
197	13 27.2	46 53	2	2784	59	0.15	0.08	0.03
198	13 27.6	17 52	2	4378	30	0.86	0.43	0.16
199	13 30.1	7 31	2	7031	51	0.22	0.11	0.01
200	13 30.5	62 59	2	3243	63	0.04	0.02	0.00
201	13 32.3	34 46	3	7741	256	0.65	0.41	0.14
202	13 32.7	51 38	2	4926	83	0.43	0.21	0.09
203	13 32.7	14 0	3	7239	84	0.19	0.11	0.01
204	13 37.4	1 6	2	7000	151	0.04	0.03	0.00
205	13 39.6	55 55	2	7925	17	0.06	0.03	0.00
206	13 49.5	40 48	15	2766	172	0.62	0.44	0.37
207	13 49.9	14 21	2	7148	49	0.09	0.05	0.00
208	13 49.9	60 13	10	2289	184	0.87	0.54	1.19
209	13 52.5	5 27	5	1439	270	0.11	0.07	0.13
210	13 54.0	37 55	6	3741	250	0.44	0.30	0.20
211	13 54.2	15 30	3	5881	85	0.65	0.39	0.05
212	13 55.5	6 29	3	4541	10	0.16	0.09	0.00
213	13 58.5	39 16	2	5629	198	0.25	0.12	0.03
214	13 59.8	8 7	2	4928	194	0.30	0.15	0.10
215	13 59.9	49 3	2	2390	27	0.34	0.17	0.07
216	13 59.9	9 40	4	6321	235	0.22	0.14	0.02

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
217	14 1.2	35 24	4	4198	95	0.38	0.21	0.07
218	14 2.3	55 34	5	2224	224	0.30	0.20	0.29
219	14 4.7	50 58	2	2281	102	0.02	0.01	0.00
220	14 7.7	18 12	2	5351	78	0.76	0.38	0.16
221	14 10.0	10 44	4	7538	146	3.91	2.52	2.15
222	14 12.5	39 40	2	7993	69	1.12	0.56	0.08
223	14 14.3	7 46	3	7716	229	1.16	0.72	0.42
224	14 17.0	36 26	7	3484	171	0.68	0.47	0.42
225	14 17.3	18 6	2	5974	78	0.03	0.02	0.00
226	14 18.7	3 30	6	1784	114	0.30	0.18	0.31
227	14 26.8	70 3	2	9537	264	0.39	0.19	0.02
228	14 27.7	14 10	3	5473	77	0.30	0.19	0.02
229	14 28.0	3 20	2	1810	102	0.16	0.08	0.08
230	14 30.0	5 56	2	7803	76	1.22	0.61	0.19
231	14 31.3	49 36	6	2577	125	0.39	0.27	0.23
232	14 33.2	36 41	3	4516	97	0.51	0.29	0.12
233	14 40.9	2 8	3	1864	80	0.25	0.15	0.15
234	14 41.1	41 56	7	5863	62	4.08	2.70	0.90
235	14 41.4	39 0	2	4900	199	0.64	0.32	0.48
236	14 49.1	35 46	2	1582	47	0.02	0.01	0.00
237	14 54.7	49 54	3	4462	80	0.11	0.06	0.00
238	14 59.0	2 34	15	1847	226	0.75	0.56	1.63
239	15 5.2	19 46	2	5071	7	0.03	0.02	0.00
240	15 9.4	56 33	3	1059	61	0.24	0.14	0.23
241	15 11.0	55 14	4	3585	144	0.62	0.43	0.32
242	15 24.4	41 51	2	2935	47	0.01	0.00	0.00
243	15 29.2	68 21	3	6894	98	1.15	0.64	0.19
244	15 32.0	15 18	3	2215	125	0.08	0.05	0.01
245	15 32.3	43 27	6	60.20	116	0.94	0.71	0.19
246	15 33.9	12 10	3	2183	82	0.26	0.15	0.09
247	15 38.5	59 21	5	3139	208	0.42	0.26	0.30
248	15 42.7	41 16	2	9899	42	0.07	0.04	0.00
249	15 47.6	19 8	2	4240	172	0.19	0.09	0.04
250	15 54.1	48 7	4	6328	36	1.11	0.62	0.07
251	16 23.3	39 14	4	9674	143	3.96	2.52	0.89
252	16 25.8	40 58	2	9113	43	1.39	0.70	0.05
253	22 59.2	15 53	6	2079	203	0.16	0.11	0.09
254	23 7.2	22 56	3	6172	100	1.36	0.87	0.42
255	23 12.1	4 15	2	2542	29	0.03	0.01	0.00
256	23 13.8	13 4	2	4443	241	0.28	0.14	0.10
257	23 14.3	24 43	3	8166	261	1.20	0.69	0.28
258	23 17.2	7 52	10	3439	205	0.82	0.51	0.47
259	23 25.6	22 54	3	3477	71	0.49	0.31	0.14
260	23 26.4	3 15	2	5024	10	0.07	0.03	0.00
261	23 36.7	26 48	2	9332	252	0.54	0.27	0.04
262	23 39.1	3 28	2	2801	63	0.01	0.01	0.00
263	23 41.7	10 4	2	1576	1	0.23	0.11	0.03
264	23 44.6	29 12	2	5180	27	0.02	0.01	0.00
265	23 46.6	26 56	3	7973	180	1.16	0.75	0.33
266	23 48.7	19 51	2	4248	117	0.07	0.04	0.00
267	23 51.0	7 38	3	5153	108	0.11	0.07	0.01
268	23 51.0	28 20	4	6866	115	0.55	0.33	0.04
269	23 59.1	23 14	2	4433	104	0.02	0.02	0.00
270	23 59.3	12 46	2	5343	153	0.27	0.13	0.04
271	23 59.9	31 10	3	4929	71	0.36	0.24	0.05

около 50% галактик входят в состав групп, вторая по светимости галактика которых ярче, чем 14.5^m .

В табл.2 приведены некоторые характеристики групп галактик. В последующих столбцах приведены: 1 - номер группы; 2,3 - прямые восхождения и склонения геометрического центра; 4 - число членов не слабее 14.5^m ; 5 - средняя скорость; 6 - дисперсия лучевых скоростей галактик, которая определяется с помощью (4) работы [2]; 7 - среднее попарное расстояние между членами

$$R_p = \frac{2 \sum_{j>1}^n \sum_{i=1}^{n-1} r_{i,j}}{n(n-1)}, \quad (1)$$

где $r_{i,j} = 2 \langle V_c \rangle / H \sin(d_{i,j}/2)$, а $d_{i,j}$ - угловое расстояние между i -тым и j -тым членами группы; 8 - средняя величина проекций расстояний галактик от геометрического центра группы:

$$R_m = \frac{2 \langle V_c \rangle}{n H} \sin(d_{i,c}/2), \quad (2)$$

где $d_{i,c}$ - угловое расстояние между i -ой галактикой и центром группы; 9 - степень "загрязненности" группы, т.е. величина, указывающая, какая доля объектов (в процентах), причисляемых к данной группе, вероятно ей не принадлежит. Мы предполагаем, что такими ложными членами могут быть "одиночные" галактики, случайно попавшие в область, занимаемую группой.

Если принять, что эти галактики в пространстве распределены равномерно и однородно, то степень "загрязненности" группы можно грубо оценить следующим образом:

$$v_c = \frac{n(V_{\min}, V_{\max}) \Omega_4}{n \Omega_0} 100\%, \quad (3)$$

где Ω_4 - телесный угол, занимаемый группой [4]:

$$\Omega_4 = 2\pi \left(1 - \cos \left(\arcsin \frac{R_p H}{\langle V \rangle} \right) \right), \quad (4)$$

Ω_0 - телесный угол, занимаемый выборкой [3]. $n(V_{\min}, V_{\max})$ - число "одиночных" галактик, лучевые скорости которых заключены между минимальной, $V_{\min}$, и максимальной, $V_{\max}$, лучевыми скоростями членов группы.

Ввиду того, что расстояние до галактик оценивалось по закону Хаббла, и все лучевые скорости, которые были меньше или равны 300 км/с, приняты равными 238 км/с (см. [2]), в составе группы 104 имеется большая неопределенность. Поэтому эта группа при дальнейшем

статистическом анализе исключена из рассмотрения.

В табл.3 приведено дифференциальное и интегральное распределения

Таблица 3

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ И ИНТЕГРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ВИДИМЫХ КРАТНОСТЕЙ ГРУПП ГАЛАКТИК

n	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$N(n)$	1138	140	53	27	17	9	3	3	1	4
$N(\geq n)$	1408	270	130	77	50	33	24	21	18	17
n	11	12	13	14	15	16	17	18	80	226
$N(n)$	1	2	2	1	2	2	0	1	1	1
$N(\geq n)$	13	12	10	8	7	5	3	3	2	1

видимых кратностей групп.

Здесь n - видимая кратность системы (число галактик не слабее 14.5^m), $N(n)$ - количество n -кратных систем. $N(\geq n)$ - число систем с кратностями $\geq n$.

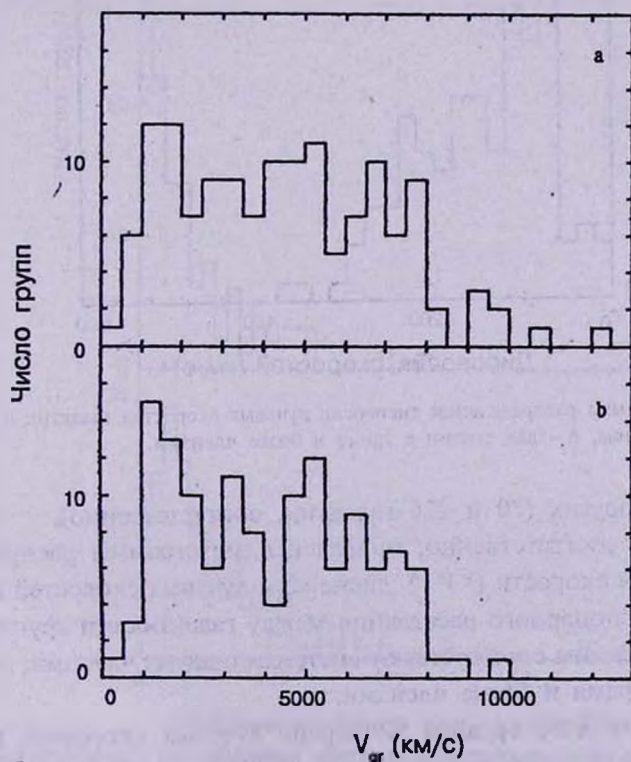


Рис.2. Гистограмма распределения расстояния (средней виргецентрической скорости),
а - для двойных систем, б - для систем с тремя и более членами.

Из этой таблицы видно, что основная часть групп имеет видимую кратность от 2 до 6 членов, со средним значением 4.6 по всем группам и 3.5 с исключением групп 170 и 174, число членов которых резко

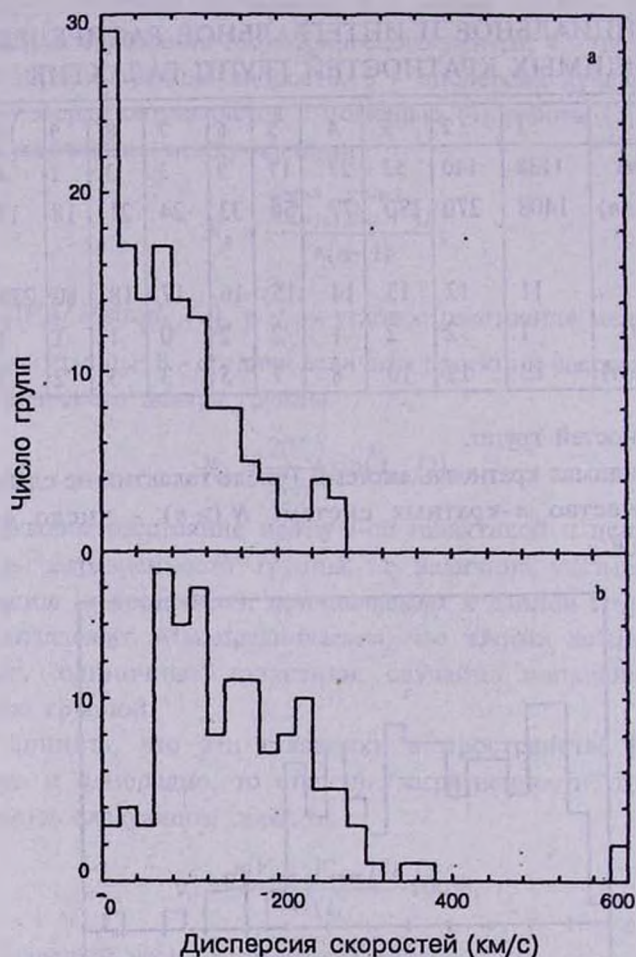


Рис.3. Гистограмма распределения дисперсии лучевых скоростей галактик в группах, *a* - для двойных систем, *b* - для систем с тремя и более членами.

отличается от других (80 и 226 галактик, соответственно).

На рис.2-4, соответственно, приведены гистограммы распределения средней лучевой скорости ($\langle V \rangle$), дисперсии лучевых скоростей галактик (σ_r) и среднего попарного расстояния между галактиками групп ($\langle R_p \rangle$). Верхние гистограммы соответствуют системам с двумя членами, а нижние - системам с тремя и более членами.

Для систем с $n \geq 3$ средняя дисперсия лучевых скоростей галактик $\langle \sigma_r \rangle = 155 \pm 8$ км/с, а их медиана $(\sigma_r)_{med} = 139$ км/с. Средняя величина

Таблица 4

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СТЕПЕНИ "ЗАГРЯЗНЕННОСТИ" ГРУПП ГАЛАКТИК

v_c	0+1	1+2	2+3	3+4	4+5	5+6	6+7
$N(v_c); n \geq 2$	246	13	6	2	1	0	2
$N(v_c); n \geq 2$	109	11	6	2	1	0	1

средних попарных расстояний $\langle R_p \rangle = 0.71 \pm 0.07$ Мпк, а их медиана $(R_p)_{med} = 0.46$ Мпк.

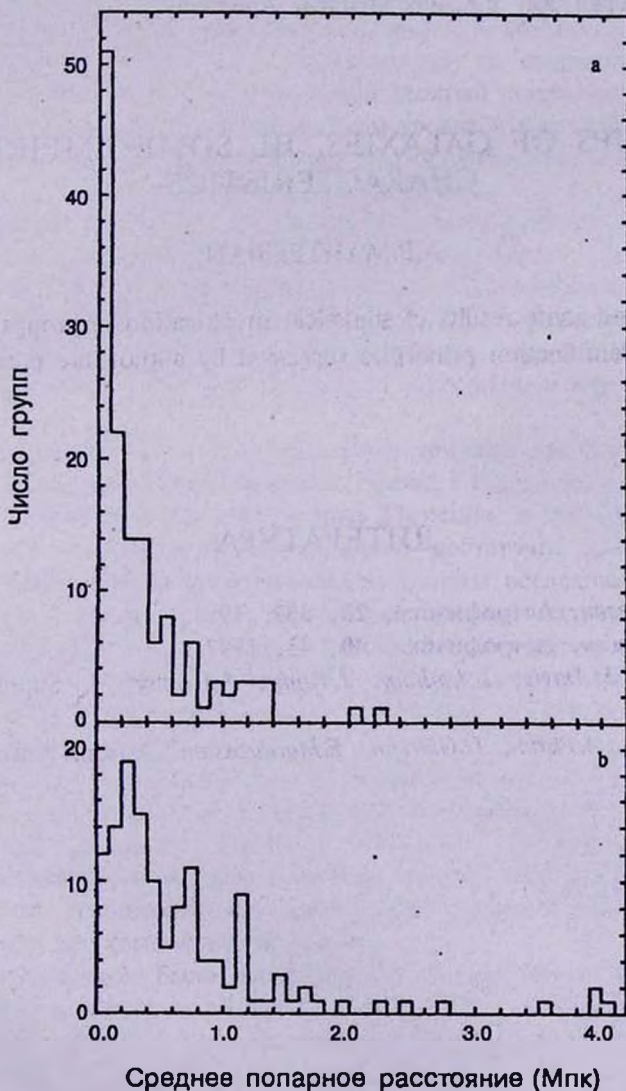


Рис.4. Гистограмма распределения среднего попарного расстояния между членами в группах, а - для двойных систем, б - для систем с тремя и более членами.

В табл.4 приведено распределение степени "загрязненности" групп.

Здесь v_c - степень "загрязненности" группы, $N(v_c)$; $n \geq 2$ - количество систем, которые имеют данную v_c для всей выборки, а $N(v_c)$; $n \geq 3$ - аналогичная величина для систем с $n \geq 3$.

Из этой таблицы видно, что из 270 систем у 246, т.е. у 91% систем, степень "загрязненности" меньше одного процента. Для систем, имеющих по крайней мере три члена, такую степень "загрязненности" имеют 84% систем.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения

GROUPS OF GALAXIES. III. SOME EMPIRICAL CHARACTERISTICS

A.P.MAHTESSIAN

The list and some results of statistical investigation of groups of galaxies, selected by identification principles suggested by author are presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.П.Магтесян, *Астрофизика*, 28, 257, 1988.
2. А.П.Магтесян, *Астрофизика*, 40, 45, 1997.
3. J.Huchra, M.Davis, D.Latham, J.Tonry, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 52, 89, 1983.
4. M.Mazzetti, A.Pisani, G.Giuricin, F.Mardirossian, *Astron. Astrophys.*, 143, 188, 1985.

Хроника

С 6 по 10 июля в Бюракане прошел 11-й совместный коллоквиум Бюраканской и Абастуманской обсерваторий. Официальное открытие коллоквиума состоялось 7 июля. Открыл коллоквиум директор БАО НАН Армении А.Р.Петросян, который отметил, что у истоков этого, давно уже ставшего традиционным коллоквиума стояли такие выдающиеся личности, как академики В.А.Амбарцумян и Е.К.Харадзе. И несмотря на то, что больше десяти лет из-за тяжелой политической и экономической ситуации эти встречи не проводились, в прошлом году по инициативе грузинской стороны в Абастумани был организован десятый коллоквиум. Эти встречи всегда проходили на достаточно высоком уровне и в теплой дружественной обстановке. А нынешний коллоквиум был примечателен и тем, что он был приурочен к 75-летию академика Л.В.Мирзояна.

С докладом о жизни и научной деятельности академика Л.В.Мирзояна выступил заместитель директора БАО Г.А.Арутюнян. Он, в частности, отметил, что наряду с научной деятельностью Л.В.Мирзоян в течение многие лет занимал должность заместителя директора БАО, преподавал в Ереванском государственном университете, редактирует журнал "Астрофизика", опубликовал около десятка монографий, учебников и научно-популярных книг.

На коллоквиуме было заслушано около тридцати докладов по различным проблемам современной астрофизики. Доклад Г.Н.Салуквадзе был посвящен изучению новых кратных систем типа Трапеции, в области исследования которых две обсерватории сотрудничают достаточно давно. В докладе А.Г.Гюльбудагяна были представлены результаты исследования новой ОВ-ассоциации в Pup-СМа. О физической природе излучения пульсаров, учитывающей наличие релятивистской электронно-позитронной плазмы в магнитосфере рассказал Г.З.Мачабели. На основе гипотезы о формировании пульсаров в плоскости Галактики в сообщении Т.Г.Мдзинаришвили были оценены начальные скорости радиопульсаров. Т.Ю.Магакян и Т.А.Мовсесян представили два доклада об исследованиях коллимированных выбросов из молодых звезд. При этом были представлены результаты новых наблюдений, выполненных как на 6м телескопе САО так и на 2.6м телескопе БАО. Последнее сообщение первого заседания сделал Г.А.Маласидзе о некоторых особенностях гравитационного потенциала звездных систем, в которых используется двухкомпонентная модель.

Второе заседание было продолжением по тематике и было посвящено исследованиям звездных объектов. О результатах электрофотометрических наблюдений звезды EM Сер рассказала Н.Т.Кочияшвили. Г.Ш.Джавахишвили сделал доклад о выявлении ряда интересных звезд путем сравнения системы Стремгрена с МК-классификацией. О выборке звезд из Второго Бюраканского спектрального обзора неба рассказал С.К.Балаян. Изучению

выпышечной активности звезд были посвящены соклады Р.Ш.Нацвлишвили, а также Н.Д.Меликяна и А.А.Карапетяна. Ар.Г.Егикян представил доклад в соавторстве с Дж.Е.Дайсоном о некоторых вопросах динамики планетарных туманностей.

Тематика докладов, представленных на заседаниях второго дня коллоквиума, была связана с изучением галактик и их систем. Сообщение Н.С.Асатрян в соавторстве с П.Нотти и Э.Е.Хачикяна касалось результатов наблюдений радиогалактики 30 390.3 и отличалось тем, что быстрая переменность линии H_{α} интерпретировалась существованием аккреционного диска вокруг ядра, что противоречит представлениям, развиваемым в Бюракане. Вопрос о параметрическом усилении магнитного поля спиральных галактик в рамках теории о волновом распространении плотностей в галактиках обсуждался в докладе Т.В.Закарашвили. Ряд представленных работ был посвящен статистическому анализу особенностей различных выборок галактик из ряда каталогов. К их числу принадлежали работы Г.А.Оганяна по исследованию некоторых выборок радиоисточников, В.Г.Мовсисяна и А.П.Магтесяна - по выявлению корреляций между морфологическими типами и светимостями тесных пар галактик, а также В.Г.Панаджяна по отождествлению квазаров Гамбургского обзора. А.М.Микаелян представил доклад об открытии новых ярких квазаров среди голубых звездных объектов, обнаруженных на снимках Первого Бюраканского обзора.

Доклады Е.Г.Никогосян с французскими коллегами, а также Ан.Г.Егикян с А.С.Амирханяном были связаны с исследованием групп и скоплений галактик. В первом случае рассматривались вопросы о существовании физических подгрупп в скоплении A194, а во втором - некоторые аспекты эволюции галактик и наблюдательные свидетельства об этом. О теоретических методах восстановления морфологии серхскоплений галактик на основе наблюдений в проекции рассказал Г.А.Саян.

Из общей картины докладов об исследованиях галактик выделялись сообщение В.И.Кулиджанишвили о результатах электрополяриметрических наблюдений солнечной короны во время солнечного затмения, а также доклад сотрудницы Ереванского физического института академика Т.Л.Асатиани о методах регистрации высокоэнергетических космических частиц.

Последнее заседание коллоквиума было посвящено теоретическим и методическим работам. Г.А.Арутюнян предложил механизм для объяснения наблюдаемых сверхсветовых скоростей. Л.А.Геонджян представил доклад об эксперименте, проведенном в Абастумани с целью проверки гипотезы об эквивалентности инертной и гравитационной масс. В докладе Н.Б.Енгибаряна был поднят вопрос о том, что метод дискретных ординат Чандрасекара не является лучшим способом для численного вычисления интегралов и был предложен новый метод. Методы численного решения уравнения переноса были рассмотрены в докладе А.Х.Хачатряна и А.Афяна, а сообщение Н.Б.Енгибаряна и А.Х.Хачатряна было посвящено некоторым задачам физической кинетики.

Было решено, что следующий очередной коллоквиум состоится в 1999г. в Абастуманской астрофизической обсерватории.

CONTENTS

On the mechanism of origination of supplementary components in hydrogen lines of spectra of AGN <i>V.A.Ambartsumian</i> , <i>E.Ye.Khechikian</i> , <i>N.B.Yengibarian</i>	321
Spectrophotometrical monitoring of the nucleus of the seyfert galaxy NGC 4151 during brightness minimum in 1988 <i>L.M.Sharipova</i> , <i>V.V.Prokofeva</i>	333
Investigation of barred galaxies. III. A comparative statistics of SB and SA galaxies in infrared <i>A.T.Kalloghlian</i> , <i>R.A.Kandalian</i>	349
Optical identifications of the IRAS point sources on the base of the FBS low-dispersion spectra. IV. <i>A.M.Mickaelian</i> , <i>K.S.Gigoyan</i>	359
Spectrophotometry of five planetary nebulae <i>M.A.Kazarian</i> , <i>E.S.Parsamian</i> , <i>L.Parrao</i>	367
A new sample of GPS extragalactic radio sources <i>V.G.Panajyan</i>	377
Photometric and polarimetric observations of double and multiple stars <i>J.A.Docobo</i> , <i>N.D.Melikian</i> , <i>V.S.Tamazian</i> , <i>M.H.Eritslan</i> , <i>A.A.Karapetian</i>	389
On the corridors in the young open star clusters <i>R.A.Vardanyan</i>	399
The dust envelops around some early type stars with emission lines <i>R.Kh.Hovhannesian</i> , <i>R.A.Epremian</i>	409
Inhomogeneities of the stellar wind of hot supergiants <i>F.V.Kostenko</i> , <i>A.F.Kholtygin</i>	423
Diffusion mechanism of radiation of the charged particle on a dust grains <i>Zh.S.Gevorkian</i> , <i>B.B.Hambarian</i> , <i>A.A.Akopian</i>	443
Conformally invariant model of early Universe <i>V.Papoyan</i> , <i>V.Pervushin</i> , <i>V.Smirichinsky</i>	459
Groups of galaxies. III. Some empirical characteristics <i>A.P.Mahtessian</i>	473

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

О КОРИДОРАХ В ОБЛАСТИ МОЛОДЫХ ОТКРЫТЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ	<i>Р.А. Вардамян</i>	399
ПЫЛЕВЫЕ ОБОЛОЧКИ ВОКРУГ НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗД РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ С ЭМИССИОННЫМИ ЛИНИЯМИ	<i>Р.Х. Оганесян, Р.А. Епремян</i>	409
НЕОДНОРОДНОСТИ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА ГОРЯЧИХ СВЕРХГИ- ГАНТОВ	<i>Ф.В. Костенко, А.Ф. Халтыгин</i>	423
ДИФФУЗИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ НА ЧАСТИЦАХ ПЫЛИ	<i>Ж.С. Геворкян, В.В. Амбарян, А.А. Акопян</i>	443
КОНФОРМНО-ИНВАРИАНТНАЯ МОДЕЛЬ РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ	<i>В.В. Папоян, В.Н. Первушин, В.И. Смиринский</i>	459
ГРУППЫ ГАЛАКТИК. III. НЕКОТОРЫЕ ЭМПИРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ	<i>А.П. Магтесян</i>	473