

# ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 41

МАЙ, 1998

ВЫПУСК 2

КИНЕМАТИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ КОЛЬЦЕВОЙ  
ГАЛАКТИКИ  $Arp$  10

*В.П.Решетников* 165

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОСЬМИ  
ГАЛАКТИК С УФ-ИЗБЫТКОМ

*М.А.Казарян, Э.Л.Карапетян* 175

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С ПЕРЕМЫЧКОЙ. II.  
СРАВНИТЕЛЬНАЯ СТАТИСТИКА SB И SA ГАЛАКТИК В  
ОПТИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

*А.Т.Каллоглян, Р.А.Кандалян* 185

ОПИСАНИЕ СИНХРОКОМПТОНОВСКОГО МЕХАНИЗМА  
СВЕЧЕНИЯ ДЖЕТОВ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК

*Д.И.Нагирнер, Л.С.Николаева* 197

О МЕСТОНАХОЖДЕНИИ КВАЗАРОВ ВО ВСЕЛЕННОЙ

*Г.А.Арутюнян* 217

О ФИЗИЧЕСКОЙ СВЯЗИ КВАЗАРОВ С БЛИЖАЙШИМИ  
ГАЛАКТИКАМИ

*Р.А.Варданян* 227

ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ КРАТНЫХ СИСТЕМ ТИПА  
ТРАПЕЦИИ РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ, ВЫВЕ-  
ДЕННЫЕ ИЗ *uvbyv* ФОТОМЕТРИИ. II

*Г.Н.Салуквадзе, Г.Ш.Джсавашивили* 235

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ.Ս.Բիսնովատի-Վոզան, Վ.Գ.Գորբաչևի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ.Պ.Գրինին, Վ.Վ.Իվանով, Ն.Ս.Չարդաշև, Ա.Գ.Մասևիչ, Լ.Վ.Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ.Ս.Սահակյան, Վ.Յու.Տիրեբիժ, Ա.Տ.Բալլոդյան (պատ. քարտուղար):

Խմբագրական խորհուրդ՝ Ա.Ա.Բոյարշուկ, Ե.Վ.Խարաձե, Ի.Մ.Վոպիլով, 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 предназначается для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

"ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ"-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետություն Գիտությունների Ազգային ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնուրույն հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբուշխություն և արտագալակտիկական աստղաֆիզիկայի, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի սահմանակից բնագավառների զժով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ուսանողների և քարձր կուրսերի ուսանողների համար:

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

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

УДК: 524.74

КИНЕМАТИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ КОЛЬЦЕВОЙ  
ГАЛАКТИКИ Agr 10.

В.П.РЕШЕТНИКОВ

Поступила 20 ноября 1997

Принята к печати 1 декабря 1997

Проведены результаты выполненного на 6-м телескопе САО РАН кинематического изучения пекулярной галактики Agr 10. Галактика демонстрирует сложное поле скоростей, отклонение интегральных характеристик от соотношения Талли-Фишера, низкое отношение масса-светимость и усиленный темп звездообразования. Обсуждается предположение о формировании наблюдаемых особенностей Agr 10 при аккреции спутника на богатую газом спиральную галактику.

1. *Введение.* Пекулярная галактика Agr 10 (VV 362, UGC 1775) состоит из яркой кольцеобразной структуры, смещенного относительно ее центра ядра слабого бара (см. репродукцию ее изображения в Атласе пекулярных галактик [1]). Сходство Agr 10 с классическими "столкновительными" кольцевыми галактиками позволило предположить, что она является результатом пролета спутника через центр спиральной галактики [2]. Детальное кинематическое исследование в линии H I показало, что галактика окружена протяженным диском нейтрального водорода, почти в три раза превышающим оптический радиус кольцеобразной структуры [3]. Авторы работы [3] заключили, что Agr 10 является не классической кольцевой галактикой, а результатом поглощения относительно небольшого спутника большой, богатой газом спиральной галактикой.

В настоящей работе мы приводим результаты новых спектральных наблюдений Agr 10, дополняющих выполненное в [3] исследование кинематики галактики в линии H I.

2. *Наблюдения и обработка.* Наблюдения Agr 10 были проведены в октябре 1995г. и в ноябре 1996г. в прямом фокусе 6-м телескопа САО РАН с использованием спектрографа с длинной щелью UAGS. Все спектры были получены в красной области, в интервале длин волн 6200-7100Å. Приемником излучения служила ПЗС матрица форматом 530x580 элементов (размер одного элемента 18x24мкм). Размер щели - 2"x210", масштаб вдоль щели - 0.46" на элемент матрицы, дисперсия ~1.5Å/элемент. Качество изображения во время наблюдений составляло

2"-3". Данные о наблюдательном материале суммированы в табл.1.

Таблица 1

### НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Дата	Имя файла	Р.А. щели	Экспозиция
18 октября 1995	u02940	48°	30 <sup>m</sup>
	u02941	48	30
	u02944	138	30
	u02945	138	30
4 ноября 1996	u06014	45	20
	u06015	45	20
	u06017	45	20.
	u06021	129	30
	u06022	129	30

Обработка наблюдательного материала была выполнена по стандартной методике с помощью комплекса программ ESO-MIDAS. Лучевые скорости газа определены по эмиссионным линиям H $\alpha$  и [NII] $\lambda$ 6583. Точность индивидуальных измерений лучевых скоростей составляет 10-20 км/с, ошибка нуля-пункта шкалы скоростей может быть несколько больше.

3. *Результаты и обсуждение.* На рис.1 показаны изоденсы Agr10,

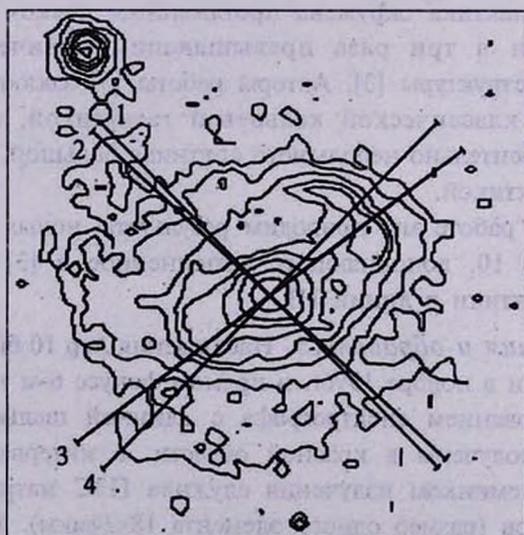


Рис.1 Карта изоденс Agr 10, построенная по Цифровому Обзору Неба. Отрезками прямых линий показано положение щелей спектрографа при наблюдениях галактики (цифрой

построенные по считанному из Цифрового Обзора Неба (Digitized Sky Survey\*) изображению галактики. Отрезками прямых линий на рисунке показано положение щелей спектрографа при наблюдениях.

Систематическая скорость галактики по нашим измерениям составляет  $V_r = 9104 \pm 17$  км/с. Это значение практически совпадает с опубликованным в [3] -  $9108 \pm 10$  км/с - по радионаблюдениям в HI.

3.1. *Кривая вращения вдоль большой оси галактики.* На рис.2а,б показаны наблюдаемые кривые лучевых скоростей Агр 10 при

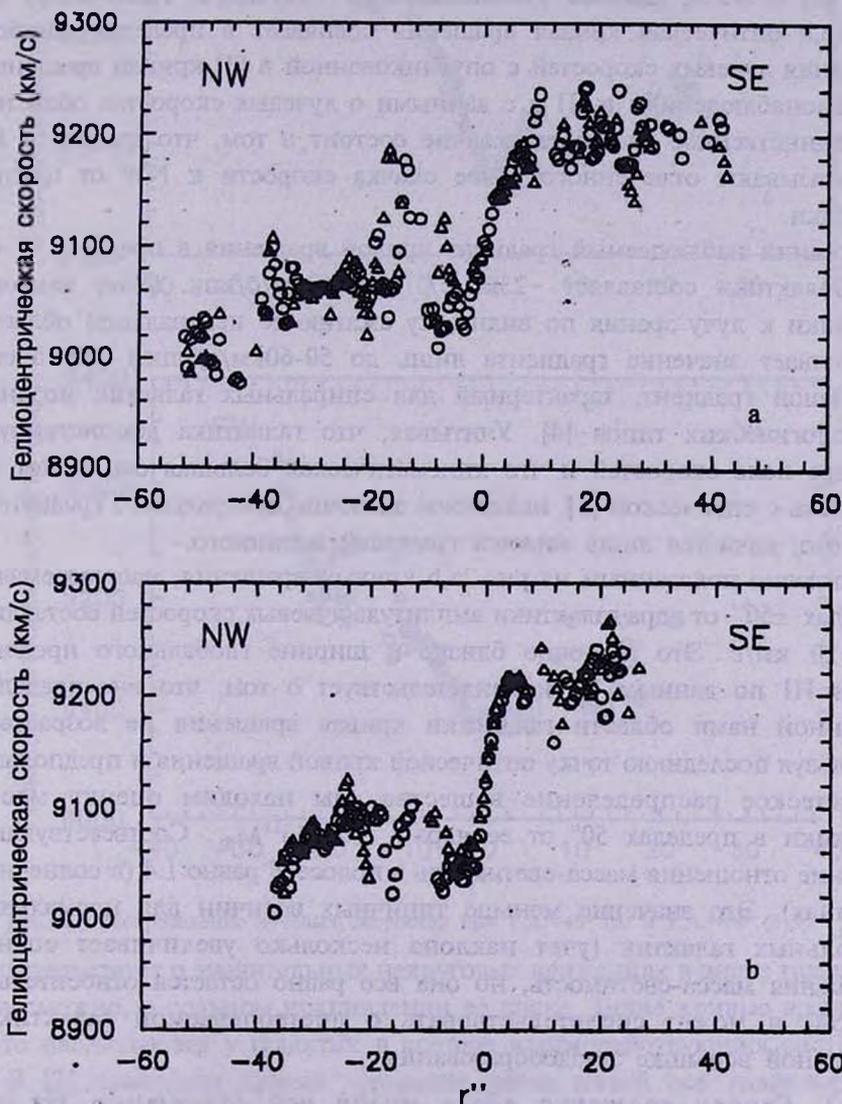


Рис.2. Распределение лучевых скоростей при Р.А.=129° (а) и Р.А.=138° (б) (кружки - линия На, треугольники - [NII]λ6583).

\* The Digitized Sky Surveys were produced at the Space Telescope Science Institute under the U.S. Government grant NAG W-2166.

положении щели спектрографа примерно вдоль большой оси главного тела галактики. Галактика демонстрирует крупномасштабное вращение с  $V_{\text{max}} \approx 100 \text{ км/с}$  в пределах  $50''$  (29кпк) от ядра. Кривая вращения асимметрична - с SE стороны от ядра лучевые скорости при  $r \approx 5-10''$  достигают максимума и остаются постоянными ( $V_r \approx 9200 \text{ км/с}$ ) вплоть до  $40''$  (23.5кпк) от центра галактики. С NW стороны галактики кривая лучевых скоростей показывает быстрое уменьшение до  $\sim 9040 \text{ км/с}$  при  $r \approx 5''$ , резкий локальный скачок до  $\sim 9180 \text{ км/с}$  при  $r \approx 8-18''$  (рис. 2а, б) и затем плавное уменьшение до  $\sim 9000 \text{ км/с}$ . Показанная на рис. 2а, б оптическая кривая вращения совпадает в пределах ошибок измерения лучевых скоростей с опубликованной в [3] кривой вращения по радионаблюдениям в HI и с данными о лучевых скоростях областей HII. Единственное значимое отличие состоит в том, что данные в HI не показывают отмеченного ранее скачка скорости к NW от центра галактики.

Средний наблюдаемый градиент кривой вращения в пределах  $4''$  от ядра галактики составляет  $\sim 23 \text{ км/с/''}$  или  $40 \text{ км/с/кпк}$ . (Учет наклона галактики к лучу зрения по видимому сжатию ее центральной области увеличивает значение градиента лишь до  $50-60 \text{ км/с/кпк}$ .) Это очень небольшой градиент, характерный для спиральных галактик поздних морфологических типов [4]. Учитывая, что галактика демонстрирует сложное поле скоростей и что кинематическая большая ось может не совпадать с оптической [3], найденное значение центрального градиента, вероятно, является лишь нижней границей истинного.

Согласно показанным на рис.2а, б кривым вращения, наблюдаемая в пределах  $\pm 50''$  от ядра галактики амплитуда лучевых скоростей составляет  $250 \pm 20 \text{ км/с}$ . Это значение близко к ширине глобального профиля линии HI по данным [3] и свидетельствует о том, что вне пределов изученной нами области галактики кривая вращения не возрастает. Используя последнюю точку оптической кривой вращения и предполагая сферическое распределение вещества, мы находим оценку массы галактики в пределах  $50''$  от ее ядра -  $1.06 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ . Соответствующее значение отношения масса-светимость в полосе B равно 1.4 (в солнечных единицах). Это значение меньше типичных величин для нормальных спиральных галактик (учет наклона несколько увеличивает оценку отношения масса-светимость, но она все равно остается относительно низкой) и может свидетельствовать о претерпеваемой галактикой глобальной вспышке звездообразования.

**3.2. Кривая вращения вдоль малой оси галактики.** На рис. 3а, б приведены кривые лучевых скоростей Agr 10 примерно вдоль оптической малой оси. Кривые вращения асимметричны и не показывают регулярного вращения. В области ядра галактики наблюдается локальный

минимум, затем лучевые скорости увеличиваются по обе стороны от ядра. Столь необычная V-образная форма кривой вращения

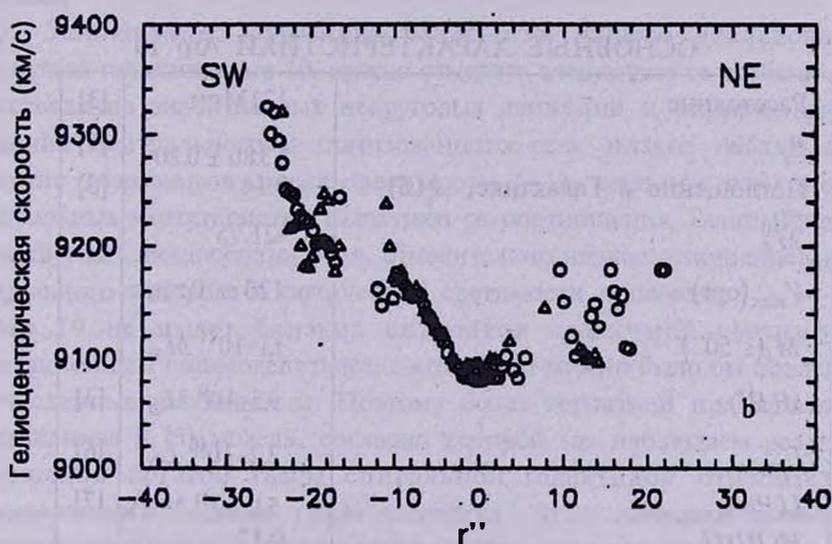
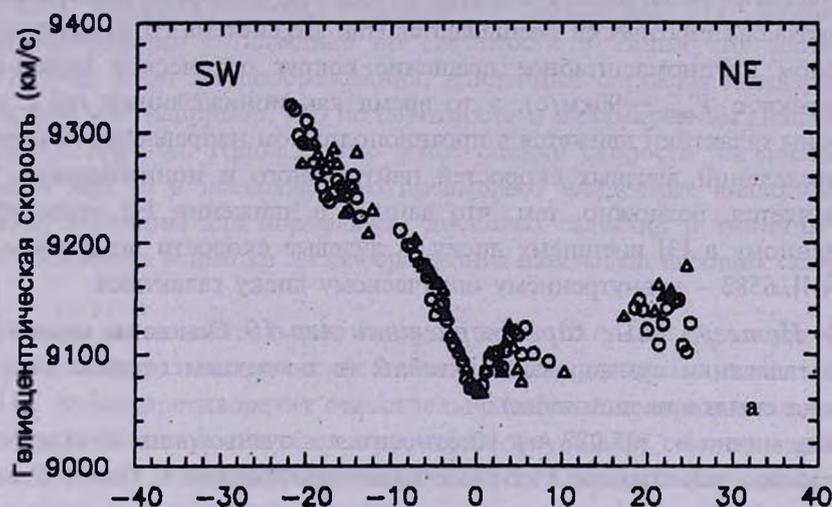


Рис.3а,б Распределение лучевых скоростей при Р.А.=45° (а) и Р.А.=48° (б).

свидетельствует о значительных некруговых движениях в диске галактики и, возможно, о сильном искривлении ее диска. Такие кривые вращения часто наблюдаются у галактик в составе взаимодействующих систем.

В [3] приведена кривая вращения вдоль малой оси галактики по наблюдениям в НI, а также оценки лучевых скоростей по линии Н $\alpha$  для шести расположенных вдоль этой оси (к сожалению, только к SW от ядра Агр 10) областей НII. Данные о движении НII - областей в [3] согласуются с найденными нами кривыми вращения (рис. 3а,б) и

демонстрируют быстрый рост лучевых скоростей к SW от ядра галактики. К NE от ядра Agr 10 HI и оптические кривые вращения показывают совершенно различное поведение - лучевые скорости нейтрального водорода систематически уменьшаются (так что система HI демонстрирует в целом крупномасштабное вращение вокруг оптической малой оси галактики с  $V_{\max} \sim 90$  км/с), в то время как ионизованный газ с этой стороны галактики движется в противоположном направлении. Различие распределений лучевых скоростей нейтрального и ионизованного газа объясняется, возможно, тем, что данные о движении HI относятся к найденному в [3] внешнему диску, а лучевые скорости по линиям H $\alpha$  и [NII] $\lambda$ 6583 - к внутреннему оптическому диску галактики.

4. *Интегральные характеристики Agr 10.* Основные характеристики галактики суммированы в табл.2 (в последнем столбце таблицы указана ссылка на источник).

Как видно из табл.2, Agr 10 относится к очень ярким в оптическом диапазоне галактикам. Использование соотношения Талли-Фишера согласно [8] показывает, что нормальная спиральная галактика со

Таблица 2

## ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ Agr 10

Расстояние	121 Мпк	[3]
$B_i$	$13.80 \pm 0.20$	[5]
Поглощение в Галактике, $A_i(B)$	0.14	[5]
$M_B^0$	-21.75	
$V_{\max}(\text{opt})$	$120 \pm 10$ км/с	
$M_i(\leq 50'')$	$1.1 \cdot 10^{11} M_{\odot}$	
$M(\text{HI})$	$9.5 \cdot 10^9 M_{\odot}$	[3]
$L_{\text{IR}}$	$2.2 \cdot 10^{10} L_{\odot}$	[6]
$L(\text{H}\alpha)$	$5.1 \cdot 10^{41}$ эрг/с	[7]
$M(\text{HI})/L_i$	0.12	
$M/L_i$	1.4	

светимостью Agr 10 должна демонстрировать вращение с  $V_{\max} \geq 300$  км/с. Столь сильное отклонение галактики от соотношения Талли-Фишера может свидетельствовать об очень значительных некруговых движениях в ее диске, а также об избыточной (например, за счет вспышки звездообразования) оптической светимости.

Оценка глобального темпа звездообразования в Agr 10 может быть получена по интегральной светимости в линии H $\alpha$  и по светимости в далеком инфракрасном диапазоне. Согласно [7] скорость звездообразования в галактике по светимости в линии H $\alpha$  достигает  $5.4 M_{\odot}$ /год. Темп звездообразования, найденный согласно стандартным формулам (см. например, [9]) по светимости в инфракрасном диапазоне, равен  $11.2 M_{\odot}$ /год. Приведенные выше оценки скорости звездообразования в Agr 10 в несколько раз превышают найденные аналогичным образом величины для нормальных дисковых галактик и типичны для претерпевающих вспышки звездообразования взаимодействующих галактик [10].

Полная масса нейтрального водорода в Agr 10 ( $\sim 10^{10} M_{\odot}$ ) характерна для дисков спиральных галактик поздних морфологических типов - Sbc-Sc [11]. Этому противоречит относительно небольшое отношение массы HI к полной светимости галактики в фильтре B(0.12), более типичное для спиральных галактик ранних подтипов [11]. Отмеченное противоречие может служить независимым свидетельством повышенной за счет вспышки звездообразования оптической светимости Agr 10.

5. *Заключение.* Суммируя результаты нашего исследования пекулярной галактики Agr 10, можно отметить следующие ее особенности: существование значительных некруговых движений и отличие кривых вращения нейтрального и ионизованного газа; низкое наблюдаемое значение отношения масса-светимость ( $\sim 1$ ), сильное отклонение интегральных характеристик галактики от соотношения Талли-Фишера, высокий темп звездообразования, относительно низкое отношение массы нейтрального водорода к оптической светимости галактики..

Agr 10 не имеет близких спутников сравнимой светимости, гравитационным взаимодействием с которыми можно было бы объяснить перечисленные особенности. Поэтому более вероятной представляется предложенная в [3] модель, согласно которой мы наблюдаем результат поглощения богатой газом спиральной галактикой относительно маломассивного бедного газом спутника. Этот сценарий позволяет объяснить пекулярное, неравновесное поле скоростей, наличие слабых оптических структур на периферии галактики [3]. Падение спутника, по-видимому, индуцировало в ее диске кольцеобразные зоны усиленного звездообразования (в работе [2] отмечаются две таких зоны), подобные наблюдаемым в "столкновительных" кольцевых галактиках (см., например, обзор [12]). Вспышка звездообразования увеличила оптическую светимость Agr 10, что привело к отмеченным выше особенностям галактики.

Процессы поглощения спутников и гравитационного взаимодействия с ними могут быть относительно частыми событиями в ходе эволюции

массивных спиральных галактик (особенно в скоплениях, где пространственная плотность галактик значительно превышает среднюю). Например, наша Галактика демонстрирует интенсивное приливное взаимодействие с Магеллановыми Облаками и с карликовой галактикой в Стрельце, находящейся лишь в 16 кпк от ее ядра [13]. Подобные "малые" взаимодействия способны, не разрушая основную галактику, эффективно изменять ее наблюдаемые интегральные характеристики и даже морфологический тип (например, [14]).

Автор благодарен А.Н.Буренкову за помощь в проведении спектральных наблюдений на БТА и Российскому Фонду Фундаментальных Исследований за поддержку выполненной работы (грант № 97-02-18212). Работа выполнена в рамках ФЦП "Интеграция".

Астрономический институт  
Санкт-Петербургского государственного  
университета, Россия

## KINEMATICAL STUDY OF THE RINGED GALAXY Arp 10

V.P.RESHETNIKOV

Results of kinematical study of the peculiar ringed galaxy Arp 10 performed with the 6-m telescope are presented. The galaxy demonstrates complicated velocity field, deviation of the integral characteristics from the Tully-Fisher relation, low mass-to-luminosity ratio and enhanced starformation. The hypothesis that Arp 10 is the result of a merger between a large gas-rich spiral galaxy and a satellite is discussed.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *H.C.Arps*, Atlas of Peculiar Galaxies, Pasadena, 1966.
2. *V.Charmandaris*, *P.N.Appleton*, *Astrophys. J.*, 414, 154, 1993.
3. *V.Charmandaris*, *P.N.Appleton*, *Astrophys. J.*, 460, 686, 1996.
4. *F.L.Tektunali*, *H.G.Tektunali*, *Astrophys. Space Sci.*, 183, 155, 1991.
5. *G. de Vaucouleurs*, *A de Vaucouleurs*, *H.G.Corwin et al*, Third Reference Catalogue of Bright Galaxies, Springer-Verlag, 1991.
6. IRAS Point Source Catalog, Version 2, Jet Propulsion Laboratory, 1988.
7. *A.P.Marston*, *P.N.Appleton*, *Astron. J.*, 109, 1002, 1995.
8. *M.J.Pierce*, *R.B.Tully*, *Astrophys. J.*, 387, 47, 1992.

9. *D.A.Hunter, F.C.Gillet, J.S.Gallagher et al.*, *Astrophys. J.*, 303, 171, 1986.
10. *H.A.Bushouse*, *Astrophys. J.*, 320, 49, 1987.
11. *M.S.Roberts, M.P.Haynes*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 32, 115, 1994.
12. *P.N.Appleton, C.Struck-Marcell*, *Fundamentals of Cosmic Physics*, 16, 111, 1996.
13. *R.A.Ibata, G.Gilmore, M.J.Irwin*, *Mon. Not. is Roy. Astron. Soc.*, 277, 781, 1995.
14. *D.Pfenniger*, in "Galactic Bulges", *Proc. IAU Symp. 153*, H.Dejonghe, H.J.Habing eds., Reidel Dordrecht, 1993.

ИЗДАТЕЛЬСТВО НАУКИ И ТЕХНИКИ  
 МОСКВА

№	Имя	Адрес	Телефон	Почтовый индекс	Город
1	Иванов	ул. Пушкина, 10	2123	100000	Москва
2	Петров	ул. Ленина, 5	345	100000	Москва
3	Сидоров	ул. Космонавтов, 15	678	100000	Москва
4	Смирнов	ул. Гагарина, 20	901	100000	Москва
5	Соколов	ул. Сталина, 30	123	100000	Москва
6	Толстой	ул. Маяковского, 40	456	100000	Москва
7	Федотов	ул. Горького, 50	789	100000	Москва
8	Харьков	ул. Коммунаров, 60	012	100000	Москва
9	Цыганов	ул. Дружбы, 70	345	100000	Москва
10	Чайковский	ул. Победы, 80	678	100000	Москва

УДК: 524.7:520.44

## СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОСЬМИ ГАЛАКТИК С УФ-ИЗЫТКОМ

М.А.КАЗАРЯН, Э.Л.КАРАПЕТЯН

Поступила 30 октября 1997

Принята к печати 20 ноября 1997

Приводятся результаты спектрального и морфологического исследования галактик с УФ-избытком №27, 28, 93, 101, 109, 164, 204 и 217 из списков [1]. Определены эквивалентные ширины, относительные интенсивности и полуширины линий. Определены также массы галактик №28, 93, 101, 164, 204 и 217.

1. *Введение.* В работе проводятся результаты спектрофотометрического исследования восьми галактик с УФ-избытком, которые в списках [1] имеют порядковые номера: 27, 28, 93, 101, 109, 164, 204 и 217. Их спектрально-морфологические (СМ) характеристики, угловые размеры и морфологические особенности очень разнообразны. Эти и некоторые другие данные для этих галактик приведены в табл.1. Угловые размеры, фотографические звездные величины и СМ-характеристики были взяты из работ [1], морфологические классы - [2], красные смещения и

*Таблица 1*

### ДАННЫЕ О ГАЛАКТИКАХ

№ галактики	Размеры	Морфологический класс	$m_{\text{H}}$	СМ характеристики	$z$	$M_{\text{H}}$
27	10x12"	Sph(r)	17. <sup>m</sup> 0	d3	0.0410	-19 <sup>m</sup> .0
28	10x30	Sn, T27,29	16.5	s2	0.0410	-20.0
93	3x40	I <sub>1</sub> +mk	16.5	sd2	0.0252	-18.5
101	18x40	Ir	16.3	d3	0.0179	-18.0
109	6x8	E	17.3	d1	0.0254	-17.7
164	12x60	E	14.5	s3	0.0272	-20.7
204	7x12	Sph	16.5	s1	0.0328	-19.1
217	10x100	L	15.5	d3	0.0248	-19.5

абсолютные фотографические звездные величины - [3]. Значения красных смещений и абсолютных звездных величин для галактик №27 и 28 приведены впервые.

Наблюдательный материал для изучения этих галактик был получен одним из авторов (М.А.К.) на 6-м телескопе САО РАН.

2. *Спектральные наблюдения.* Спектры исследованных галактик были получены на 6-м телескопе САО РАН в сочетании с разной светоприемной аппаратурой.

В табл.2, где приведены применяемые приборы, они обозначены буквами "а", "б" и "в". Первая из них означает, что при получении спектров был использован спектрограф СП-160 в сочетании с ЭОП М9ЩВ, "б" - спектрограф UAGS + многоканальный сканер и "в" - спектрограф UAGS + ЭОП УМК 91В. При получении спектров ширина щелей спектрографов была примерно 1".

Таблица 2

### НЕКОТОРЫЕ ДАННЫЕ ОБ УСЛОВИЯХ НАБЛЮДЕНИЙ И ПРИМЕНЯЕМЫХ ПРИБОРАХ

№ галактики	Дата наблюдения	Светоприемная аппаратура	Экспозиция (в мин)	Спектральная область (Å)	Количество спектров
27	03.07.1978	а	30	5750-7150	1
28	04.07.1978	"	40	"	1
93	26.06.1984	в	25	4470-7500	1
101	02.10.1984	"	20	"	1
109	27.06.1984	"	20	"	1
"	29.06.1984	"	"	3550-6400	1
164	06.08.1983	б	8	5680-7130	2
"	30.06.1984	в	10	4470-7500	1
"	"	"	5	"	1
"	"	"	10	3550-6400	1
"	"	"	5	"	1
204	27.06.1984	"	20	4470-7500	1
217	02.10.1984	"	20	"	1

Дисперсия спектрографов СП-160 и UAGS была примерно 05Å/мм и 100Å/мм соответственно. В случаях "а" и "в" были использованы пленки Kodak 103a-0.

На рис.1 приведены репродукции спектров галактик №27 и 28,

полученных при помощи спектрографа СП-160.

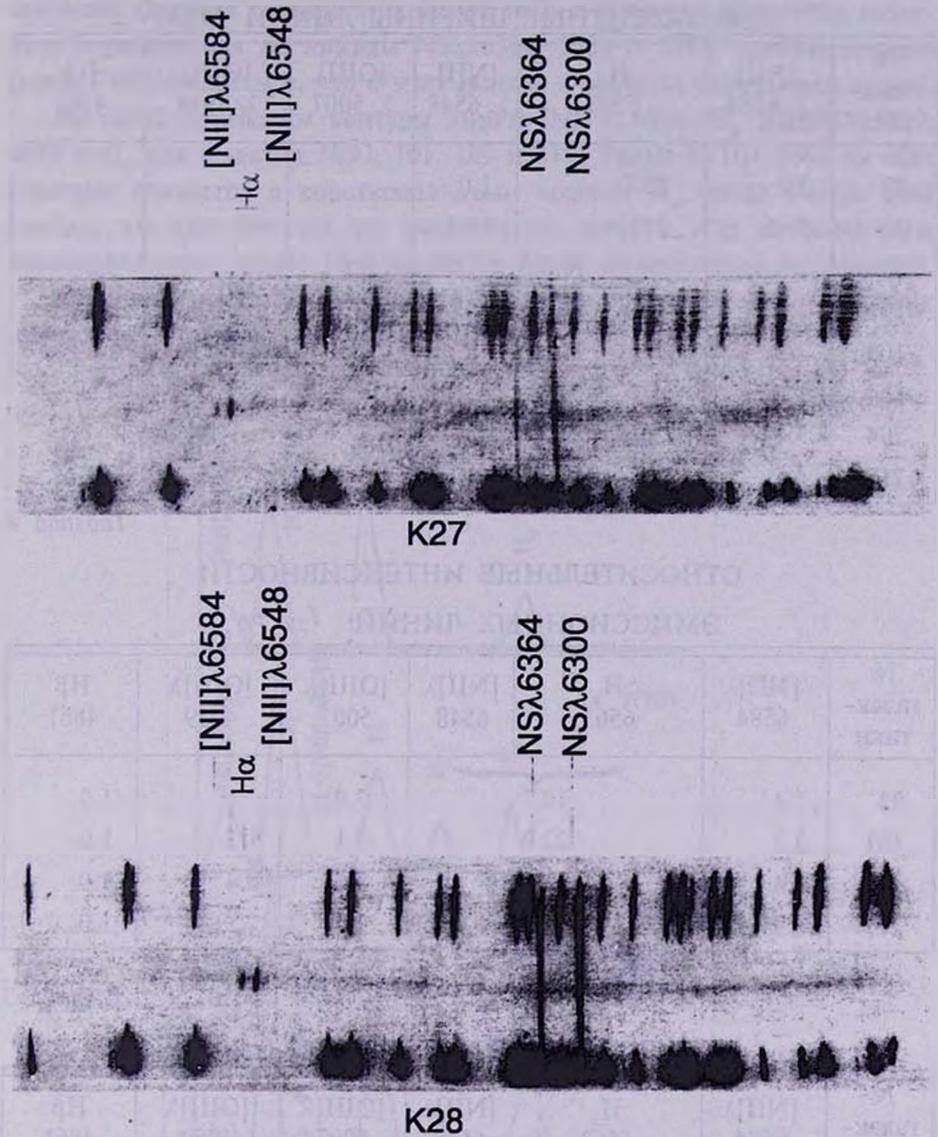


Рис.1 Репродукции спектров галактик №27 и 28, полученных на 6-м телескопе САО РАН.

3. *Эквивалентные ширины, относительные интенсивности и полуширины линий.* В табл. 3-5 приведены эквивалентные ширины, относительные интенсивности и полуширины эмиссионных линий, наблюдавшихся в спектрах изученных галактик. Данные для линий [OIII]λλ 5007, 4959 и Hβ являются средними значениями двух наблюдений, причем средняя ошибка не превосходит 20%.

Таблица 3

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ  $w(\text{Å})$ 

№ галактики	[NII] $\lambda$ 6584	H $_{\alpha}$ 6563	[NII] $\lambda$ 6548	[OIII] $\lambda$ 5007	[OIII] $\lambda$ 4959	H $_{\beta}$ 4861
27	2.6	22.7	1.0			
28	36.5	101.4	11.7			
93	1.5	10.4		9.6		3.6
101	4.9	16.0		3.5	1.3	1.5
109	2.2	21.6		11.0	4.6	11.9
164		4.2				7.5
204	5.4	15.3				
217	4.5	10		3.0		2.1

Таблица 4

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ  
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ  $I_{\lambda}/I_{H_{\beta}}$ 

№ галактики	[NII] $\lambda$ 6584	H $_{\alpha}$ 6563	[NII] $\lambda$ 6548	[OIII] $\lambda$ 5007	[OIII] $\lambda$ 4959	H $_{\beta}$ 4861
93	1.4	10.7		3.0		1.0
101	5.3	22.0		3.1	1.1	1.0
109	0.4	3.8		1.3	0.4	1.0
217	2.9	6.3		1.7		1.0

Таблица 5

## ПОЛУШИРИНЫ ЛИНИЙ FWHM (км/с)

№ галактики	[NII] $\lambda$ 6584	H $_{\alpha}$ 6563	[NII] $\lambda$ 6548	[OIII] $\lambda$ 5007	[OIII] $\lambda$ 4959	H $_{\beta}$ 4861
27	150	380	180			
28	240	390	180			
93	310	490		530		600
101	410	450		470	440	430
109	220	270		470	410	400
204	310	310				
217	580	450		470		480

Значения полуширин линий не исправлены за инструментальный профиль. Средняя полуширина линий неба в спектрах изученных галактик, определенная по линиям  $NS\lambda\lambda 6364, 6300$  и  $5577$ , приблизительно равна  $FWHM=200\text{км/с}$ , что и учитывалось в расчетах полуширин линий.

На рис.2 приведены контуры линий  $[NII]\lambda 6584$ ,  $H_\alpha$ ,  $[OIII]\lambda\lambda 5007, 4959$  и  $H_\beta$  для галактик №93, 101, 109 и 217. Линия  $[NII]\lambda 6584$  на всех спектрах сливается с коротковолновым крылом  $H_\alpha$ , когда  $[NII]\lambda 6548$  слабая, то она больше не выделяется, просто под ее влиянием коротковолновое крыло  $H_\alpha$  становится более интенсивным и длинным.

Методика обработки наблюдательного материала описана в наших ранних работах (см., например, [4]).

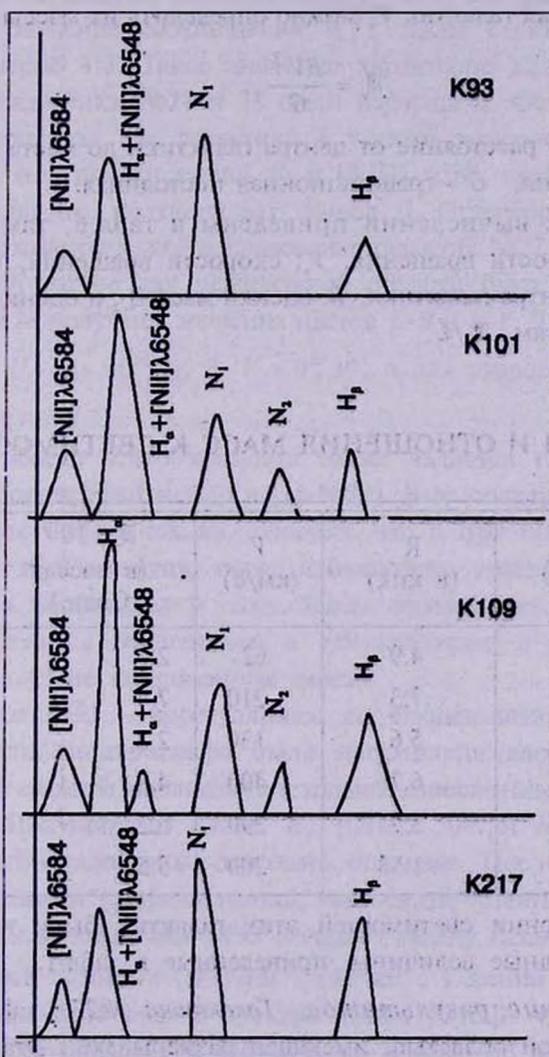


Рис.2. Контурсы эмиссионных линий, наблюдавшихся в спектрах галактик №93, 101, 109 и 217.

4. *Определение масс.* В спектрах 6 из изученных галактик эмиссионные линии наклонены, что является результатом их вращения. Наклонность эмиссионных линий  $[\text{NII}]\lambda 6584$  и  $\text{H}_\alpha$ , наблюдавшихся в спектре галактики №28, хорошо видна на рис.1. По этим наклонам определены радиальные скорости вращения галактик. Для этого измерения спектров проводились на универсальном микрометре, УИМ-23, кафедры астрофизики ЕГУ. При помощи радиальных скоростей вращения можно определить скорости вращений галактик по формуле  $V = V_r \cos \epsilon$ , где  $\epsilon$  угол между картинной плоскостью и плоскостью вращения галактик. Его можно оценить с помощью простого соотношения  $\cos \epsilon = b/a$ , где  $a$  и  $b$  - большая и маленькая полуоси галактики. После определения скорости вращения галактик  $V$ , можно определить их массы по формуле:

$$M = \frac{RV^2}{G},$$

где  $R$  - линейное расстояние от центра галактики до места определения скорости вращения,  $G$  - гравитационная постоянная.

Данные этих вычислений приведены в табл.6, там приведены радиальные скорости вращения,  $V_r$ ; скорости вращения,  $V$ ; линейные расстояния от центра галактики,  $R$ ; оценки масс  $M$ , и оценки отношений масс к светимостям,  $M/L$ .

Таблица 6

### МАССЫ И ОТНОШЕНИЯ МАСС К СВЕТИМОСТИ

№ галактики	$V_r$ (км/с)	R (в кпк)	$V$ (км/с)	$M \times 10^{10}$ (в массах Солн.)	$M/L$ (в солнеч. единицах)
28	58	4.9	62	2.0	1.3
93	210	7.3	210	7.4	20.3
101	120	5.6	130	2.2	10.1
164	390	6.7	400	4.8	8.9
204	240	3.2	290	6.2	7.5
217	200	10.3	200	9.5	10.4

При определении светимостей этих галактик были использованы абсолютные звездные величины, приведенные в табл.1.

5. *Обсуждение результатов.* Галактика №27 - сферическая, с яркой центральной областью, имеющей размеры  $3 \times 6''$ . Эта галактика с галактиками №28 и 29 составляет физическую систему, триплет.

Расстояние этой системы приблизительно равно 160 Мпк. Угловые расстояния между галактикой №27 и 28, 27 и 29, 28 и 29, измеренные на пластинке, полученной на 6-м телескопе, равны 95", 114" и 54" соответственно. Этим величинам соответствуют линейные расстояния 74, 88 и 42кпк. Хотя галактика №27 имеет слабый УФ-избыток -  $d_3$ . в ее спектре наблюдаются сильные, но узкие эмиссионные линии  $H_\alpha$  и  $[\text{NII}]\lambda$  6584, которые хорошо видны на рис.1.

*Галактика №28* - спиральная, с ярким ядром, диаметр которого 4". В отличие от предыдущей галактики, эта галактика обладает сильным УФ-избытком -  $s_2$ , который принадлежит к ядру. Как было отмечено выше, была определена масса галактики №28, которая равна примерно  $2 \cdot 10^{10} M_\odot$ . Значение соотношения  $M/L$  также было определено, оно равно примерно 1.3. Такое значение характерно для галактик с УФ-избытком. Галактики №27 и 28 были изучены Д. Остерброком [5]. Он их охарактеризовал как галактики с узкими эмиссионными линиями. Данные для полуширин линий  $H_\alpha$  и  $[\text{NII}]\lambda$  6584, приведенные в табл.5 для этих галактик, подтверждают вывод Д. Остерброка.

*UBV*- фотометрическое исследование галактик №27 и 28 было сделано в [6]. В этой работе для центральной области галактики №27 и ядра галактики №28 получены значения цветов *U-B* и *B-V*. Для первого объекта они равны  $U-B = -0^m.01$ ,  $B-V = 0^m.39$ , а для второго -  $U-B = 0^m.05$ ,  $B-V = 0^m.28$ .

Третий объект этого триплета также является галактикой с УФ-избытком (порядковый номер в [1]-№29). В ее спектре, полученном на 6-м телескопе САО в тех же условиях, что и при получении спектров предыдущих двух галактик, также наблюдались эмиссионные линии  $H_\alpha$  и  $[\text{NII}]\lambda$  6584. Они слабые и узкие. Таким образом, все члены изученного триплета являются галактиками с УФ-избытком, в спектрах которых наблюдаются узкие эмиссионные линии.

*Галактика №93* - иррегулярная, со сгущениями. При получении спектра щель спектрографа была направлена вдоль большой оси галактики. В спектре наблюдались только эмиссионные линии, которые наклонены. Полуширины линий  $H_\alpha$ ,  $[\text{OIII}]\lambda$  5007 и  $H_\beta$ , наблюдавшихся в спектре этой галактики, довольно большие. После исправления за инструментальный профиль линий, они опять остаются большими. По этим величинам галактика №93 попадает между галактиками с узкими эмиссионными линиями ( $FWHM \leq 160$  км/с у линии  $[\text{OIII}]\lambda$  5007, [7]) и галактиками типа Sy2. В спектре линия  $[\text{OIII}]\lambda$  4959 очень слабая, трудно было ее обработать. Поэтому ее данные не приведены.

*Галактика №101* - иррегулярная. При получении спектра щель спектрографа проходила вдоль большой оси галактики. Высота линии

$H_\alpha$  составляет примерно 30", что только на 10" меньше ее большой оси. В спектре этой галактики полуширины линий  $H_\alpha$ , [OIII] $\lambda$  5007, 4959 и  $H_\beta$  широкие, но уступают соответствующим ширинам этих же линий, наблюдавшихся в спектре галактики №93. Вывод, сделанный выше на основании полуширин линий для галактики №93, распространяется и на эту галактику.

*Галактика №109* - эллиптическая, имеющая сильный УФ-избыток. Среди изученных галактик она имеет самые маленькие угловые размеры и светимость. Полуширины линий  $H_\alpha$  и [NII] $\lambda$  6584 меньше, чем таковые у галактик №93 и 101, а полуширины линий [OIII] $\lambda$  5007, 4959 и  $H_\beta$  примерно такие, как у галактики №101.

*Галактика №164* - эллиптическая. При получении ее спектров щель спектрографа проходила через большую ось галактики. Хотя и ее спектры охватывают широкую область  $\lambda$  3550-7500Å, однако в них наблюдались лишь [NII] $\lambda$  6584,  $H_\alpha$ , [OIII] $\lambda$  5007 и  $H_\beta$ . Линии [NII] $\lambda$  6584 и [OIII] $\lambda$  5007 очень слабые, их трудно было обработать, поэтому в работе приведены данные только для линий  $H_\alpha$  и  $H_\beta$ .  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  очень узкие и сильно наклонены, что говорит о быстром вращении галактики. Например, на расстоянии 3700пк от центральной части галактики скорость вращения достигает приблизительно 400км/с. Галактика имеет слабый УФ-избыток, который принадлежит ее центральной части.

*Галактика №204* - сферическая, имеет сильный УФ-избыток, однако в спектре наблюдаются только узкие эмиссионные линии [NII] $\lambda$  6584 и  $H_\alpha$ .

*Галактика №217* - линзообразная. При получении спектра этой галактики щель спектрографа проходила вдоль ее большой оси. В спектре линия [OIII] $\lambda$  4959 очень слабая, трудно было ее обработать, поэтому данные о ней не приведены в таблицах.

Из табл.2 видно, что спектры галактик №93, 101, 109, 164, 204 и 217 были получены в таких диапазонах длин волн, в которые попадают линии [OIII] $\lambda$  5007 и 4959. Однако эти линии наблюдались только в спектрах галактик №93, 101, 109, и 217. Как известно, линии [OIII] образуются в таких областях, где газовая составляющая имеет высокую возбужденность, что и наблюдается у отмеченных четырех галактик. Следовательно у галактик, в спектрах которых линии [OIII] $\lambda$  5007 и 4959 не наблюдаются, газовая составляющая будет иметь сравнительно низкую возбужденность. С другой стороны, для свечения газовой составляющей изученных галактик необходимо достаточное количество ультрафиолетовых квантов, которые в основном излучают звезды типов O и B. Эти звезды одновременно обеспечивают и УФ - избыток, наблюдавшийся в спектрах этих галактик.

Таким образом, в этих галактиках идут бурные процессы звездообразования, в результате которых в них рождаются также звезды типов O и B.

Нам хотелось бы обратить внимание на одну важную особенность, которая имеет место у многих галактик с УФ-избытком, не являющихся сейфертовскими галактиками. У галактик, имеющих характеристику "d", чаще наблюдается высоковозбужденная газовая составляющая, чем у тех, которые имеют характеристику "s". Такая особенность наблюдается также у галактик, изученных в настоящей работе. Из табл.1 видно, что 4 галактики имеют характеристику "d" и 4 - характеристику "s". Как было отмечено выше, у 6 галактик спектры были получены в таких диапазонах длин волн, в которые попадают высоковозбужденные линии [OIII] $\lambda$  5007, 4959. Три из них входят в первую группу, а остальные три - во вторую. В спектрах трех галактик (№101, 109, 217), вошедших в первую группу, наблюдаются линии [OIII] $\lambda\lambda$  5007 и 4959, а в спектрах остальных трех галактик, вошедших во вторую группу, такие линии наблюдаются только у одной галактики (№93), т.е. частота встречаемости вышеотмеченной особенности у галактик с характеристикой "d" в три раза больше.

Из табл.4 видно, что у трех галактик, №93, 101 и 217, отношение  $I_{H_{\alpha}}/I_{H_{\beta}}$ , намного больше, чем у газовых туманностей для модели "B". Такое явление наблюдается у многих галактик с УФ-избытком и объясняется наличием пыли в газовых составляющих этих галактик.

Ереванский государственный  
университет, Армения

## SPECTROPHOTOMETRY OF EIGHT GALAXIES WITH UV EXCESS

M.A.KAZARIAN, E.L.KARAPETIAN

The results of spectrophotometry of galaxies with UV excess №27, 28, 93, 101, 109, 164, 204 and 217 from lists [1] are presented. The equivalent widths, relative intensities and FWHM of the lines are obtained. The masses of the galaxies №28, 93, 101, 164, 204 and 217 are also obtained.

## ЛИТЕРАТУРА

1. М.А.Казарян, *Астрофизика*, **15**, 5, 193, 1979.
2. М.А.Казарян, *Астрофизика*, **39**, 431, 1996.
3. М.А.Казарян, *Астрофизика*, **27**, 339, 1987.
4. М.А.Казарян, *Астрофизика*, **38**, 227, 1995.
5. D.E.Osterbrock, *Bol. American Astron. Soc.*, **14**, 910, 1982.
6. В.С.Тамазян, *Астрофизика*, **20**, 43, 1984.
7. F.R.Feldman, D.W.Weedman, V.A.Balzano, L.W.Ramsay, *Astrophys.J.*, **256**, 427, 1982.

SPECTROPHOTOMETRY OF BRIGHT GALAXIES  
WITH UV EXCESS

M.A.KAZARYAN, E.L.KARAPETIAN

The results of spectrophotometry of galaxies with UV excess (M31, M32, M33, M51, M52 and 217) are presented. The photometry was carried out in the range of 200-4000 Å. The results are compared with the results of the literature. The masses of the galaxies M31, M32, M33, M51, M52 and 217 are also presented.

УДК: 524.7

## ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С ПЕРЕМЫЧКОЙ. II. СРАВНИТЕЛЬНАЯ СТАТИСТИКА SB И SA ГАЛАКТИК В ОПТИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

А.Т.КАЛЛОГЛЯН, Р.А.КАНДАЛЯН

Поступила 28 ноября 1997

Сопоставлены различные характеристики галактик с перемычкой и без перемычки в двух полных выборках, составленных авторами. Получено, что по ряду параметров и свойств, как, например, по активности ядер и степени концентрации в группах, два типа спиральных галактик почти не отличаются друг от друга. Однако звездообразование, по-видимому, более эффективно протекает в галактиках с перемычкой. Перемычки более часто встречаются в промежуточных и поздних подтипах дисковых галактик. SB-галактики в группах в среднем более красные, чем вне групп. Построены функции светимости как галактик с перемычкой, так и галактик без перемычки.

1. *Введение.* Своей удивительной морфологией галактики с перемычкой всегда привлекали внимание исследователей. В настоящее время становится ясно, что перемычка является распространенной структурной деталью дисковых галактик. По имеющимся данным одна треть дисковых галактик обладает хорошо выраженной перемычкой, а еще одна треть - слабой внутренней перемычкой. Эти типы соответственно обозначаются SB и SAB. Последний тип, в сущности, является промежуточным между SB-галактиками и обыкновенными спиралями типа SA. Инфракрасные наблюдения показывают перемычки там, где в оптическом диапазоне их не видно.

Большее половины ранних SB-галактик обладают линзами, а более поздние, чем SBa подтипы - внутренними кольцами. Таким образом, кольца и линзы являются важными структурными деталями галактик с перемычкой. Кольца, по-видимому, являются местоположениями интенсивного звездообразования.

Сами перемычки имеют разнообразную морфологию. Часть из них более сплюснута, чем другие, в подтипах SBb и более поздних в перемычках наблюдаются полосы поглощающей материи. Примечательно, что в более ранних подтипах на концах перемычек наблюдаются области повышенной яркости, в некоторых случаях похожие на сверхассоциации.

Имеются некоторые указания на то, что SB-галактики довольно часто встречаются в двойных системах и небольших группах [1]. В [2] найдено,

что в скоплении Virgo карликовые галактики низкой светимости более часто являются спутниками SB, чем S-галактик.

Есть все основания полагать, что наличие перемычки влияет на градиент относительного содержания химических элементов: SB-галактики показывают более слабый градиент, чем обыкновенные спирали. Более того, в SB и SAB галактиках градиент относительного содержания [O/H] слабеет с увеличением относительной длины перемычек [3]. По-видимому, перемычки содействуют смешиванию газа вдоль дисков соответствующих галактик.

Согласно Арсено [4] в галактиках с перемычкой наблюдается усиление степени звездообразования. По сравнению с обыкновенными спиралями, в галактиках подтипов SB0 - SBbc имеется более высокая степень образования массивных звезд [5]. Филлипс [6] считает, что, вообще говоря, нет различий в степени звездообразования и других параметрах галактик с перемычкой и обыкновенных спиралей, когда оба принадлежат одним и тем же хаббловским подтипам. Однако в галактиках подтипов SBb - SBc влияние перемычки на степень звездообразования отчетливо видно в распределении местоположений очагов звездообразования.

Де Ёнг и др. [7] нашли, что SB-галактики более часто, чем S-галактики имеют инфракрасное излучение и обладают более горячими цветами в далекой инфракрасной области. Хаварден и др. [8] получили сильную зависимость средних ИК-цветов от наличия перемычки. Деверо [9] отмечает, что наличие перемычки в сильной степени коррелировано со степенью концентрации излучения.

Джиуричин и др. [10] установили, что на 10  $\mu$ m SB-галактики ярче S-галактик, в основном потому, что они чаще содержат ядра, похожие на III-области.

Согласно Хуангу и др. [11] наличие перемычки определенно влияет на степень звездообразования в ранних, но не поздних типах спиралей.

Каллоглян и Кандалян [12] показали, что радиосветимости центральных источников в галактиках с перемычкой в среднем в 2 раза мощнее, чем в обычных спиралях.

Однако имеются и противоположные результаты и мнения. Так, наблюдения Деверо и др. [13] выборки близлежащих сравнительно слабых галактик на 10  $\mu$ m не показывают какого-либо интенсивного излучения в близъядерных областях SB-галактик. Эскридж и Погге [14] считают, что наличие или отсутствие перемычек не влияет на степень звездообразования в линзовидных галактиках. Более того, Айзоб и Файгельсон [15] нашли, что в объемно-ограниченной выборке SB-галактики имеют более низкие светимости в далекой инфракрасной области, чем S-галактики. Эффект перемычки не найден также в близкой

ИК-области [16].

С целью глобального исследования вопроса о возможных эффектах, связанных с наличием перемычки в спиральных галактиках, мы составили полные выборки SB + SAB и S-галактик. Список SB-галактик приведен в нашей первой статье этой серии [17]. В следующей же работе этой серии мы рассмотрим ИК-особенности галактик с перемычкой [18].

По зависимости  $\lg N-m$  и по критерию  $V/V_{\max}$  наши выборки являются полными до  $13^m.5$ . Отметим, однако, что в выборку SB + SAB галактик включены объекты севернее  $-10^\circ$ , а в выборку S-галактик - только в интервале склонений  $[0, +30^\circ]$ . В наших списках всего 690 SB + SAB галактик и 456 галактик без перемычек. При этом в последнюю выборку включены также эллиптические галактики, как объекты без перемычек. Отметим, что число SB-галактик без подтипа SB0 равно 603, а число обычных спиральных галактик без эллиптических и S0-галактик - 231.

2. *Функция светимости и распределение по морфологическим подтипам.* На рис.1 приводятся функции светимости спиральных галактик с перемычкой и без перемычки. Для постоянной Хаббла принято значение  $H = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ . Функция светимости была вычислена по формуле Шмидта [19]:

$$F(M_i) = \frac{4\pi}{\Omega} \frac{1}{\Delta M_i} \sum_i 1/V_{\max}(m_i), \quad (1)$$

где  $\Omega$  - телесный угол небесной сферы, занимаемый галактиками выборки; для нашей выборки галактик с перемычкой  $\Omega = 4\pi \cdot 0.55 = 2.20\pi$ .  $\Delta M_i$  - интервал разделения абсолютной звездной величины. Мы принимали  $\Delta M_i = 1$ .  $V_{\max}(m_i)$  представляет максимальный объем пространства для конкретного объекта, в пределах которого данная галактика все еще принадлежит к исследуемой выборке, а именно

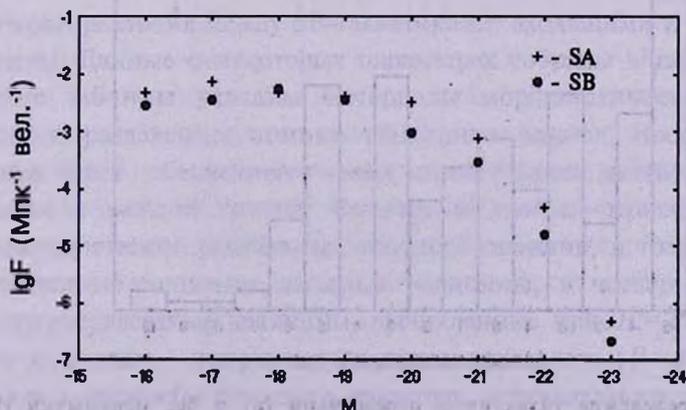


Рис.1. Функция светимости галактик с перемычкой и без перемычки.

$$m_i \leq 13.5.$$

Из рис.1 видно, что при промежуточных светимостях количества S и SB + SAB галактик равны. Это находится в хорошем согласии с имеющимися данными об относительных количествах обоих типов спиралей. При светимостях ярче и слабее промежуточных значений доля SB + SAB галактик снижается до 25% от общего числа дисковых галактик. Такое падение в случае слабых галактик можно объяснить тем, что перемычки, возможно, трудно обнаруживаются в слабых галактиках, а в ярких галактиках слабые внутренние перемычки SAB-галактик теряются из-за передержки изображений. Раздельное рассмотрение двух подтипов галактик с перемычкой показывает, что SAB-галактики в среднем на  $0^m.3$  ярче SB-галактик.

На рис.2 приводятся распределения дисковых галактик по морфологическим подтипам. Как видим, для обоих типов дисковых галактик максимум распределений довольно широкий и занимает промежуточные морфологические подтипы Sb - Sbc - Sc. Однако имеются

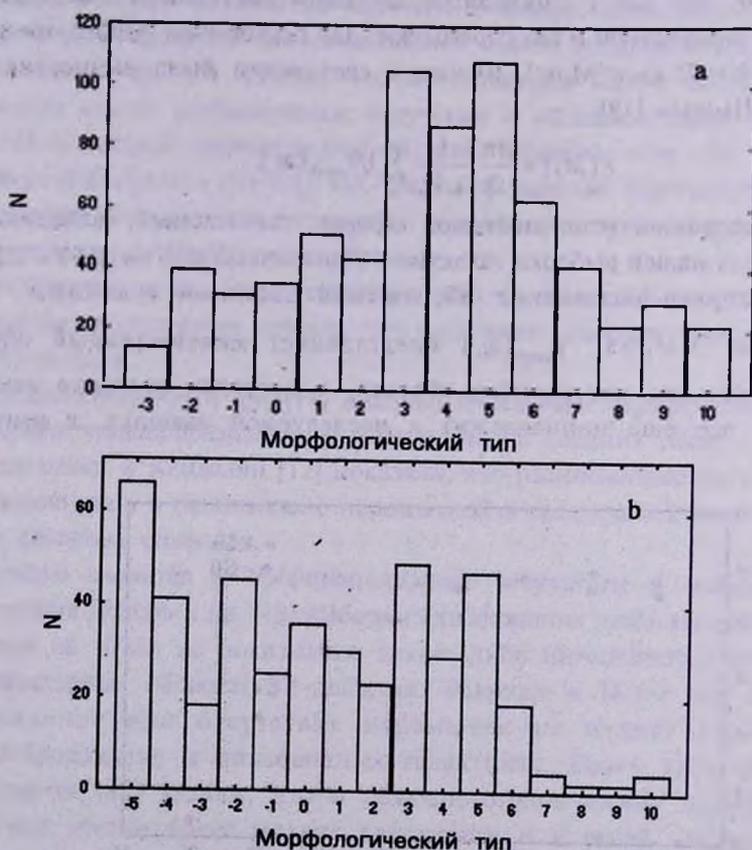


Рис.2. Распределение галактик с перемычкой (а) и без перемычки (б) по морфологическим типам. Обозначения типов согласно RC3.

и существенные различия в двух распределениях. Так, среди галактик с перемычкой около 25% принадлежат к подтипу Sc и более поздним, тогда как в этом интервале находятся только 9% S-галактик. Соответственно, в S-галактиках преобладают более ранние, чем Sb подтипы. Они составляют около 50% всех S-галактик, а доля этих подтипов среди SB-галактик - около 30%.

Суммируя вышесказанное, мы приходим к выводу, что около 70% SB + SAB галактик имеют подтипы b и более поздние, между тем к этим подтипам принадлежат только 45% обыкновенных спиралей типа SA.

Мы рассмотрели также распределение галактик с перемычкой по морфологическим подтипам в группах и вне них. Отождествления галактик с группами приведены в [17]. Как видно из рис.3, оба распределения повторяют друг друга.

Однако в отличие от этого, в случае других параметров имеются

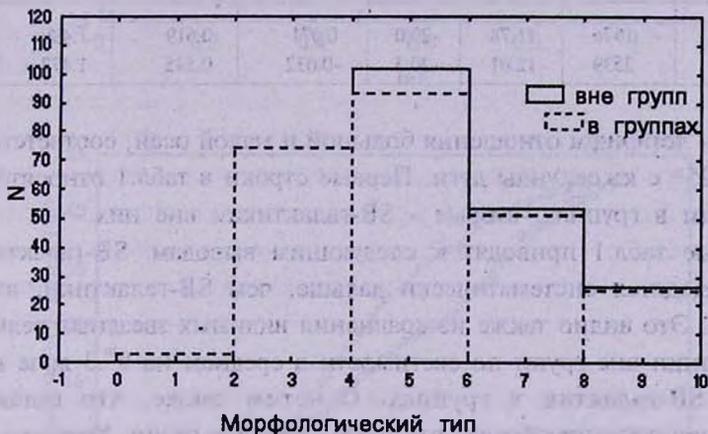


Рис.3. Распределение галактик с перемычкой в группах и вне них по морфологическим типам.

некоторые различия между SB-галактиками, входящими и не входящими в группы. Данные о некоторых параметрах собраны в табл.1. В первом столбце таблицы указаны интервалы морфологических подтипов. Подобное разделение, помимо выделения ранних, промежуточных и поздних типов, обеспечивает также статистически значимое количество галактик в каждой группе. Во втором столбце приведены средние виргецентрические радиальные скорости галактик, в третьем - средние исправленные видимые звездные величины, в четвертом - средние абсолютные звездные величины, вычисленные при  $H = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ , в пятом и шестом - исправленные показатели цвета  $(U - V)_0$  и  $(B - V)_0$ , в седьмом - логарифм большого диаметра, исправленного за наклон, и в

### НЕКОТОРЫЕ ПАРАМЕТРЫ SB-ГАЛАКТИК В ГРУППАХ И ВНЕ НИХ

Морф. тип	$V_{vc}^{\Gamma}$	$B_0^{\Gamma}$	$M_0^{\Gamma}$	$(U-B)_0^{\Gamma}$	$(B-V)_0^{\Gamma}$	$\lg D_0^{\Gamma}$	$\lg R_{25}^{\Gamma}$
	$V_{vc}^{BR}$	$B_0^{BR}$	$M_0^{BR}$	$(U-B)_0^{BR}$	$(B-V)_0^{BR}$	$\lg D_0^{BR}$	$\lg R_{25}^{BR}$
E/SB0-SB0a?	1716	12 <sup>m</sup> .11	-19 <sup>m</sup> .5	0 <sup>m</sup> .349	0 <sup>m</sup> .808	1.439	0.228
	2281	12.19	-20.1	0.328	0.779	1.466	0.153
SB0a-SBab	2184	11.89	-20.1	0.235	0.734	1.489	0.226
	2794	12.20	-20.4	0.074	0.645	1.426	0.204
SBb-SBc?	2348	11.74	-20.4	-0.038	0.554	1.490	0.233
	3134	11.98	-20.7	-0.071	0.519	1.464	0.218
SBc-Irr	1333	11.54	-19.3	-0.273	0.362	1.563	0.233
	1497	11.88	-19.3	-0.216	0.399	1.534	0.248
Средн.	1976	11.78	-20.0	0.071	0.619	1.499	0.231
	2539	12.01	-20.3	-0.032	0.545	1.477	0.218

восьмом - логарифм отношения большой и малой осей, соответствующих изофоте 25<sup>m</sup> с кв.секунды дуги. Первые строки в табл.1 относятся к SB-галактикам в группах, вторые - SB-галактикам вне них.

Данные табл.1 приводят к следующим выводам: SB-галактики вне групп находятся систематически дальше, чем SB-галактики, входящие в группы. Это видно также из сравнения видимых звездных величин  $B_0$ . SB-галактики вне групп по светимости в среднем на 0<sup>m</sup>.3 ярче и слегка голубее SB-галактик в группах. Отметим также, что галактики с перемычкой в группах более сплюснуты, чем вне групп. Хотя отмеченные различия в статистическом смысле не очень значимы, однако все же мы хотели обратить на это внимание из-за того, что они почти всегда систематические.

Для иллюстрации на рис.4 приведены распределения показателей цвета  $(U-B)_0$  и  $(B-V)_0$  для SB-галактик в группах и вне групп. Бросается в глаза однотипность распределений  $U-B$  и  $B-V$  цветов. Различия в распределениях обоих цветов для SB-галактик в группах и вне них очевидны. Отметим, что для галактик без перемычки распределение цветов до  $B-V=0.8$  и  $U-B=0.3$  не зависит от того, входят они в группы или нет. Для более красных цветов имеет место обратное тому, что наблюдается для SB-галактик.

3. Сравнение SB-галактик с галактиками без перемычек. В табл.2 приведены некоторые характеристики галактик с перемычкой и без перемычки, независимо от того, входят они в группы или нет.

При этом в обе выборки включены дисковые галактики всех подтипов, от линзовидных до самых поздних. В выборку галактик без перемычки включены также E-галактики, как объекты, не имеющие перемычек.

Как видно из приведенных в табл.2 данных, имеются некоторые

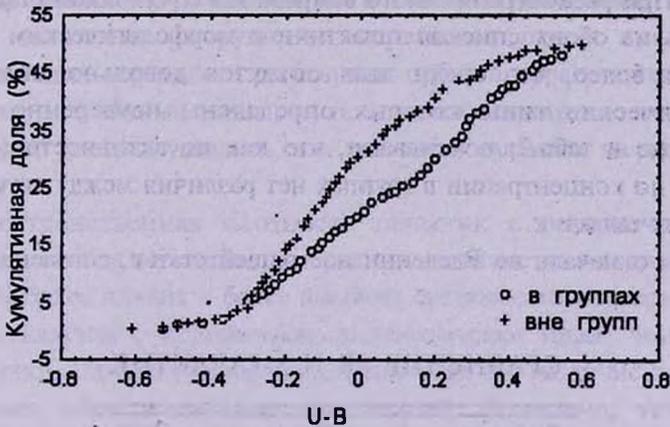
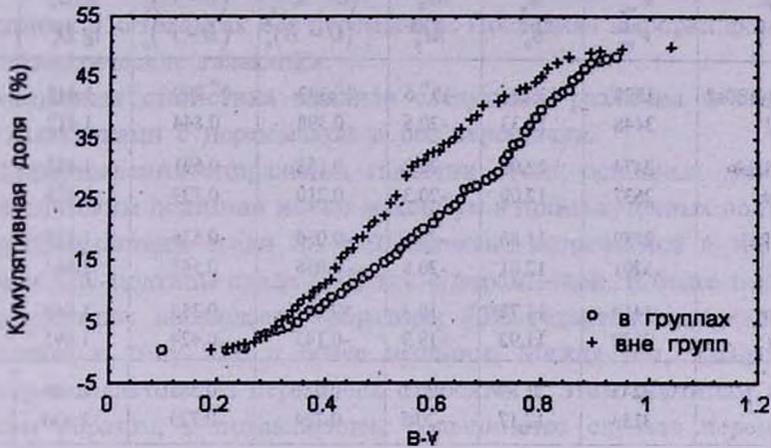


Рис.4. Кумулятивная доля галактик с перемычкой в группах и вне них в зависимости от  $U - V$  и  $B - V$ .

различия между двумя типами галактик. Галактики без перемычки находятся в среднем в 1.4 раза дальше, чем галактики с перемычкой. Соответственно по видимым звездным величинам галактики без перемычки слабее SB-галактик. Однако по светимости они в среднем на  $0^m.4$  ярче SB-галактик. Во всех морфологических подтипах SB-галактики систематически голубее галактик без перемычки. По сплюснутости выборки почти не отличаются друг от друга.

Представляет особый интерес сравнение двух типов спиральных галактик с точки зрения их активности и принадлежности к системам

### НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЛАКТИК С ПЕРЕМЫЧКОЙ И БЕЗ ПЕРЕМЫЧКИ

Морф. тип	$V_{vc}^{SB}$	$B_0^{SB}$	$M_0^{SB}$	$(U-B)_0^{SB}$	$(B-V)_0^{SB}$	$lg D_0^{SB}$	$lg R_{25}^{SB}$
	$V_{vc}^S$	$B_0^S$	$M_0^S$	$(U-B)_0^S$	$(B-V)_0^S$	$lg D_0^S$	$lg R_{25}^S$
E/SB0-SB0a?	1898	12 <sup>m</sup> .14	-19 <sup>m</sup> .6	0 <sup>m</sup> .343	0 <sup>m</sup> .799	1.448	0.204
E-S0a?	3448	12.33	-20.5	0.398	0.844	1.412	0.143
SB0a-SBab	2474	12.04	-20.2	0.158	0.691	1.458	0.215
S0a-Sab	2637	12.09	-20.3	0.210	0.739	1.423	0.272
SBb-SBc?	2739	11.86	-20.6	-0.056	0.536	1.477	0.225
Sb-Sc?	3201	12.01	-20.8	-0.056	0.547	1.443	0.238
SBc-Irr	1419	11.71	-19.3	-0.241	0.383	1.548	0.241
Sc-Sm	2150	11.92	-19.9	-0.143	0.424	1.495	0.307
Средн.	2245	11.89	-20.1	0.021	0.583	1.488	0.225
	3133	12.17	-20.5	0.224	0.729	1.430	0.204

галактик. При рассмотрении этого вопроса мы сочли более оправданным исключить из обоих списков галактики с морфологическим индексом  $T < 0$ , тем более, что среди этих объектов довольно много таких, морфологические типы которых определены неуверенно. Данные, приведенные в табл.3, показывают, что как по активности (см. также [5]), так и по концентрации в группах нет различия между двумя типами спиральных галактик.

Как мы отмечали во Введении настоящей статьи, согласно Фриману

Таблица 3

### СРАВНЕНИЕ SB И S-ГАЛАКТИК

Выборка галактик	Число SB-галактик	Число S-галактик
Спиральные	603	231
AGN	35	13
	6%	6%
Члены групп	299	116
	50%	50%

[1], имеется избыток SB-галактик в двойных галактиках и небольших группах. Однако автор не уточняет, по сравнению с чем этот избыток.

Отметим, что включение в статистику исключенных из рассмотрения галактик с  $T < 0$  почти не меняет полученных результатов.

4. *Обсуждение.* В настоящей статье мы ставили цель путем сравнения полных выборок SB и SA галактик выявить влияние перемычек на наблюдаемые свойства спиральных галактик. Для этого был составлен каталог 690 галактик с перемычкой типов SB и SAB, являющийся полной выборкой до  $13^m.5$ . До этой же величины является полным составленный нами список 456 галактик без перемычки. Последняя выборка включает также эллиптические галактики.

Проведенная статистика выявила следующие различия и сходства между галактиками с перемычкой и без перемычки.

а) Распределения спиральных галактик обоих основных типов по морфологическим подтипам имеют максимум в промежуточных подтипах. Однако S0-галактики среди SA + S0 галактик встречаются в три раза чаще, чем SB0-подтипы среди галактик с перемычкой. В более поздних, чем bc подтипах наблюдается обратное: 70% галактик с перемычкой принадлежат к типу SBb и более поздним. Между тем, только 45% спиральных галактик без перемычек относятся к этим подтипам.

Таким образом, в подавляющем большинстве случаев перемычки встречаются в промежуточных и более поздних типах дисковых галактик. Существует мнение [1], что линзы в обычных спиральных галактиках, возможно, являются остатками разрушения перемычек путем превращения поддерживающих перемычки регулярных орбит в иррегулярные орбиты. Означает ли полученный нами результат, что большинство перемычек в ранних типах уже разрушилось, т.е. эти типы галактик являются более старыми?

б) Пространственная плотность галактик с перемычкой и без перемычки почти та же самая при средних светимостях в интервале  $-18.5$   $+$   $-19.5$ . При более низких и более высоких светимостях пространственная плотность галактик с перемычкой систематически ниже, чем галактик без перемычки. Однако при низких светимостях это различие не значимо, в противовес области высоких светимостей. Возможно, что в ярких галактиках типа SAB слабые внутренние перемычки теряются в ярких центральных частях и при классификации не обнаруживаются.

в) Распределение по морфологическим типам одинаково для галактик с перемычкой, входящих и не входящих в группы. Это говорит о том, что окружение не влияет на морфологию галактик с перемычкой. Однако это же окружение, по полученным нами данным, по всей вероятности, влияет на спектральный состав этих галактик: SB-галактики, не входящие в группы, в среднем более голубые, чем входящие в группы. Это касается обоих U-V и B-V цветов. Средние значения показателей цвета приведены в табл.4. Во вторых строках указаны стандартные ошибки.

## СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЦВЕТА SB-ГАЛАКТИК

Показатели цвета	Галактики в группах	Галактики вне групп
$(U - B)_0$	$0^m.071$ $\pm 0.020$	$-0^m.032$ $\pm 0.019$
$(B - V)_0$	$0.619$ $\pm 0.014$	$0.545$ $\pm 0.014$

Различия в цветах в табл.4 значимы на уровне более  $3\sigma$ . Возможно, что эти различия вызваны звездообразовательной активностью галактик с перемычкой в группах. Отметим, что для галактик без перемычки, по нашим данным, подобной картины не наблюдается.

5. *Основные результаты.* Ниже обобщаются основные результаты этой статьи.

а) Построена функция светимости галактик с перемычкой и без перемычки.

б) В подавляющем большинстве случаев перемычки встречаются в промежуточных и более поздних подтипах дисковых галактик.

в) SB-галактики, входящие в группы, в среднем более красные, чем SB-галактики, не входящие в группы. Такое различие, по всей вероятности, вызвано звездообразовательной активностью галактик с перемычкой в группах.

г) Нет существенных различий между оптическими характеристиками галактик с перемычкой и без перемычки.

д) Как по активности ядер, так и по концентрации в группах нет различия между SB и SA галактиками.

В следующей работе [18] мы покажем, что в ИК-области спектра галактики с перемычкой и без перемычки существенно отличаются друг от друга.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория, Армения

# INVESTIGATION OF BARRED GALAXIES. II. A COMPARATIVE STATISTICS OF SB AND S GALAXIES IN OPTICAL RANGE

A.T.KALLOGHLIAN, R.A.KANDALIAN

Different optical characteristics of galaxies with and without bars are compared in two complete samples compiled by authors. It is found that by several parameters and properties as for example the nuclear activity and concentration degree into groups are both types of spiral galaxies practically do not differ from each other. However the star formation apparently is more effective in barred spirals. The barred spirals are more oftenly of intermediate and late subtypes. The barred in groups are in the mean redder that that of outside of groups. The luminosity functions of galaxies with and without bars are constructed.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *K.C.Freeman*, in "Barred Galaxies", eds. R.Buta, D.A.Crocker, B.G.Elmgreen, ASP Conf. series, vol. 91, 1996.
2. *A.T.Kalloghlian*, *Astrofisica*, 38, 630, 1995.
3. *P.Martin, J.-R.Roy*, *Astrophys. J.*, 424, 599, 1994.
4. *R.Arsenault*, *Astron. Astrophys.*, 217, 66, 1989.
5. *L.C.Ho, A.V.Filippenko, W.L.W.Sargent*, in "Barred Galaxies", eds. R.Buta, D.A.Crocker, B.G.Elmgreen, ASP Conf. series, vol. 91, 1996.
6. *A.C.Phillips*, in "Barred Galaxies", eds. R.Buta, D.A.Crocker, B.G.Elmgreen, ASP Conf. series, vol. 91, 1996.
7. *T.De Jong, P.E.Clegg, B.T.Soifer et al*, *Astrophys. J.*, 278, L67, 1984.
8. *T.G.Hawarden, C.M.Mountain, S.K.Leggett, P.J.Puxley*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 221, 41, 1986.
9. *N.A.Devereux*, *Astrophys. J.*, 323, 91, 1987.
10. *G.Giuricin, L.Tamburini, F.Mardirossian, M.Mezzetti, P.Monaco*, *Astrophys. J.*, 427, 202, 1994.
11. *J.H.Huang, Q.S.Gu, H.J.Su, T.G.Hawarden, X.H.Liao, G.X.Wu*, *Astron. Astrophys.*, 313, 13, 1996.
12. *A.T.Каллоглян, Р.А.Кандалян*, *Астрофизика*, 24, 47, 1986.
13. *N.A.Devereux, E.E.Becklin, N.Scoville*, *Astrophys. J.*, 312, 529, 1987.
14. *P.B.Eskridge, R.W.Pogge*, *Astron. J.*, 101, 2056, 1991.
15. *T.Isobe, E.D.Feigelson*, *Astrophys. J. Suppl. ser.*, 79, 197, 1992.

16. *G.Giuricin, A.Biviano, M.Girardi, F.Mardirossian, M.Mezzetti, Astron. Astrophys., 275, 390, 1993.*
17. *Р.А.Кандалян, А.Т.Каллоглян, Астрофизика, 41, 5, 1998.*
18. *Р.А.Кандалян, А.Т.Каллоглян, Астрофизика, 1998 (в печати).*
19. *M.Schmidt, Astrophys. J., 151, 393, 1968.*

УДК: 524.7-7

## ОПИСАНИЕ СИНХРОКОМПТОНОВСКОГО МЕХАНИЗМА СВЕЧЕНИЯ ДЖЕТОВ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК

Д.И.НАГИРНЕР, Л.С.НИКОЛАЕВА

Поступила 20 ноября 1997

Принята к печати 1 декабря 1997

Коэффициенты синхротронного излучения и поглощения, а также комптоновского ослабления в газе ультрарелятивистских электронов с хаотическим магнитным полем представлены быстро сходящимися степенными рядами при любых показателях степенного распределения электронов по энергиям. Для функции перераспределения по частотам приводятся точное и приближенное выражения. Результаты будут использованы для расчета свечения джетов активных ядер галактик.

1. *Введение.* Для объяснения явления джетов активных ядер галактик (АЯГ) и, в частности, их свечения было предложено несколько моделей (см., например, статью [1], книгу [2] и обзоры [3,4]). Наиболее предпочтительной является модель струи. При расчете свечения джета, струю, которая его моделирует, можно разбить на отдельные сгустки и представить их однородными плоскими слоями или шарами.

Вещество сгустка представляет собой однородную полностью ионизованную плазму со сравнительно слабым (не квантующим, так что электроны можно считать свободными) магнитным полем с хаотическим распределением по направлениям. Электроны плазмы, как обычно принимается в подобных моделях, считаются ультрарелятивистскими со степенным распределением по энергиям.

Электроны сгустка излучают синхротронное излучение, являющееся первичным источником фотонов. Низкочастотные синхротронные фотоны испытывают комптоновское рассеяние на тех же релятивистских электронах, которые их породили. В результате фотоны набирают энергию и переходят в более жесткие диапазоны частот (так называемый синхрокмптоновский механизм).

Таким образом, в уравнении переноса излучения в джете должны учитываться следующие процессы: синхротронное излучение и поглощение, а также комптоновское рассеяние электронами со степенным спектром. Не учитывается вынужденное рассеяние ввиду его малой роли, однако принято во внимание вынужденное синхротронное излучение,

что не нарушает линейности задачи.

Хаотичность магнитного поля означает, что все направления поля, которое, как мы считаем, имеет одну и ту же величину напряженности во всем сгустке, равновероятны, т.е. масштаб изотропизации магнитного поля считается меньше как размеров сгустка, так и масштаба углового усреднения наблюдателя. Это предположение требует пояснений.

Обычно при описании синхротронного излучения сначала находят мощность излучения электронов под определенным углом к магнитному полю. Вычисляется полная мощность излучения, что оправдывается тем, что почти все оно идет в узком конусе вблизи направления движения электрона [6,7]. При приложениях к астрофизическим объектам производится усреднение по направлениям поля вдоль луча зрения (см., например, [7]). При этом информация о поляризации пропадает. В нашей работе мы не рассчитываем поляризацию и принимаем, что хаотический характер поля имеет не только вдоль луча зрения, но и в пределах углового разрешения наблюдателя.

Тогда с самого начала можно считать, что все направления поля равновероятны в любом макроскопическом объеме и электронный газ в этом объеме излучает во все стороны одинаково.

Принятое приближение оправдывается тем, что хотя в настоящее время имеются наблюдения излучения АЯГ практически во всех диапазонах, с большим угловым разрешением джеты наблюдаются только в радиодиапазоне. В видимой области миллисекундное разрешение джетов недоступно и они явно обнаружены только у небольшого числа галактик [8]. Поляризация их излучения невелика.

Обычно при расчете синхрокомптоновского излучения ограничиваются однократным рассеянием, считая светящийся объект оптически тонким [9]. Однако каждое рассеяние перебрасывает фотон в более жесткую область спектра и поэтому даже малый вклад повторных рассеяний необходимо принимать во внимание. Работ, учитывающих многократное рассеяние, немного.

При расчете многократных рассеяний важно уметь вычислять коэффициенты поглощения и излучения достаточно быстро. Поэтому здесь после введения обозначений и записи уравнения переноса излучения будут получены удобные представления коэффициентов синхротронного поглощения и излучения, а также комптоновского ослабления в виде быстро сходящихся рядов. Тем самым будет определена правая часть уравнения переноса, то есть коэффициенты поглощения и излучения. На этом этапе геометрия сгустков не является существенной.

Введем основные величины, описывающие электронный и фотонный газы.

2. *Описание электронов и фотонов.* Обозначим импульс электрона в произвольной системе отсчета через  $\bar{p}$ . Его энергия  $\mathcal{E} = \sqrt{m^2 c^4 + c^2 \bar{p}^2}$ . В дальнейшем будут использоваться безразмерные величины: импульс  $\bar{z} = \bar{p}/mc$  и энергия  $\gamma = \mathcal{E}/mc^2$ . Ясно, что  $\gamma = \sqrt{1 + z^2}$ .

Свяжем с электронным газом систему координат  $E$  (сопутствующую), в которой средний импульс электронов равен нулю. Все конкретные расчеты будем производить в системе  $E$ . Концентрацию электронов в системе  $E$  обозначим  $n_e$ , а инвариантную функцию распределения электронов по энергиям через  $N(\gamma)$ . Последняя в сопутствующей системе нормирована следующим образом:

$$4\pi \int_0^{\infty} z^2 N(\gamma) dz = 1. \quad (1)$$

Будем считать, что  $N(\gamma) = C\gamma^{-\alpha}$ ,  $\gamma_m \leq \gamma \leq \gamma_M$ ,  $\gamma_m \gg 1$ . При такой нижней границе распределения величины  $z$  и  $\gamma$  одного порядка  $\gamma \sim z$  и условие (1) упрощается. Если  $\gamma_M = \infty$ , как часто принимается для согласования с наблюдениями, то должно быть  $\alpha > 3$ . Поэтому для всех случаев запишем  $C$  в виде

$$C = \frac{1}{4\pi} \frac{\alpha - 3}{1/\gamma_m^{\alpha-3} - 1/\gamma_M^{\alpha-3}}. \quad (2)$$

Представим импульс фотона в системе  $E$  произведением  $mcx\bar{\omega}$ , то есть в этой системе фотон характеризуется безразмерной частотой  $x = h\nu/mc^2$  и единичным вектором направления движения  $\bar{\omega}$  ( $|\bar{\omega}| = 1$ ).

Распределение фотонов по импульсам описываем средними числами заполнения фотонных состояний  $n$ . Эти величины связаны с интенсивностью соотношением  $I_\nu = (2h\nu^3/c^2)n$ .

3. *Уравнение переноса.* Можно считать, что время установления лучистого равновесия меньше, чем характерное время изменения оптических свойств сгустков, и рассматривать стационарную задачу. Стационарное уравнение переноса излучения, определяющее средние числа заполнения фотонных состояний, имеет обычный вид

$$\frac{dn}{dl} = -\beta(x)n(\tau, \eta, x) + B(x) + S(\tau, \eta, x), \quad (3)$$

где слева стоит оператор дифференцирования по оптическому пути  $l$

вдоль луча, то есть расстоянию, измеренному в единицах  $1/n_e\sigma_0$ , где  $\sigma_0$  - томсоновское сечение. Через  $\tau$  обозначено оптическое расстояние (оптическая глубина в слое или оптическое расстояние от поверхности шара по радиусу), а через  $\eta$  - косинус угла между направлением возрастания  $\tau$  и направлением луча распространения излучения. Вследствие плоской или сферической симметрии задачи средние числа заполнения от других геометрических величин не зависят. Далее,

$$\beta(x) = \bar{\sigma}_0(x) + \alpha(x) \quad (4)$$

профиль поглощения, включающий ослабление излучения вследствие комптоновского рассеяния и синхротронного поглощения;  $B(x)$  - излучательная способность вещества, соответствующая синхротронному механизму. Наконец, величина, играющая роль функции источников по отношению к рассеянию, задается формулой (см. [10])

$$S(\tau, \eta, x) = \frac{1}{x} \int x_1 dx_1 d^2 \omega_1 R(x, x_1, \mu) n(\tau, \eta_1, x_1). \quad (5)$$

Здесь  $\mu$  - косинус угла рассеяния, а  $R(x, x_1, \mu)$  - функция перераспределения (ФП) излучения по частотам и направлениям при комптоновском рассеянии.

Далее получим выражения для коэффициентов  $B(x)$ ,  $\alpha(x)$  в принятом приближении, а затем разложения в ряды этих коэффициентов и  $\bar{\sigma}_0(x)$  для степенного распределения электронов по энергиям. Будут приведены также точное и приближенное выражения для ФП.

**4. Полное синхротронное излучение.** Источником синхротронного излучения являются электроны, движущиеся в однородном и стационарном магнитном поле  $H$  по спиралям. Полю  $H$  соответствует циклотронная частота  $\omega_* = eH/mc$ . Вектор скорости каждого электрона состоит из двух ортогональных составляющих:  $\vec{v}_1$  и  $\vec{v}_2$ . Первая направлена параллельно магнитному полю, вторая - перпендикулярно. Тогда вектор импульса можно представить в виде  $\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = mc \gamma (\vec{v}_1 + \vec{v}_2)$ .

Пусть  $t$  - время в системе координат  $E$ , а  $t_*$  - собственное время электрона. Они связаны соотношением:  $t = \gamma t_*$ . Обозначим радиус витка спирали электрона через  $R$ . Тогда перпендикулярная составляющая вектора скорости равна  $v_2 = R \omega$ , где  $\omega$  - частота вращения электрона (или гирочастота):  $\omega = \omega_*/\gamma$ . Отсюда

$$p_2 = m v_2 \gamma = m R \omega \gamma = m R_* \omega_* \quad (6)$$

Ускорение имеет только перпендикулярную составляющую

$$w = v_1 \omega = R_0 \omega^2 = \frac{R_0 \omega_0^2}{\gamma^2}. \quad (7)$$

Исключим  $R_0$  из формулы (7), подставив ее значение из (6):

$$w = \frac{p_1 \omega_0}{m \gamma^2}. \quad (8)$$

Согласно классической формуле Лармора [11] полная мощность излучения во все стороны движущегося по окружности электрона равна  $(2/3)(e^2/c^3)\gamma^4 w^2$ . Таким образом, полное излучение пропорционально квадрату проекции электрона на плоскость, перпендикулярную локальному магнитному полю. При сделанном нами предположении, что функция распределения электронов зависит только от энергии, то есть от  $p^2$ , можно усреднить по проекциям импульса при заданной его величине. Обозначим угол между импульсом и магнитным полем через  $\chi$ . Тогда  $p_1 = p \sin \chi$ , а так как  $\overline{\sin^2 \chi} = 2/3$ , то  $\overline{p_1^2} = (2/3)m^2 c^2 z^2 - (2/3)m^2 c^2 \gamma^2$ , а полная мощность  $4\pi \varepsilon = (4/9)(e^2/c)\omega_0^2 \gamma^2$ , откуда интегральный коэффициент излучения одного электрона

$$\varepsilon = \frac{1}{9\pi} \frac{e^2}{c} \omega_0^2 \gamma^2. \quad (9)$$

Теперь опишем спектр синхротронного излучения.

5. *Синхротронный спектр.* Полная монохроматическая интенсивность синхротронного излучения пропорциональна функции [11]

$$f(y) = \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} y \int_y^\infty K_{5/3}(x) dx, \quad (10)$$

где  $y = v/v_c$ ,  $v_c = (3/2)\omega_0 \gamma^2 / (2\pi)$ ,  $K_{5/3}(x)$  - функция Макдональда. Функция  $f(y)$  нормирована так, что интеграл от нее по всем  $y$  равен 1. Тогда спектральный коэффициент излучения электрона с энергией  $\gamma$

$$\varepsilon_v(\gamma) = \varepsilon f\left(\frac{v}{v_c}\right) \frac{1}{v_c}. \quad (11)$$

Коэффициент синхротронного излучения, усредненный по принятому распределению электронов с учетом того, что  $z \sim \gamma$ , принимает вид

$$\varepsilon_v = \int_{\gamma_m}^{\gamma_M} \varepsilon_v(\gamma) 4\pi z \gamma N(\gamma) n_e d\gamma = C n_e \int_{\gamma_m}^{\gamma_M} \varepsilon_v(\gamma) \gamma^{2-\alpha} d\gamma. \quad (12)$$

Обезразмерим наши соотношения. Безразмерный коэффициент синхротронного излучения

$$B(x) = \frac{\varepsilon_v}{2h\nu^3\sigma_0 n_e/c^2} = \frac{\pi}{18} C \left(\frac{3}{2}\right)^{(\alpha-3)/2} \frac{1}{\alpha_0} x_*^{(\alpha-1)/2} x_*^{-(\alpha+3)/2} \int_{y_m}^{y_M} f(y) y^{(\alpha-5)/2} dy. \quad (13)$$

Здесь  $\alpha_0 = e^2/\hbar c$  - постоянная тонкой структуры,  $x_* = \hbar\omega_*/mc^2$  - безразмерная циклотронная частота, пределы интегрирования:  $y_M = (2/3)x/x_*\gamma_m^2$ ,  $y_m = (2/3)x/x_*\gamma_M^2$ . Заметим, что выражение (13) отличается от получающегося для этой величины из приведенной в [7] формулы для коэффициента излучения при  $\gamma_m = 0$  и  $\gamma_M = \infty$ , как там принято, на численный множитель порядка 1, зависящий от показателя  $\alpha$ .

Теперь обратимся к часто не учитываемому синхротронному поглощению.

6. *Коэффициент синхротронного поглощения.* Он связан с найденным коэффициентом излучения. Для вывода соотношения между коэффициентами рассмотрим, как это обычно делается (см., например, [12,6]), состояние термодинамического равновесия. В этом случае выполняется условие детального баланса. Для синхротронного излучения это условие имеет вид

$$-\varkappa_0(x)n + B(x)(1+n) = 0, \quad (14)$$

где  $\varkappa_0(x)$  определяется только процессом поглощения. Множитель  $1+n$  учитывает вынужденное излучение.

Безразмерный коэффициент излучения при произвольном изотропном распределении электронов по энергиям представим в виде интеграла по этому распределению:

$$B(x) = 4\pi \int_{1+x}^{\infty} N(\gamma) B(x, \gamma) z \gamma d\gamma, \quad B(x, \gamma) = \frac{c^2}{2\hbar\nu^3\sigma_0} \varepsilon_v(\gamma). \quad (15)$$

Условие  $\gamma \geq 1+x$ , накладываемое на  $\gamma$ , означает, что только с такими энергиями электроны могут излучить фотон с частотой  $x$ . Запишем и коэффициент поглощения в таком же виде:

$$\varkappa_0(x) = 4\pi \int_1^{\infty} N(\gamma') \varkappa(x, \gamma') z' \gamma' d\gamma', \quad (16)$$

где  $\gamma' = \gamma - x$ ,  $\gamma$  и  $\gamma'$  - энергии электрона до и после излучения фотона с частотой  $x$  соответственно. Тогда

$$B(x) = 4\pi \int_1^{\infty} N(\gamma' + x) B(x, \gamma' + x) \sqrt{(\gamma' + x)^2 - 1} (\gamma' + x) d\gamma'. \quad (17)$$

Подставив полученные соотношения в (14), записав результат без штрихов и опустив интеграл, получим соотношение

$$N(\gamma + x) B(x, \gamma + x) \sqrt{(\gamma + x)^2 - 1} (\gamma + x) (1 + n) - N(\gamma) \alpha(x, \gamma) z \gamma n = 0. \quad (18)$$

При термодинамическом равновесии среднее число заполнения определяется формулой Планка:

$$n = \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1} = \frac{1}{e^{xy} - 1}, \quad (19)$$

где  $x = h\nu/mc^2$  и  $y = mc^2/k_B T$ . В свою очередь электроны при термодинамическом равновесии распределены по энергиям согласно релятивистскому закону Максвелла (см. [13], стр. 140), при котором

$$N(\gamma) \propto e^{-\gamma y}, \quad N(\gamma + x) \propto e^{-(\gamma+x)y}. \quad (20)$$

Согласно (19) и (20)

$$N(\gamma + x)(1 + n) \sim \frac{e^{-\gamma y}}{e^{xy} - 1}, \quad N(\gamma)n \sim \frac{e^{-\gamma y}}{e^{xy} - 1}. \quad (21)$$

Подставляя (21) в (18), находим

$$\alpha(x, \gamma) = \frac{\gamma + x}{\gamma} \frac{\sqrt{(\gamma + x)^2 - 1}}{z} B(x, \gamma + x). \quad (22)$$

Несмотря на то, что это соотношение было получено при рассмотрении термодинамического равновесия, оно справедливо вообще. Это обстоятельство отражается в том, что в (22) не входит температура.

Возвратимся к степенному распределению. Найдём разность между  $\alpha_0(x)$  и  $B(x)$ , которая согласно (14) и представляет профиль коэффициента поглощения, исправленного за вынужденное излучение. Учтя, что  $x \ll \gamma$ , получим

$$\begin{aligned} \alpha(x) &= \alpha_0(x) - B(x) = -4\pi \int_1^{\infty} d\gamma \sqrt{(\gamma + x)^2 - 1} (\gamma + x) B(x, \gamma + x) \times \\ &\times [N(\gamma + x) - N(\gamma)] \approx -4\pi x \int_{\gamma_m}^{\gamma_M} \gamma^2 B(x, \gamma) N'(\gamma) d\gamma. \end{aligned} \quad (23)$$

Так как  $N(\gamma) = C\gamma^{-\alpha}$ , то  $N'(\gamma) = -C\alpha\gamma^{-\alpha-1}$  и

$$\varkappa(x) = \frac{\pi}{18} C\left(\frac{3}{2}\right)^{(\alpha-2)/2} \frac{\alpha}{\alpha_0} x_0^{\alpha/2} x^{-(\alpha+2)/2} \int_{y_m}^{y_M} f(y) y^{(\alpha-4)/2} dy. \quad (24)$$

7. *Вычисление  $\varkappa(x)$  и  $B(x)$ .* Дадим способ вычисления интегралов, входящих в выражения (24) для  $\varkappa(x)$  и (13) для  $B(x)$ . Введем обозначение

$$F_{\delta}(y) = \int_y^{\infty} (y')^{(\delta-2)} f(y') dy'. \quad (25)$$

Подставляя в (25) выражение (10) для  $f(y)$  и меняя порядок интегрирования, получаем

$$F_{\delta}(y) = \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} \int_y^{\infty} (y')^{\delta-1} dy' \int_{y'}^{\infty} K_{5/3}(x) dx = \frac{1}{\delta} \left[ \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} \int_y^{\infty} x^{\delta} K_{5/3}(x) dx - y^{\delta-1} f(y) \right], \quad (26)$$

Таким образом, необходимо вычислять три интеграла:

$$f_{\delta}(y) = \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} \int_y^{\infty} x^{\delta} K_{5/3}(x) dx, \quad (27)$$

где  $\delta = 0, (\alpha - 1)/2$  или  $\alpha/2$ . При этом  $f(y) = yf_0(y)$ .

При малых  $y$  интегралы раскладываются в ряды:

$$f_{\delta}(y) = \frac{9}{8} \left\{ \frac{\sqrt{3}}{\pi} 2^{\delta-1} \Gamma\left(\frac{\delta}{2} + \frac{4}{3}\right) \Gamma\left(\frac{\delta}{2} - \frac{1}{3}\right) + y^{\delta} \times \right. \\ \left. \times \left[ \left(\frac{y}{2}\right)^{-2/3} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(y/2)^{2n}}{n! \Gamma(n - 2/3) (\delta/2 + n - 1/3)} - \left(\frac{y}{2}\right)^{8/3} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(y/2)^{2n}}{n! \Gamma(n + 8/3) (\delta/2 + n + 4/3)} \right] \right\}. \quad (28)$$

Разложение проверяется дифференцированием по  $y$ , в результате чего получается разложение функции Макдональда (см. формулы 8.485 и 8.445 из [14]). Свободное слагаемое находим с помощью интеграла согласно формуле 6.561.16 из [14], которая верна при  $\delta > 2/3$ . Однако при  $y > 0$  разложение в ряд выполняется и при других  $\delta$  по принципу аналитического продолжения.

При больших  $y$  интегралы представляются асимптотическими разложениями. Для их получения подставим в (27) асимптотику функции Макдональда, определяемую формулой 8.451.6 из [14]. Для индекса  $5/3$  находим

$$f_{\delta}(y) = \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} \int_y^{\infty} x^{\delta} \sqrt{\frac{\pi}{2x}} e^{-x} dx \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\Gamma(13/6 + n)}{2^n n! \Gamma(13/6 - n)} \frac{1}{x^m}. \quad (29)$$

Сделаем замену переменной  $x = y + t$ , вынесем из скобки в знаменателе  $y$  и разложим  $(1 + t/y)^{m+1/2-\delta}$  в ряд по степеням  $(t/y)^k$ , считая  $y \gg 1$ . Затем введем новую переменную суммирования  $n = m + k$ , изменим порядок суммирования и в результате получим

$$f_{\delta}(y) = \frac{9}{8} \sqrt{\frac{3}{2\pi}} e^{-y} y^{\delta-1/2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{y^n} \sum_{m=0}^n \prod_{j=m+1}^n \left( j - \frac{1}{2} - \delta \right) \prod_{k=1}^m \left[ \frac{(k-1/2)^2 - 25/9}{2k} \right]. \quad (30)$$

При  $y \leq 10$  функции  $f_i(y)$  вычислялись через разложения в ряды, при  $y \geq 18$  - по асимптотикам. В промежутке (10,18) они вычислялись с помощью интерполирования по таблицам, полученным путем численного неопределенного интегрирования от  $y = 18$  к  $y = 10$ . Значения функций, найденные численным интегрированием, при  $y = 10$  совпадали с вычисляемыми через ряды с точностью в пять значащих цифр.

На рис. 1 и 2 представлены графики функций  $f_i(y)$  и  $F_i(y)$  при различных значениях  $\delta$ .

Итак, мы имеем процедуру для вычисления коэффициентов излучения и поглощения синхротронного механизма. Займемся комптоновским рассеянием.

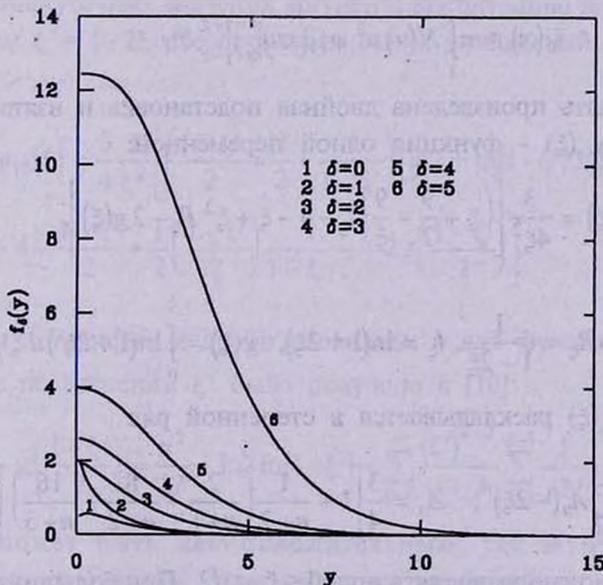


Рис.1. Функция  $f_i(y)$  при различных значениях  $\delta$ .

**8. Комптоновское ослабление.** При рассеянии фотоны изменяют свой импульс, так что и рассеяние, как известно, ослабляет первоначальный пучок излучения.

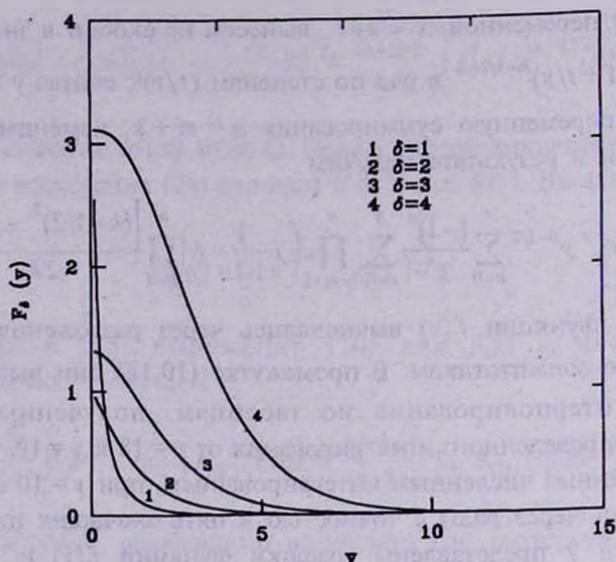


Рис.2. Функция  $F_1(y)$  при различных значениях  $\delta$ .

Получим выражения для профиля коэффициента ослабления излучения вдоль луча, то есть коэффициент поглощения в единицах  $n_e \sigma_0$ . В работе [10] получена формула для профиля коэффициента ослабления

$$\bar{\sigma}_0(x) = \pi \int_1^{\infty} N(\gamma) u^2 \psi_{10}(xu) \Big|_{u=\gamma-z}^{u=\gamma+z} d\gamma. \quad (31)$$

Здесь должна быть произведена двойная подстановка и взята разность результатов, а  $\psi_{10}(\xi)$  - функция одной переменной:

$$\psi_{10}(\xi) = \frac{3}{4\xi^2} \left[ \left( \xi + \frac{9}{2} + \frac{9}{\xi} \right) l_\xi - 4 - \xi + \xi^2 R_\xi - 2g(\xi) \right], \quad (32)$$

где обозначено  $R_\xi = \frac{1}{1+2\xi}$ ,  $l_\xi = \ln(1+2\xi)$ ,  $g(\xi) = \int_0^\xi \ln(1+2\xi') d\xi'/\xi'$ .

Функция  $\psi_{10}(\xi)$  раскладывается в степенной ряд

$$\psi_{10}(\xi) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n (-2\xi)^n, \quad A_n = \frac{3}{4} \left[ 1 + \frac{1}{n+2} \left( \frac{2}{n+1} + \frac{8}{n+2} - \frac{16}{n+3} \right) \right], \quad (33)$$

по которому ее можно вычислять при  $0 \leq \xi < 1/2$ . При больших значениях аргумента можно получить разложение, которое содержит логарифмические слагаемые вне суммы. Сначала представим эту функцию так:

$$\psi_{10}(\xi) = \frac{3}{4} \frac{1}{\xi^2} \left[ \left( \xi + \frac{9}{2} + \frac{2}{\xi} \right) \ln(2\xi) + \left( \xi + \frac{9}{2} + \frac{2}{\xi} \right) \ln \left( 1 + \frac{1}{2\xi} \right) - \right. \\ \left. - 4 - \xi + \frac{\xi}{2} \frac{1}{1 + 1/(2\xi)} - \frac{\pi^2}{3} - \ln^2(2\xi) + 2g \left( \frac{1}{2\xi} \right) \right]. \quad (34)$$

Логарифм, дробь и функция  $g$  раскладываются при  $\xi > 1/2$  по степеням  $1/2\xi$ . В частности,

$$g \left( \frac{1}{2\xi} \right) = \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \frac{1}{n^2} \frac{1}{(2\xi)^n}. \quad (35)$$

Окончательное разложение имеет вид

$$\psi_{10}(\xi) = \frac{3}{4} \frac{1}{\xi^2} \left[ \left( \xi + \frac{9}{2} + \frac{2}{\xi} \right) \ln(2\xi) - \ln^2(2\xi) - \frac{\xi}{2} - \frac{15}{4} - \frac{\pi^2}{3} + \frac{13}{4} \frac{1}{\xi} \right] + \\ + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(2\xi)^{n+4}} B_n, \quad (36)$$

где  $B_n = -A_{4-n}$ .

Для промежуточных значений аргумента эту функцию можно разложить по степеням  $\xi' = 1 - 2\xi$ . Не производя самих разложений, представим ее в виде

$$\psi_{10}(\xi) = \frac{3}{4} \frac{1}{\xi^2} \left[ \left( \frac{1-\xi'}{2} + \frac{9}{2} + \frac{4}{1-\xi'} \right) [\ln 2 + \ln(1-\xi'/2)] - \right. \\ \left. - 4 - \frac{1-\xi'}{2} + \frac{1}{2} \left( \frac{1-\xi'}{2} \right) \frac{1}{1-\xi'/2} - 2g \left( \frac{1-\xi'}{2} \right) \right]. \quad (37)$$

Разложения логарифма и дроби очевидны, а для функции  $g(1/2 - \xi'/2)$  разложение по степеням  $\xi'$  было получено в [10]:

$$g \left( \frac{1-\xi'}{2} \right) = \frac{\pi^2}{12} + \ln 2 \ln(1-\xi') + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(\xi')^{k+2}}{k+2} \sum_{j=1}^{k+1} \frac{1}{j 2^j}. \quad (38)$$

Здесь  $\xi'$  может быть как положительным, так и отрицательным. Приведенные разложения охватывают все необходимые случаи.

Теперь обратимся к степенному распределению по энергиям. Для него с учетом принятых приближений формула для профиля коэффициента ослабления (31) переписывается в виде

$$\bar{s}_0(x) = 4\pi C \int_{\gamma_m}^{\gamma_M} \gamma^{2-\alpha} \psi_{10}(2x\gamma) d\gamma. \quad (39)$$

В этой формуле учтен только верхний предел формулы (31)  $u = \gamma + z$ , так как на нижнем  $x(\gamma - z) = x/(\gamma + z) - x/2\gamma \ll 1$ . После замены переменной  $u = 2x\gamma$  находим

$$\bar{s}_0(x) = \frac{4\pi C}{(2x)^{3-\alpha}} \int_{2x\gamma_m}^{2x\gamma_M} u^{2-\alpha} \psi_{10}(u) du = \frac{4\pi C}{(2x)^{3-\alpha}} [S_\alpha(2x\gamma_M) - S_\alpha(2x\gamma_m)]. \quad (40)$$

Так как нам нужны только разности функции  $S_\alpha$ , то определить ее можно формулой, пригодной при любых значениях ее аргумента:

$$S_\alpha(x) = \int_x^{1/2} \xi^{2-\alpha} \psi_{10}(\xi) d\xi. \quad (41)$$

Таким образом, дело свелось к вычислению одной функции, зависящей от одного параметра. Для нее получим разложения, аналогичные разложениям функции  $\psi_{10}$ . Рассмотрим те же три случая значений аргументов, назвав их соответственно малыми, большими и средними.

9. *Малые аргументы.* Подставив в (41) разложение (33), проинтегрируем формально по  $\xi$  и результат представим в виде разности

$$S_\alpha(x) = S_\alpha^-(x) - S_\alpha^-(1/2), \quad (42)$$

где каждое слагаемое является рядом:

$$S_\alpha^-(x) = -x^{3-\alpha} \sum_{n=0}^{\infty} (-2x)^n \frac{A_n}{n-\alpha+3}. \quad (43)$$

Вычисления по приведенному ряду осложняются тем, что при целых значениях параметра  $\alpha$ , больших 2, одно из слагаемых в ряду обращается в бесконечность. Эта трудность устраняется следующим образом. При  $\alpha = n_0 + \varepsilon$ , где целое число  $n_0 \geq 3$ , а  $|\varepsilon| < 1/2$ , не будем разделять обращающиеся в бесконечность при  $\varepsilon = 0$  слагаемые в разности (42). Представим степень  $x$ , соответствующую этим слагаемым, имеющим номер  $n = n_0 - 3$ , в виде

$$\begin{aligned} x^{3-\alpha} (2x)^{n_0-3} &= 2^{\alpha-3} (2x)^{-\varepsilon} = 2^{\alpha-3} e^{-\varepsilon \ln(2x)} = \\ &= 2^{\alpha-3} [1 - \varepsilon \ln(2x) \operatorname{dex}(-\varepsilon \ln(2x), 1)], \end{aligned} \quad (44)$$

где остаток экспоненциального ряда

$$\text{dex}(x, n) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{x^m}{(m+n)!}, \quad e^x = \sum_{m=0}^{n-1} \frac{x^m}{m!} + x^n \text{dex}(x, n). \quad (45)$$

Тогда слагаемое в ряду (43) с номером  $n = n_0 - 3$  при  $\alpha = n_0 + \epsilon$  превратится в

$$(-1)^{n_0} 2^{\alpha-3} A_{n_0-3} \left[ \text{dex}(-\epsilon \ln(2x), 1) \ln(2x) - \frac{1}{\epsilon} \right]. \quad (46)$$

Здесь расходящееся при  $\epsilon \rightarrow 0$  слагаемое не зависит от  $x$ , а конечное обращается при  $x = 1/2$  в нуль. Следовательно, при вычитании в (42) остается только конечное слагаемое, а расходящиеся сокращаются. Поэтому при вычислении ряда оставляем только это, конечное слагаемое. Точно такое рассуждение будем применять и в дальнейшем.

Итак, ряд (43) записываем в виде

$$S_{\alpha}^{-}(x) = -x^{3-\alpha} \sum_{n=0, n \neq n_0-3}^{\infty} (-2x)^n \frac{A_n}{n-\alpha+3} + 2^{\alpha-3} A_{n_0-3} \text{dex}(-\epsilon \ln(2x), 1) \ln(2x). \quad (47)$$

Если  $n_0 < 3$ , то условие  $n \neq n_0 - 3$  излишне, а дополнительное слагаемое в (47) отсутствует.

Значение ряда (43) при  $x = 1/2$  вычисляется по формуле

$$S_{\alpha}^{-}(1/2) = -2^{\alpha-3} \left[ \sum_{n=0}^{n_0-4} (-1)^n \frac{A_n}{n-\alpha+3} + \sum_{n=n_0}^{\infty} (-1)^n \frac{A_n-3/4}{n-\alpha+3} + \frac{3}{8} (-1)^{n_0} \frac{1}{1-\alpha+n_0} \sum_{n=0}^{\infty} \prod_{m=1}^n \frac{m}{2(m-\alpha+n_0)} \right], \quad (48)$$

где  $n_0 = \max(0, n_0 - 2)$ . При выводе этой формулы было использовано известное свойство гипергеометрической функции (см. [14], соотношение 9.131.1).

В случае, если  $x$  очень мал, можно перейти к пределу  $x \rightarrow 0$ . Если  $\alpha < 3$ , то интеграл  $S_{\alpha}^{-}(0)$  сходится, при выполнении противоположного неравенства - расходится. Однако в обоих случаях степени  $x$  в (40) сокращаются и получается  $\bar{S}_0(0) = 1$ , что отражает переход комптоновского рассеяния в томсоновское на малых частотах.

Случай больших значений аргумента проще по отношению к ряду, но сложнее ввиду наличия слагаемых вне суммы.

10. *Большие аргументы.* Формальное интегрирование в (41) после подстановки туда разложения (36) дает

$$S_{\alpha}(x) = S_{\alpha}^{+}(x) - S_{\alpha}^{+}(1/2), \quad (49)$$

где

$$S_{\alpha}^{+}(x) = S_A(x) + S_B(x) + S_C(x) + x^{-\alpha} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{B_n}{2^{n+4} x^{n+1} (n+\alpha+1)}. \quad (50)$$

Здесь введены обозначения

$$S_A(x) = \frac{3}{4} \frac{x^{-\alpha}}{\alpha} \left( 2 \ln(2x) + \frac{13}{4} + \frac{2}{\alpha} \right), \quad S_C(x) = \frac{3}{4} \frac{x^{2-\alpha}}{\alpha-2} \left( \ln(2x) - \frac{1}{2} + \frac{1}{\alpha-2} \right), \quad (51)$$

$$S_B(x) = \frac{3}{4} \frac{x^{1-\alpha}}{\alpha-1} \left( \frac{9}{2} \ln(2x) - \frac{15}{4} - \frac{\pi^2}{3} - \ln^2(2x) + \frac{9}{2} \frac{1}{\alpha-1} - 2 \frac{\ln(2x)}{\alpha-1} - \frac{2}{(\alpha-1)^2} \right). \quad (52)$$

При  $\alpha > 2$  вычисления можно производить непосредственно по формуле (50). При  $x=1/2$  следует только выделить недостаточно быстро убывающее слагаемое и преобразовать аналогично тому, как было преобразовано (48). В результате получится

$$S_{\alpha}^{+}(1/2) = S_A(1/2) + S_B(1/2) + S_C(1/2) + 2^{\alpha-3} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{B_n + 3/4}{n+\alpha+1} - \frac{3}{4} 2^{\alpha-4} \frac{1}{\alpha+1} \sum_{n=0}^{\infty} \prod_{m=1}^n \frac{m}{2(m+\alpha+1)}. \quad (53)$$

Слагаемые вне суммы расходятся, когда  $\alpha$  принимает значения 0, 1 и 2. В этих случаях поступаем так же, как и в предыдущем пункте. Полагаем  $\alpha = n_0 + \varepsilon$ , причем теперь  $n_0 = 0, 1, 2$ . В слагаемых  $S_A(x)$  и  $S_C(x)$  следует выделить члены до второго порядка малости по  $\varepsilon$ , а у  $S_B(x)$  - до третьего. В результате получим, что, как и выше, расходящиеся слагаемые не зависят от  $x$ , а конечные обращаются в ноль при  $x=1/2$ . Выпишем разложения, включив в них расходящиеся слагаемые, которые отбросим при вычислениях, так как они сокращаются в разности (49).

Имеем для  $|\varepsilon| < 1/2$

$$S_A(x) = \frac{3}{4} 2^{\varepsilon} \left[ \frac{2}{\varepsilon^2} + \frac{13}{4} \frac{1}{\varepsilon} + 2 \ln(2x) \left( \ln(2x)(d_2 - d_1) - \frac{13}{8} d_1 \right) \right], \quad \varepsilon = \alpha, \quad (54)$$

$$S_B(x) = \frac{3}{4} 2^{\varepsilon} \left[ -\frac{2}{\varepsilon^3} + \frac{9}{2} \frac{1}{\varepsilon^2} - \left( \frac{15}{4} + \frac{\pi^2}{3} \right) \frac{1}{\varepsilon} + 2 \ln^3(2x) \left( d_3 - d_2 + \frac{d_1}{2} \right) + \frac{9}{2} \ln^2(2x) (d_2 - d_1) + \left( \frac{15}{4} + \frac{\pi^2}{3} \right) \ln(2x) d_1 \right], \quad \varepsilon = \alpha - 1, \quad (55)$$

$$S_C(x) = \frac{3}{4} 2^\varepsilon \left[ \frac{1}{\varepsilon^2} - \frac{1}{2\varepsilon} + \ln^2(2x)(d_2 - d_1) + \ln(2x) \frac{d_1}{2} \right], \quad \varepsilon = \alpha - 2. \quad (56)$$

Здесь для краткости обозначено  $d_n = \text{dex}(-\varepsilon \ln(2x), n)$ .

Особый случай порождает значение  $\gamma_\mu = \infty$ . При таком значении верхней границы распределения электронов по энергиям интеграл  $S_\alpha(\infty)$  сходится только при  $\alpha > 2$ . Заметим, что тогда не возникает осложнений в рядах, сходящихся при  $x > 1/2$ .

Наконец, рассмотрим случай  $x$ , близких к  $1/2$ .

11. *Средние аргументы.* Здесь получаются наиболее громоздкие формулы, но не возникает осложнений со значениями параметра  $\alpha$ .

В формуле (41) сделаем замены:  $\xi = (1 - \xi')/2$ ,  $\xi' = 1 - 2\xi$  и соответственно  $x = (1 - y)/2$ ,  $y = 1 - 2x$ . Получится (штрих опущен)

$$S_\alpha\left(\frac{1-y}{2}\right) = \frac{3}{4} 2^{\alpha-1} \int_0^y (1-\xi)^{-\alpha} \left[ \left(\frac{4}{3}\right) (\xi'')^2 \psi_{10}(\xi'') \right]_{\xi''=(1-\xi)/2} d\xi, \quad (57)$$

куда вместо квадратной скобки надо подставить разложение функции  $\left[ \left(\frac{4}{3}\right) (\xi'')^2 \psi_{10}(\xi'') \right]$  из (37).

Будем считать  $|y|$  достаточно малым и разложим подинтегральную функцию по степеням  $\xi$ . Для этого перемножим ряды для входящих в (57) функций. Слагаемые с логарифмом представятся рядами вида

$$\begin{aligned} (1-\xi)^{-\beta} \ln(1-\xi/2) &= - \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\beta(\beta+1) \dots (\beta+m-1)}{m!} \xi^m \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\xi^k}{k 2^k} = \\ &= - \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\xi}{2}\right)^n \sum_{m=0}^{n-1} \frac{\beta(\beta+1) \dots (\beta+m-1)}{m!(n-m)} 2^m. \end{aligned} \quad (58)$$

Ненамного отличаются слагаемые с дробью:

$$\frac{(1-\xi)^{-\beta}}{1-\xi/2} = \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\xi}{2}\right)^n \sum_{m=0}^n \frac{\beta(\beta+1) \dots (\beta+m-1)}{m!} 2^m. \quad (59)$$

Сложнее других слагаемое, в которое входит функция  $g$ . Его представление содержит тройную сумму. Первое слагаемое в (38) дает ряд с обычными членами, второе аналогично (58), но не имеет множителями степеней 2, разложение же произведения третьего на степенной множитель в (57) по степеням  $\xi$  и приводит к тройной сумме:

$$(1-\xi)^{-\alpha} g\left(\frac{1-\xi}{2}\right) = \frac{\pi^2}{12} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha \dots (\alpha+n-1)}{n!} \xi^n - \ln 2 \sum_{n=1}^{\infty} \xi^n \sum_{m=0}^{n-1} \frac{\alpha \dots (\alpha+m-1)}{m(n-m)} + \sum_{n=2}^{\infty} \xi^n \sum_{m=0}^{n-2} \frac{\alpha \dots (\alpha+m-1)}{m(n-m)} \sum_{j=1}^{n-m-1} \frac{1}{j 2^j}. \quad (60)$$

После взятия интеграла по  $\xi$  множители  $\xi^n$  заменяются на  $y^{n+1}/(n+1)$ .

При расчетах с помощью рядов все их коэффициенты можно найти заранее, держать в массивах в памяти и свести вычисления к простому суммированию степенных рядов.

Заметим, что все интегралы и ряды, рассмотренные в этом разделе, являются частными случаями гипергеометрической функции Гаусса. Однако их специфика такова, что проще рассматривать непосредственно сами ряды, не обращаясь к обозначениям указанной функции.

Рис.3 дает представление о поведении функций  $S_{\alpha}(x)$ .

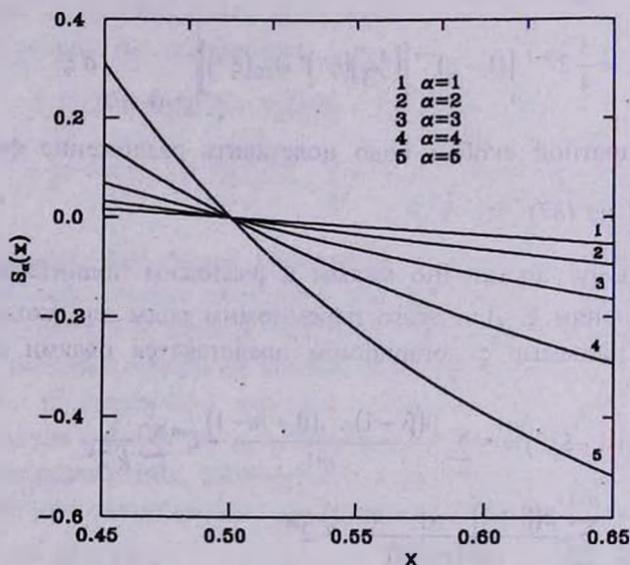


Рис.3. Функция  $S_{\alpha}(x)$  при различных значениях  $\alpha$ .

Теперь рассмотрим часть функции источников, определяемую рассеянием.

12. *Комптоновское рассеяние.* Входящая в интеграл (5), описывающий этот процесс, функция перераспределения (ФП) интенсивности  $R(x, x_1, \mu)$  зависит от частот фотона  $x_1$  и  $x$  — до и после рассеяния, а также от косинуса угла рассеяния  $\mu$ . Согласно [10] она получается усреднением по энергиям электронов ФП при рассеянии на

электронах с фиксированной энергией

$$R(x, x_1, \mu, \gamma) = \frac{2}{Q} + \frac{q^2 - 2q - 2\left(\frac{1}{a} - \frac{1}{a_1}\right)}{q^2} + \frac{1}{q^2} \left[ \frac{(x+x_1)\gamma + x(x_1\mu - x)}{a^3} + \frac{(x+x_1)\gamma + x_1(x_1 - x\mu)}{a_1^3} \right], \quad (61)$$

где  $q = \chi x_1 w = \chi x_1(1 - \mu)$ ,  $Q = \sqrt{x^2 + x_1^2 - 2\chi x_1 \mu}$ , а

$$a = \sqrt{z^2 + x^2 - 2\gamma x + \frac{2}{w}}, \quad a_1 = \sqrt{z^2 + x_1^2 - 2\gamma x_1 + \frac{2}{w}}. \quad (62)$$

Для упрощения расчетов можно принять приближенное выражение для этой функции. Это выражение получается, если считать, что в системе отсчета, в которой до рассеяния электрон покоился, происходит не релеевское, а изотропное рассеяние. Как показано в [15], тогда

$$R(x, x_1, \mu, \gamma) = \frac{4}{3} \frac{1}{x Q_0}. \quad (63)$$

Здесь  $Q_0 = \sqrt{(X-1)^2 + 2(1-\mu)}$ , причем  $X = x_1/x$ , не зависит от энергии электронов. Произведение  $xR$  зависит только от отношения частот падающего и рассеянного фотонов  $X$  и от  $\mu$ . Поэтому все дальнейшие ФП выражаем через эти переменные. Численные эксперименты, произведенные Ю.Й.Поутаненом [15], показали, что (63) является хорошим приближением к ФП. Это приближение используется им при расчетах рассеяния [16].

Усредненная по энергиям электронов ФП

$$R(x, x_1, \mu) = \frac{3}{8} \int_{\gamma_-(x, x_1, \mu)}^{\infty} N(\gamma) d\gamma \quad R(x, x_1, \mu, \gamma) = \frac{1}{4x Q_0} \Theta(\gamma_m - \gamma_m^*) \int_{\gamma_m^*}^{\gamma_m} \gamma^{-\alpha} d\gamma, \quad (64)$$

где  $\Theta(x)$  - единичная функция скачка,  $\gamma_m^* = \max(\gamma_m, \gamma_-(x, x_1, \mu))$ , а

$$\gamma_-(x, x_1, \mu) = \frac{1}{2} \left( x - x_1 + Q \sqrt{1 + \frac{2}{\chi x_1(1-\mu)}} \right). \quad (65)$$

Уточним пределы интегрирования в (64) для рассматриваемого степенного распределения. Так как величина  $\gamma_-(x, x_1, \mu)$  сравнивается с большой величиной  $\gamma_m$ , то можно для нее принять приближенное выражение. Поскольку  $x, x_1 \ll \gamma$ , она может достигать больших значений только при малых или больших  $X$ , поэтому положим

$$\gamma.(x, x_1, \mu) \approx \frac{Q}{2} \sqrt{\frac{2}{xx_1(1-\mu)}} = \sqrt{\frac{(X-1)^2}{2Xw} + 1} \approx \frac{|X-1|}{\sqrt{2X(1-\mu)}}. \quad (66)$$

Равенство  $\gamma.(x, x_1, \mu) = \gamma \gg 1$ , где  $\gamma$  - одно из чисел  $\gamma_m$  или  $\gamma_M$ , осуществляется при  $w = 1 - \mu = (X-1)^2/2X\gamma^2$ . Так как  $\mu$  - косинус угла рассеяния, должно выполняться неравенство  $(X-1)^2/2X\gamma^2 \leq 2$ , что накладывает ограничения на значения  $X$ . Эта величина должна быть заключена между  $1/4\gamma_M^2$  и  $4\gamma_M^2$ . При этом, если  $1/4\gamma_M^2 \leq X \leq 1/4\gamma_m^2$  или  $4\gamma_m^2 \leq X \leq 4\gamma_M^2$ , то должно быть  $(X-1)^2/2X\gamma_M^2 \leq w \leq 2$ , а  $\gamma_m^* = |X-1|\sqrt{2Xw}$ . Если же  $1/\gamma_m^2 \leq x \leq 4\gamma_m^2$ , то при  $(X-1)^2/2X\gamma_M^2 \leq w \leq (X-1)^2/2X\gamma_m^2$  нижний предел  $\gamma_m^* = |X-1|\sqrt{2Xw}$ , а при  $(X-1)^2/2X\gamma_m^2 \leq w \leq 2$  этот предел  $\gamma_m^* = \gamma_m$ . Верхний предел при всех рассматриваемых  $X$  одинаков, но если оказывается, что  $\gamma_m^* > \gamma_M$ , то интеграл следует принять равным нулю.

Заметим, что при использовании упрощенной функции перераспределения надо применять соответствующее выражение для профиля поглощения. Оно имеет ту же форму (31), что и точное, но с функцией  $\psi_{10}(\xi) = [\xi - (1/2)\ln(1+2\xi)]/\xi^2$ . Разложения в ряды при малых  $\xi$  получаются из (33) и (43) при  $A_n = 2/(n+2)$  и регуляризуются точно так же, как точные. Усиление сходимости при  $x = 1/2$  не требуется. Асимптотическая функция  $S_\alpha^+(x)$  представляется в том же виде (50) с  $B_n = 2/(n+2)$  и с более простыми функциями

$$S_A(x) = -\frac{1}{4} \frac{x^{-\alpha}}{\alpha}, \quad S_B(x) = -\frac{1}{2} \frac{x^{1-\alpha}}{\alpha-1} \left( \frac{1}{\alpha-1} + \ln 2\xi \right), \quad S_C(x) = \frac{x^{2-\alpha}}{\alpha-2}, \quad (67)$$

Их регуляризация при  $\alpha$  близких к 1,2 или 3 существенно проще, чем точных.

13. *Заключение.* Таким образом, мы определили все слагаемые, входящие в уравнение переноса излучения (3). Коэффициенты синхротронного поглощения  $\kappa(x)$  и излучения  $B(x)$ , а также комптоновского ослабления  $\bar{\kappa}_0(x)$  при степенном спектре энергий ультрарелятивистских электронов представлены через функции, которые

вычисляются при помощи разложений их в ряды. Упрощено и уточнено слагаемое, описывающее рассеяние.

В следующей статье будет предложен метод решения уравнения переноса и представлены результаты для плоской и сферической геометрий сгустков джета. Предполагается также сравнение с наблюдениями и оценка правомерности модели и относительной роли механизмов излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 95-02-05004-а).

Санкт-Петербургский государственный  
университет, Россия

## A DESCRIPTION OF SYNCHRO-SELF-COMPTON MECHANISM OF RADIATION FROM ACTIVE GALACTIC NUCLEI JETS

D.I.NAGIRNER, L.S.NIKOLAEVA

Coefficients of synchrotron emission and absorption, as well of Compton extinction in ultrarelativistic electron gas are represented in the form of rapidly convergent power series. Electron gas has a power distribution in energy and contains chaotic magnetic field. For redistribution function in frequency exact and approximate expressions are given. The results will be used for calculation of radiation of active galactic jets.

### ЛИТЕРАТУРА

1. *M.C.Begelman, R.D.Blandford, M.J.Rees*, Rev. Mod. Phys., **56**, N2, 1984.
2. *В.Г.Горбачук*, Введение в физику галактик и скоплений галактик, Наука, М., 1986.
3. *M.Sikora*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **90**, 923, 1994.
4. *C.M.Urry, P.Padovani*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **107**, 803, 1995.
5. *V.N.Fedorenko, T.J.-L.Courvoisier*, Astron. Astrophys., **307**, 347, 1996.
6. *А.Пахольчик*, Радиоастрофизика, Мир, М., 1973.

7. *В.Л.Гинзбург*, Теоретическая физика и астрофизика, Наука, М., 1987.
8. *J.A.Biretta, C.P.Stern, D.F.Harris*, *Astron. J.*, **101**, 1632, 1991.
9. *J.Poutanen*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **92**, 607, 1994.
10. *Д.И.Нагирнер, Е.В.Кикец, Ю.Й.Поутанен*, *Тр. Астрон. обсерв. ЛГУ*, **43**, 28, 1991.
11. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*, Теория поля, Наука, М., 1988.
12. *В.В.Соболев*, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1985.
13. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*, Статистическая физика, Наука, М., 1995.
14. *И.С.Градштейн, И.М.Рыжик*, Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, Наука, М., 1971.
15. *J.Poutanen*, Compton Scattering of Polarized Light in Active Galactic Nuclei and X-Ray Binaries. *Observ. Astrophys. Lab., Univ. Helsinki, Report 2/1994*, Helsinki, 1994.
16. *J.Poutanen, R.Svensson*, *Astrophys. J.*, **470**, 249, 1996.

УДК: 524.35:524.8

## О МЕСТОНАХОЖДЕНИИ КВАЗАРОВ ВО ВСЕЛЕННОЙ

Г.А. АРУТЮНЯН

Поступила 10 сентября 1997

Принята к печати 25 февраля 1998

Рассматривается возможность интерпретации ряда статистических результатов по характеристикам квазаров и не имеющих последовательного объяснения с единой точки зрения. Показывается, что указанные результаты могут быть достаточно хорошо объяснены, если принимается, что некоторая часть квазаров выброшена из близлежащих галактик, а их наблюдаемое красное смещение состоит из трех компонентов: космологического, аномального и локального выброса. При этом считается, что аномальный компонент имеет максимальное значение при рождении квазара, а в дальнейшем он исчезает вследствие его эволюции.

1. *Введение.* Возможность интерпретации красного смещения квазаров недоплеровскими механизмами обсуждается достаточно давно. Немалая часть работ указанного направления была посвящена обоснованию концепции, предполагающей, что квазары являются локальными объектами, которые физически связаны с ближайшими галактиками (см. напр., [1-3]). Опорной точкой для подобной интерпретации послужило открытие активности ядер галактик в виде выброса вещества огромной массы.

Совершенно ясно, что место квазаров во Вселенной имеет исключительно важное значение как для выбора космологической модели Вселенной, так и для определения главного направления эволюции вещества. В настоящее время среди космологических моделей наиболее широко известны те, которые так или иначе связаны с идеей Большого взрыва. С другой стороны, в свете новых наблюдательных данных, основополагающая идея Большого взрыва становится все более уязвимой. Поэтому, с точки зрения анализа наблюдательного материала, сравнительно уверенными становятся стационарные или, по крайней мере, квазистационарные модели Вселенной (см. [4] и ссылки в ней).

Недавняя работа Бербиджа [5], по сути дела, посвящена закреплению фундамента модели квазистационарной Вселенной с рождением материи и, в некотором смысле, подготавливает наблюдательные данные, доказывающие существование физической связи квазаров с ближайшими галактиками. На основе анализа собранного материала о визуальных парах квазар-галактика автор приходит к выводу, что они являются

физическими парами, а красное смещение квазаров, по крайней мере частично, является их индивидуальным свойством. Существенным новшеством в этой идеологии является то, что автор отказывается от первоначальной концепции об исключительной локальности квазаров. Вместо этого теперь утверждается, что лишь некоторая часть квазаров имеет локальное происхождение.

Тем не менее, вопрос далеко еще не снят с рассмотрения, и следует более тщательно проанализировать все наблюдательные данные, имеющие отношение к данной проблеме. Это касается как глобальной идеи Большого взрыва, которая, конечно же, является самой тривиальной экстраполяцией явления разбегания галактик [6], так и любого частного вопроса, каковым может считаться рассматриваемая здесь связь квазаров и галактик.

## 2. Зависимость светимости квазаров от красного смещения.

В работе [7] получены, на наш взгляд, чрезвычайно важные с точки зрения обсуждаемой проблемы результаты. Приведены результаты статистического анализа зависимости светимостей квазаров от их красного смещения, если последнее считается космологическим (см. рис.1). Анализ проведен отдельно для трех выборок квазаров: (1) квазары с линиями поглощения, (2) квазары, входящие в ассоциации с галактиками, (3) квазары без поглощения и не входящие в ассоциации.

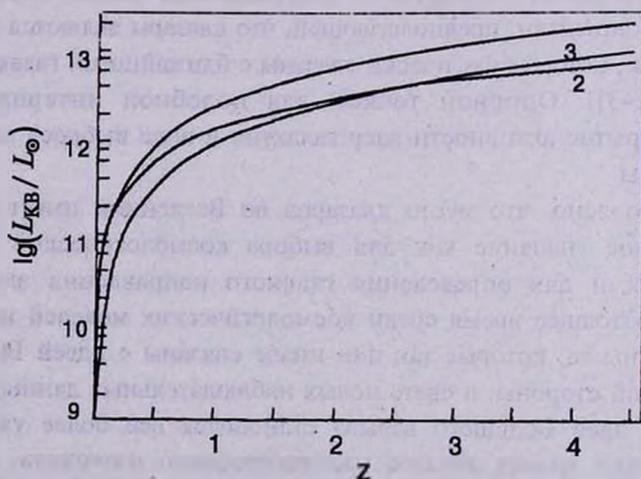


Рис.1 Распределение средних светимостей: (1) квазаров с поглощением; (2) квазаров, входящих в ассоциации с галактиками; (3) квазаров без поглощения и не входящих в ассоциации. Рисунок заимствован из работы [7]

галактиками или, согласно терминологии [7], квазары-ассоциации, не имеющие линии поглощения (из списка [8]), и (3) остальные квазары, которые не входят в первые две группы. Первое, что привлекает внимание, это то, что кривые для указанных выборок резко отличаются друг от друга. Различие состоит в том, что галактики с линиями

поглощения обладают большей светимостью, чем остальные два типа при любом значении красного смещения. Квazarы-ассоциации при малых значениях красного смещения ( $z \leq 1.7$ ) также показывают повышенную светимость по сравнению с квазарами без поглощения и без ассоциаций, однако с ростом  $z$  они теряют этот признак.

По утверждению авторов, полученные результаты имеют достаточно высокую статистическую значимость с коэффициентом доверия более 0.99. Таким образом, нет сомнения, что указанные три выборки действительно отличаются друг от друга, и следует искать физическую причину этого феномена. Причем, предлагаемый механизм должен учитывать имеющиеся все данные об указанных подгруппах квазаров. С этой точки зрения нам кажется важным и другой результат, полученный в работе [7]. Он заключается в том, что относительные количества

квазаров из первой и второй выборок  $(N_1 / (N_1 + N_3))$  и  $(N_2 / (N_2 + N_3))$ ,

где  $N_i$  количество квазаров  $i$ -той выборки) имеют совершенно разные поведения в зависимости от красного смещения. Если для первой выборки указанная зависимость - монотонно убывающая функция, то во втором случае, наоборот, для малых значений красного смещения относительное количество квазаров с поглощением мало и увеличивается с ростом  $z$ . Это означает, что красное смещение квазаров с поглощением в среднем больше, чем у квазаров из второй выборки.

Последнее утверждение, как нетрудно видеть, достаточно уверенно согласуется с традиционными взглядами о месте квазаров, а именно, если их красное смещение обусловлено лишь космологическим расширением, то при больших значениях  $z$ , естественно, увеличивается вероятность нахождения поглощающего вещества между квазаром и наблюдателем. С этой точки зрения могут быть объяснены также некоторые другие факты, но все равно остается достаточно большое количество данных, которые, очевидно, не могут быть интерпретированы в рамках данного механизма. С другой стороны, если предположить, что, по крайней мере, некоторая часть квазаров имеет локальное происхождение и выброшена из ядер близлежащих галактик, то наблюдательные факты получают более последовательное объяснение. Рассмотрим этот вопрос более подробно.

3. *Учет локальных скоростей выброса.* Для наглядности на рис.2 схематически изображена картина образования квазаров вследствие выброса из ядра галактики. С целью упрощения сделано допущение, что плоскость галактики перпендикулярна лучу зрения, но ясно, что это допущение не имеет существенного значения. Через  $R$  обозначен линейный радиус галактики до того расстояния от центра, где количество

поглощающего вещества пока еще достаточно велико, чтобы образовывались обнаруживаемые линии поглощения в спектре объектов

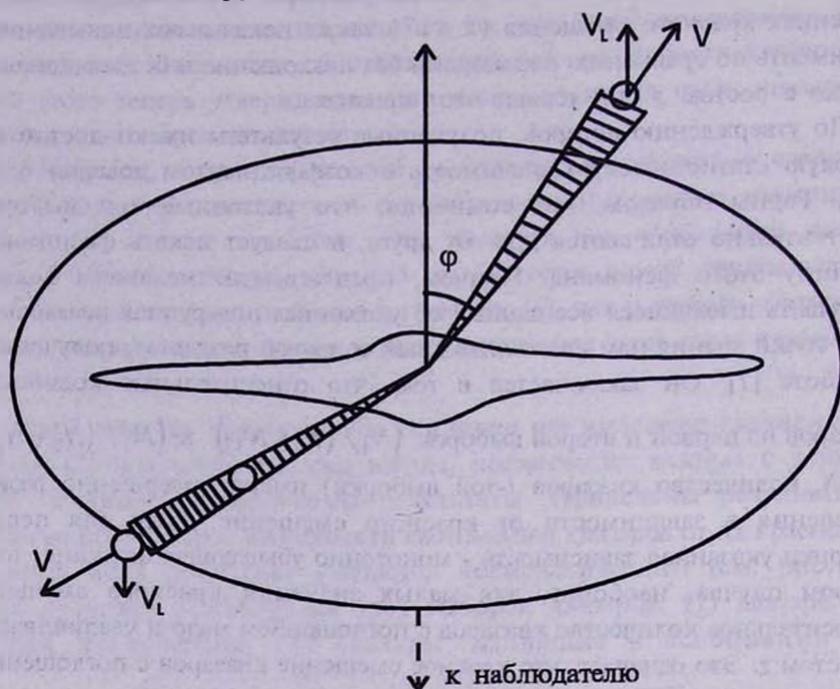


Рис.2. Схематическое изображение картины образования квазаров вследствие выброса из ядра галактики. Обозначения объяснены в тексте.

фона. Введем также среднюю скорость выброса квазаров  $v$  и угол  $\phi$  между направлениями выброса и внешней полярной оси галактики. Тогда радиальная составляющая скорости выброса квазара будет равна  $v_L = v \cos \phi$ , и она будет положительной, если выброс имел место в полупространстве "за галактикой" по отношению к наблюдателю. Если же выброс произошел между галактикой и наблюдателем, то, естественно,  $v_L$  будет иметь отрицательный знак.

Далее, нетрудно заметить, что излучение от квазаров, выброшенных в обратном направлении по отношению к наблюдателю, при остальных равных условиях, более подвержено поглощению в галактике-генераторе (а также в газовом шельфе, который сопровождает подобного рода выбросы), чем излучение тех квазаров, которые выброшены с отрицательной скоростью. На основе такого же простого физического предположения Бербидж [5] отмечает, что в спектрах примерно 50% выброшенных квазаров должны наблюдаться линии поглощения, а в спектрах остальных квазаров таких линий не должно быть. Ясно, что первый тип квазаров, в среднем, будет показывать линии поглощения

вследствие экранировки галактики-генератора в течение периода  $t = R/v \sin \phi$ . Понятно также, что в данном случае наблюдательная статистика зависит и от продолжительности жизни квазара. Однако, не углубляясь в тонкости эволюционного процесса, попробуем на чисто качественном уровне осмыслить физическую картину, которая вырисовывается благодаря применению данного механизма образования квазаров.

Правда, строго говоря, не очевидно, что квазар, выброшенный в сторону наблюдателя, несомненно будет свободен от поглощения. Понятно, что пока квазар находится в гало галактики-генератора, в его спектре будут присутствовать линии поглощения галактики. Естественно также, что если в действительности есть такой квазар, то в работе [7] он отнесен к выборке квазаров с поглощением. С другой стороны, квазар, выброшенный в обратном направлении, через время  $t = R/v \sin \phi$  может уже не показывать линии поглощения. Тогда этот квазар может быть включен в список квазаров-ассоциаций, что естественно, ухудшает чистоту физической картины. И, тем не менее, ясно, что при статистическом рассмотрении интересующей нас физической картины мы можем рассматривать указанные объекты отдельно друг от друга.

Самое важное заключение, на наш взгляд, которое может быть сделано на основе упомянутой физической картины, состоит в следующем. К значению красного смещения квазаров, которые показывают поглощение вследствие прохождения излучения через галактику-генератор, добавляется некоторый положительный компонент, обусловленный скоростью выброса. С другой стороны, в случае квазаров, выброшенных в направлении к наблюдателю и поэтому более свободных от поглощения в галактике-генераторе, красное смещение уменьшается из-за отрицательной скорости. Тогда красное смещение для этих объектов будет определено следующим выражением:

$$1 + z_Q = (1 + z_c)(1 + z_a)(1 \pm z_L) = 1 + z_c + z_a(1 + z_c) \pm z_L(1 + z_c)(1 + z_a), \quad (1)$$

где  $z_Q$  - наблюдаемое,  $z_c$  - космологическое, а  $z_a$  - аномальное красные смещения квазаров и, наконец,  $z_L = v_L/c$  - смещение вследствие выброса из галактики.

Таким образом, становится ясным, что если наблюдаемое красное смещение  $z_Q$  рассматривается как полностью космологическое, то тем самым вводится погрешность, величина которой зависит от аномального ( $z_a$ ) и локального ( $z_Q$ ) красных смещений. В этом случае космологическое красное смещение отличается от своего истинного значения на величину

$$\Delta z = [z_a \pm z_L(1 + z_a)](1 + z_c), \quad (2)$$

где знак "+" относится к квазарам, более подверженным поглощению (выброшенным в полупространство "за галактикой"), а знак "-", соответственно, к квазарам-ассоциациям (выброшенным в пространство между галактикой и наблюдателем).

Из соотношения (2) видно, что если выражение  $z_a \pm z_L(1 + z_a)$  больше нуля, то переоценивается расстояние квазара, тем самым переоценивая также его светимость. Более того, если хоть одна из величин  $z_a$  и  $z_L$  отлична от нуля, светимость квазаров с поглощением получится больше ее истинного значения. Поэтому переоценка для квазаров с поглощением более существенна, чем для квазаров, которые кажутся связанными с галактиками, но не показывают поглощения, так как в рамках описанной картины их красные смещения отличаются на величину  $2z_L(1 + z_a)(1 + z_c)$  из-за локальной скорости по отношению к галактике-генератору. Следовательно, переходя к светимостям квазаров, мы обнаружим, что квазары с линиями поглощения, в среднем, имеют большую светимость, чем квазары, просто являющиеся соседями галактик. Это полностью соответствует тем результатам, которые получены в работе [7].

Следует обратить внимание на еще одну особенность такой модели, которая становится определяющей при больших значениях красного смещения. Возвращаясь вновь к соотношению (2), заметим, что для квазаров второго типа, как нетрудно убедиться, расстояние переоценивается, как только выполняется неравенство

$$z_a > 2z_L(1 - z_L). \quad (3)$$

С другой стороны, если выполняется обратное неравенство, то светимости квазаров будут недооценены.

**4. Исчезновение аномального красного смещения вследствие эволюции.** Мы рассмотрели предельно упрощенную модель, когда все квазары считаются выброшенными из близлежащих галактик и сохранившими начальное аномальное красное смещение. Тем не менее, было бы более естественно предполагать, что аномальное красное смещение имеет некоторое максимальное значение в самом начале образования квазара, а в дальнейшем, по ходу эволюции, оно постепенно уменьшается и в конце концов исчезает. В конечном счете, согласно нашим современным представлениям, квазар вследствие эволюции переходит в стадию галактики, в спектре которой не должно наблюдаться аномальное красное смещение. Это означает, что среди квазаров, в том числе и тех, которые выброшены из галактик, имеются объекты, спектры которых не искажены аномальным красным смещением. Очевидно, что такие квазары с большей вероятностью будут находиться на больших расстояниях от места их начального образования.

Косвенно на это указывают две гистограммы, приведенные в работе [7] (рис.4 и рис.5 в [7]). Во-первых, оказывается, что количество пар квазар-галактика имеет четко выраженный максимум при малых значениях углового расстояния между компонентами ( $\leq 60$  с дуги). Этот максимум более чем в два раза превышает число пар в аналогичных интервалах с шириной в 1 мин дуги, но с большим угловым расстоянием (до 10 мин дуги). Кстати, в интервале от 1 до 10 мин дуги количество пар почти постоянно (25-30). Во-вторых, светимость квазаров-ассоциаций при малых значениях углового расстояния между квазаром и галактикой ( $\leq 120$  с дуги) примерно в четыре раза превышает светимость квазаров из 3-ей выборки, тогда как для квазаров, входящих в более широкие пары, это отношение уменьшается до двух.

Оба результата очень просто могут быть интерпретированы в рамках гипотезы выброса этих квазаров из ядер соответствующих галактик-компаньонов, если предположить, что вновь родившийся квазар в ходе эволюции постепенно теряет свойства, благодаря которым объект причислен к списку квазаров. К таким критериям, в первую очередь, относятся исключительно малые размеры и красное смещение (в этом случае - аномальное красное смещение, которое в ходе эволюции уменьшается и исчезает). Тогда, чем дальше находится квазар от галактики-генератора, тем меньше вероятность того, что он сохранится как квазар, а также тем меньше его аномальное красное смещение и, следовательно, тем меньше переоценивается его светимость.

Если указанные факты не являются простым результатом наблюдательной селекции, то они даже без привлечения какого-либо механизма могут быть интерпретированы как доказательство существования неоспоримой связи этих квазаров с галактиками. Правда, в таком случае на объяснение данного феномена претендовали бы также и экзотические механизмы, связанные с гипотезой гравитационных линз, на что указывается в работе [7]. Однако другие факты не укладываются в рамки указанной гипотезы. В то же время и эти, и другие данные достаточно хорошо согласуются с гипотезой, рассматриваемой в настоящей работе, и весь комплекс данных объясняется с единой точки зрения.

Конечно, не исключается также, что уже "устаревший" квазар может случайно находиться "вблизи" другой галактики и тем самым включиться в список квазаров-ассоциаций. Но ясно, что статистически чем ближе квазар к галактике, тем больше вероятность того, что он моложе. Хочется напомнить еще раз, что эти рассуждения верны лишь в том случае, если некоторая часть квазаров выброшена из галактик.

Таким образом, естественно считать, что если вычисляется светимость квазаров, которые не являются ни абсорберами, ни ассоциациями, то с большей вероятностью в их числе будут квазары, аномальное красное

смещение которых ближе к нулю. Это означает, что их наблюдаемое красное смещение, главным образом, состоит из двух слагаемых, каковыми являются космологическое и локальное красные смещения. Тогда вместо соотношения (2) будем иметь

$$\Delta z = \pm z_L(1 + z_c) \quad (4)$$

и уже не придется говорить о систематической переоценке красного смещения квазаров. Отсюда можно сделать вывод, что переоценка расстояний и светимостей в данном случае меньше. Тогда естественно, что светимости этих квазаров, вычисленные на основе их красных смещений, будут ниже, чем для квазаров, так или иначе связанных с ближайшими галактиками. Другими словами, красное смещение квазаров с поглощениями и квазаров-ассоциаций, в среднем, больше отличается от его космологического значения, чем для остальных квазаров.

5. *Наибольшие красные смещения.* Здесь имеет существенное значение и то, как изменяется общая картина в зависимости от величины красного смещения. Во-первых, с увеличением красного смещения наблюдается общая тенденция уменьшения отношения  $L_i/L_3$  ( $i=1,2$ ), где  $L_i$  - светимость квазаров из  $i$ -той выборки (см. [7]). Правда, в случае квазаров с поглощением ( $i=1$ ) монотонность спада нарушается при  $1.25 \leq z_Q \leq 1.7$ , когда наблюдается некоторое увеличение этого отношения, а затем оно снова медленно падает. Интересно, что при этом же значении красного смещения ( $1.25 \leq z_Q \leq 1.7$ ) темп уменьшения светимостей квазаров второго типа также увеличивается. Более того, при  $z_Q \approx 1.7$  средняя светимость квазаров 2-го типа становится равной средней светимости квазаров 3-го типа, после чего продолжает уменьшаться. То есть, для больших значений красного смещения квазары-ассоциации в среднем имеют меньшую светимость, чем квазары 3-го типа.

Попробуем интерпретировать приведенные факты в рамках обсуждаемого механизма. Что касается общей тенденции уменьшения отношения  $L_i/L$  с ростом  $z_Q$ , это, на наш взгляд, может означать следующее. По-видимому, с увеличением наблюдаемого красного смещения преобладающим становится космологический компонент. Это означает, что в числе квазаров с большими значениями красного смещения велико количество объектов, находящихся на больших космологических расстояниях. Поэтому, когда мы переходим к квазарам с большими  $z_Q$ , то все более существенным становится эффект селекции, когда в данной выборке увеличивается доля абсолютно более ярких объектов.

Кроме этого, если принимаем существование аномального компонента

в красном смещении квазаров, то статистически этот компонент у квазаров с большими наблюдаемыми значениями красного смещения должен проявлять себя чаще, чем у квазаров с малыми красными смещениями. Другими словами, у квазаров с малыми значениями красного смещения больше вероятность того, что нет аномального красного смещения, чем у квазаров с большими красными смещениями. Таким образом, естественно ожидать, что вероятность наличия аномального компонента в спектре квазаров 3-ей выборки с большими красными смещениями больше, чем в спектре квазаров из той же выборки, но обладающими малыми красными смещениями. Это, в свою очередь, приводит к еще большей переоценке светимостей этих квазаров, постепенно уменьшая различие между выборками, обусловленное наличием аномального красного смещения.

Тогда ясным становится и другой факт, который с первого взгляда кажется достаточно странным. Речь в данном случае идет о том, что светимость квазаров-ассоциаций при больших значениях красного смещения становится меньше светимости квазаров 3-го типа. Нам кажется, что это явление также объясняется естественным образом. Понятно, что если с точки зрения наличия аномального компонента красного смещения все три выборки находятся в равных условиях, то светимости квазаров 3-ей выборки должны быть ближе к среднему значению светимостей двух остальных типов. И действительно, в этом случае, можно сказать, светимости квазаров первой выборки, в которую включены квазары с "положительными" скоростями, переоценены больше всего, светимости квазаров второй выборки, обладающих "отрицательными" скоростями, переоценены меньше всего, а светимости квазаров последней выборки, для которых происходит осреднение по всем скоростям, должны быть меньше первых и больше вторых. Именно такая картина и наблюдается.

**6. Заключение.** Вычисленные с помощью видимых звездных величин и красных смещений светимости квазаров из трех выборок [7] позволяют прийти к выводу, что, по крайней мере, некоторая часть квазаров имеет "локальное" происхождение и выброшена из близлежащих галактик. Именно при таком предположении результаты статистического анализа достаточно хорошо объясняются с единой точки зрения, считая, что при этом наблюдаемое красное смещение является совместным эффектом трех компонентов: космологического, аномального и локального. Остальные механизмы объясняют лишь отдельные части всей совокупности наблюдательных данных.

В этой картине очень важным является то, что квазары не являются ни "чисто космологическими", ни "чисто локальными". Образно говоря,

они заполняют все наблюдаемое пространство. В этом случае сохраняется и традиционное представление о квазарах, как о первоначальном этапе образования галактик, однако с тем существенным дополнением, что галактики образуются и в нашу эпоху.

В дальнейшем предполагается посвятить отдельную работу численному моделированию описанной картины и количественному сравнению результатов с наблюдательными данными. Более подробно, на основе имеющегося фактического материала, будут обсуждены также вопросы, связанные с картиной образования и эволюции квазаров на космологических расстояниях и в локальной Вселенной.

Автор признателен Р.А.Варданяну, по инициативе которого были рассмотрены затронутые здесь вопросы.

Бюраканская астрофизическая обсерватория  
НАН Армении

## ON THE LOCATION OF QUASARS IN THE UNIVERSE

H.A.HARUTYUNIAN

The opportunity of interpretation of a series of statistical results concerning the characteristics of quasars which have not yet any consistent explanation is considered. It is shown that the results indicated can be explained rather well if one accepts that some part of quasars has been ejected from the nuclei of neighbouring galaxies. According to such a conception their observable redshifts are to be consisted of three components: cosmological, anomalous and caused by local ejection. Moreover, the anomalous component has to have its maximal value during its formation and further it must be gradually disappeared owing to evolution.

### ЛИТЕРАТУРА

1. *F.Hoyle, G.Burbidge*, *Astrophys.J.*, **144**, 534, 1966.
2. *D.W.Weedman*, *Astrophys.J. Lett.*, **161**, L113, 1970.
3. *H.C.Arp*, *Astrophys. Lett.*, **9**, 1, 1971.
4. *F.Hoyle, G.Burbidge, J.V.Narlikar*, *Astrophys.J.*, **410**, 437, 1994.
5. *G.Burbidge*, *Astron. Astrophys.*, **309**, 9, 1996.
6. *H.A.Harutyunian*, *Астрофизика*, **38**, 667, 1995.
7. *А.Ф.Дравских, З.В.Дравских*, *Астрон.ж.*, **73**, 19, 1996.
8. *G.Burbidge, A.Hewitt, J.V.Narlikar, P.Das Gupta*, *Astrophys.J. Suppl. Ser.*, **74**, 675, 1990.

УДК: 524.35:524.7

## О ФИЗИЧЕСКОЙ СВЯЗИ КВАЗАРОВ С БЛИЖАЙШИМИ ГАЛАКТИКАМИ

Р.А.ВАРДАНЯН

Поступила 28 октября 1997

Принята к печати 20 декабря 1997

Статистический анализ галактик и составляющих с ними пары-квазаров показывает, что, по крайней мере, достаточно большая часть квазаров находится на космологических расстояниях и не являются физическими соседями близких галактик.

1. *Введение.* Идея о существовании физической связи квазаров с ближайшими галактиками возникла почти сразу после открытия квазаров и обсуждается в литературе почти непрерывно с того времени [1-4]. Правда, эту точку зрения поддерживает лишь не очень большая группа астрофизиков, мнение которых также со временем частично претерпело изменения. Если сначала они отстаивали идею, что все квазары выброшены из близлежащих галактик, а их красное смещение имеет исключительно аномальный характер, то в последнее время они постепенно, видимо, отказываются от этой жесткой позиции.

Сказанное достаточно хорошо видно на примере новой работы Бербиджа [5], которая посвящена данной проблеме. В этой работе автор приводит два списка квазаров, которые, по его мнению, выброшены из близлежащих галактик и во многих случаях показывают признаки физической связи с указанными галактиками.

2. *Зависимость звездных величин и красных смещений квазаров от угловых расстояний между компонентами пар квазар-галактика.* Сравнение угловых размеров объектов является одним из наиболее надежных методов определения их расстояния. И если для определения индивидуального расстояния данного объекта этот метод требует дополнительной информации о его размерах, то при статистическом исследовании однотипных объектов или систем требования не такие жесткие, и сравнительный анализ дает хорошие результаты. Поэтому вопрос существования физической связи между квазарами и галактиками мы сначала рассмотрим с этой точки зрения.

При таком подходе в качестве "линейного размера" может быть

использовано угловое расстояние между квазаром и галактикой в данной паре. Ясно, что чем дальше данная пара от наблюдателя, тем меньше в статистическом смысле угловое расстояние  $\Delta\Theta$  между ее компонентами. С другой стороны, с расстоянием пары в среднем увеличивается числовое значение видимой звездной величины. Для проведения соответствующего анализа объекты из списка Бербиджа [5] нами расставлены по возрастанию параметра  $\Delta\Theta$ .

На рис.1 показаны зависимости звездных величин и красных смещений

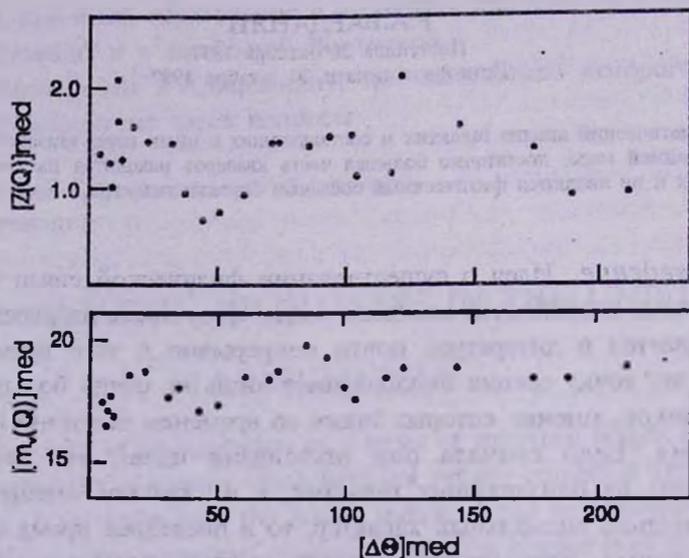


Рис.1. Зависимости звездных величин  $m_v(Q)$  и красных смещений  $z(Q)$  квазаров от угловых расстояний  $\Delta\Theta$ .

квазаров от угловых расстояний  $\Delta\Theta$ . Уже с первого взгляда ясно, что нет очевидной зависимости между указанными величинами. Тем не менее, нами сделана попытка в первом приближении аппроксимировать приведенные распределения линейной зависимостью. Рассмотрены три возможных способа. В первом случае (А) коэффициенты линейной зависимости ( $a$  и  $b$ ) и коэффициент корреляции  $\rho$  определены из наблюдательного материала без предварительной обработки последнего. В двух остальных случаях начальный список, состоящий из 73 пар, сначала был разбит на подгруппы, состоящие каждая из пяти членов, причем разделение совершено по двум подсистемам, в которых подгруппы частично перекрывают друг друга. Таким образом получили следующую систему подгрупп по порядковым номерам:

$N=1-5; 4-8; 6-10; 9-13; \dots 66-70$  и  $69-73$ .

Далее, для каждой подгруппы определены медианные (В) и средние (С) значения красного смещения  $z(\Theta)$ , звездных величин  $m_v(\Theta)$  и углового расстояния  $\Delta\Theta$ . Лишь после этого методом наименьших квадратов еще раз определены коэффициенты линейной зависимости, а также коэффициент корреляции.

В табл.1 приведены численные коэффициенты  $a_1$  и  $b_1$ , а также коэффициент корреляции для зависимости

$$m_v(\Theta) = a_1 \cdot \Delta\Theta + b_1 \quad (1)$$

в трех случаях (А-С).

Таблица 1

	$a_1$	$b_1$	$\rho_1$
А	0.0054	17.57	0.22
В	0.0089	17.40	0.57
С	0.0079	17.42	0.58

Таким образом, все три результата качественно совпадают. В данном случае наблюдается очень слабая прямая зависимость между величинами  $m_v(\Theta)$  и  $\Delta\Theta$ . Правда, в первом случае коэффициент корреляции очень мал, но в остальных двух случаях, после медианной фильтрации или усреднения коэффициент корреляции становится больше половины. Таким образом, из результатов табл.1 непосредственно следует, что с увеличением углового расстояния  $\Delta\Theta$  значения звездной величины  $m_v(\Theta)$  не только не уменьшаются, но даже наблюдается некоторая тенденция к увеличению.

Если интерпретировать увеличение звездной величины как результат удаления объектов, то для физических пар мы должны были наблюдать систематическое уменьшение угловых расстояний между компонентами. Можно сделать следующие заключения: (а) данные объекты не являются физическими парами или (б) все они находятся на примерно одинаковом расстоянии, и эффект расстояния не играет никакой роли. Второе заключение сразу отпадает, так как, по крайней мере, для галактик, входящих в данный список, известно, что они находятся на совершенно разных расстояниях.

Из вышесказанного можно сделать лишь один вывод, что квазары и галактики, приведенные в работе [1] в качестве физических пар, не могут являться таковыми.

Аналогичная (1) зависимость была построена также между красным смещением квазаров и угловым расстоянием:

$$z(Q) = a_2 \times \Delta\Theta + b_2. \quad (2)$$

Полученные для (2) коэффициенты приведены в табл.2.

Таблица 2

	$a_2$	$b_2$	$\rho_2$
A	-0.000322	1.346	-0.031
B	-0.000077	1.333	-0.010
C	-0.000063	1.333	-0.011

Легко видеть, что в этом случае не имеет смысла говорить о какой-либо зависимости между  $z(Q)$  и  $\Delta\Theta$ . Особо следует отметить тот факт, что в данном случае абсолютное значение коэффициента корреляции еще более уменьшается, когда используются данные, предварительно подвергнутые некоторой фильтрации медианным методом или усреднением. Как и в случае соотношения (1), полученный результат может быть интерпретирован выводами (а) и (б) с аналогичным заключением.

Правда, в данном случае есть некоторое отличие от первого случая. Сторонники некосмологического расстояния квазаров могут возразить, что некосмологическое красное смещение в спектрах квазаров преобладает и поэтому теряется любая корреляция между расстоянием этих пар и угловым расстоянием компонентов. Тем не менее, учитывая такое заключение, сделанное на основе анализа соотношения (1), подобное возражение кажется крайне неправдоподобным.

3. *Зависимость значений красного смещения квазаров от их звездных величин.* Естественно, что аналогичному анализу может быть подвергнута также и зависимость  $m_v(Q)$  от  $z(Q)$  для квазаров данной выборки. Для исследования этой зависимости мы подошли к задаче другим путем. В каждой отдельной подгруппе нами были отобраны пары квазаров с максимально отличающимися красными смещениями. Другими словами, в каждой группе отобраны те квазары, которые имеют минимальное значение красного смещения  $z_{\min}$  и максимальное значение  $z_{\max}$ .

В табл.3 приводятся значения величины  $z_{\max}$ , звездные величины  $m_v(Q)$  квазаров, которые в данной подгруппе имеют  $z_{\max}$ , а также  $z_{\min}$  и соответствующие звездные величины  $m_v'(Q)$ .

Далее, на основе данных, приведенных в табл.3, нами был вычислен следующий параметр:

Таблица 3

## НЕКОТОРЫЕ ПАРАМЕТРЫ КВАЗАРОВ

$z_{\max}(Q)$	$m_v(Q)$	$z_{\min}(Q)$	$m_v(Q)$	$\Delta z_{\min}(Q)$	$\Delta m_v(Q)$
1.57	19.97	0.871	17.8	0.70	2.17
1.57	19.97	0.404	17.5	1.16	2.47
2.065	17.73	0.404	17.5	1.66	0.23
2.157	18.0	1.187	16.9	0.97	1.10
2.157	18.0	0.501	15.46	1.66	2.54
2.132	19.0	0.501	15.46	1.63	3.54
2.132	19.0	0.253	18.6	0.88	0.40
1.934	18.87	1.048	17.5	0.79	1.37
2.661	17.1	0.91	18.1	1.75	-1.00
2.661	17.1	0.371	16.1	2.29	1.00
0.949	19.5	0.070	14.5	0.88	5.50
0.963	19.3	0.070	14.5	0.89	4.80
2.192	20.0	0.200	15.19	1.99	4.81
2.192	20.0	0.335	18.5	1.86	1.50
2.205	21.0	0.335	18.5	1.87	2.50
2.205	21.0	0.645	18.16	1.56	2.84
1.940	19.2	0.174	17.84	1.77	1.36
1.945	19.8	0.174	17.84	1.77	1.96
2.40	18.7	0.533	15.8	1.87	2.90
2.547	18.2	0.599	18.9	1.95	-0.70
2.547	18.2	0.422	16.3	2.13	1.90
2.147	19.1	0.422	16.3	1.73	2.80
2.31	19.5	0.54	18.6	1.77	0.90
2.31	19.5	0.557	19.0	1.75	0.50

$$P(z)_{\max} = \frac{N(z)_{\max}}{N(z)_{\max} + N(z)_{\min}} \times 100 \quad (3)$$

для каждого интервала звездных величин  $m_v(Q) = 14-15; 15-16; \dots; 21-22$ . Величины  $N(z)_{\max}$  и  $N(z)_{\min}$  представляют собой количество квазаров в данных интервалах звездных величин, которые имеют соответственно максимальное значение красного смещения  $z_{\max}$  и минимальное значение  $z_{\min}$ .

Для наглядности на рис.2 приводится величина  $P(z)_{\max}$  и зависимости от звездной величины квазаров. По сути дела, эта зависимость показывает частоту встречаемости квазаров в выбранных парах с максимальным значением красных смещений. Из приведенного графика однозначно следует, что абсолютное большинство (>90%) квазаров с максимальным значением красного смещения являются слабыми ( $m_v(Q) > 19^m.0$ ). С другой

стороны, среди ярких квазаров ( $m_v(Q) < 17^m.0$ ) чрезвычайно мал процент тех объектов, которые показывают максимальное значение красного смещения. Тем не менее совершенно ясно, что если квазары являются физическими соседями близких галактик, то такая картина не могла бы наблюдаться. Очевидно, что такая картина наблюдается лишь в том случае (по крайней мере в рамках известных нам физических механизмов), если причиной красного смещения является хаббловское расширение Вселенной.

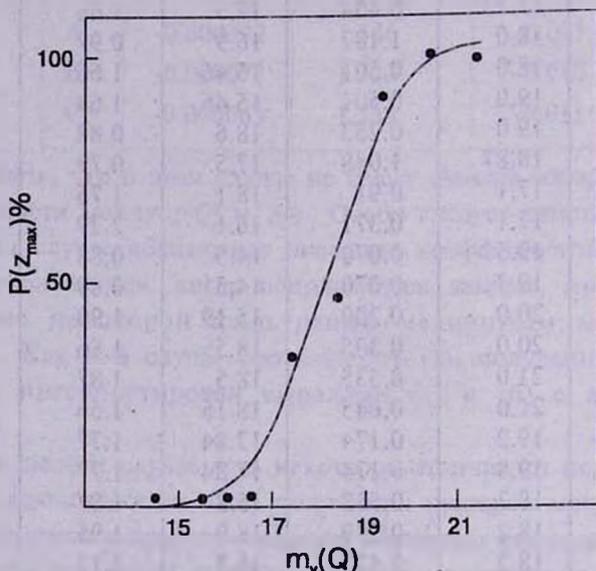


Рис.2. Зависимость величины параметра  $P(z)_{\max}$  от звездной величины квазаров  $m_v(Q)$ .

4. *Экранирование квазаров галактиками.* В предыдущих разделах, на основе анализа данных, приведенных в работе Бербиджа [1], было показано, что квазары данной выборки не могут быть физически связаны с близкими к нам галактиками. Теперь, исходя из предположения, что квазары не входят в физические пары с галактиками, обсудим вопрос экранирования квазаров галактиками.

Предполагая, что красное смещение квазаров имеет космологическое происхождение и, следовательно, квазары в пространстве расположены гораздо дальше, чем галактики, естественно было бы ожидать некоторый эффект экранирования квазаров близлежащими галактиками. В чем же выражается этот эффект? Во-первых, учитывая геометрические размеры галактик на небесной сфере, можно было бы ожидать, что чем ближе к нам расположена галактика, тем больше должно быть в среднем угловое расстояние  $\Delta\theta$  ближайшего к ней квазара от центра галактики. Причина очевидна: увеличивается вероятность экранирования галактикой самых близких объектов фона.

Далее, с увеличением расстояний галактик их яркость падает, однако если квазары находятся гораздо дальше, то яркость квазаров, которые в проекции являются ближайшими соседями галактик, в среднем будет постоянна. Тогда, если предположение, что квазары находятся на космологических расстояниях, верно, мы будем наблюдать следующую картину. С увеличением расстояния (или уменьшения яркости) галактик среднее угловое расстояние квазаров уменьшится, параллельно уменьшится также и разница в звездных величинах галактики и соседнего квазара  $\Delta m_v = m_v(Q) - m_v(G)$ .

Данные, приведенные в работе Бербиджа [1], были проанализированы, также исходя из этих соображений. При анализе из указанного списка были исключены две пары, угловое расстояние между компонентами в которых больше трех минут. После этого все галактики из выборки Бербиджа [1] были распределены по звездным величинам следующим образом:

$$m_v(G) = 10-12; 12-14; 14-16 \text{ и } \geq 16.$$

Для каждого интервала были определены угловые расстояния между компонентами предполагаемых пар - галактиками и соответствующими квазарами, а также разница звездных величин этих же объектов. Медианные значения указанных величин приведены в табл.4. В последнем столбце этой таблицы приводятся количества пар ( $n$ ), попавших в соответствующие интервалы.

Таблица 4

$m_v(G)$	$[\Delta\Theta]_{\text{med}}$	$\Delta(m_v)_{\text{med}}$	$n$
10-12	114	7.6	7
12-14	75	5.1	18
14-16	83	3.0	19
$\geq 16$	8.6	2.4	11

Приведенные в табл.4 данные показывают, что с ростом звездной величины галактик в среднем уменьшаются как угловые расстояния между компонентами пар, так и разница между их звездными величинами. Ясно, что уменьшение углового расстояния  $[\Delta\Theta]_{\text{med}}$  с увеличением  $m_v(G)$  (т.е с увеличением расстояния) можно было наблюдать и при физической связи между галактиками и квазарами. Однако уменьшение  $\Delta(m_v)_{\text{med}}$  с увеличением  $m_v(G)$  никак не может быть объяснено исключительно с этой точки зрения. С другой стороны, обе зависимости совместно естественным образом объясняются эффектом экранировки, описанным

выше.

5. *Заключение.* Результаты настоящего исследования показывают, что достаточно большая часть квазаров находится на космологических расстояниях и имеет место эффект проекции. Однако это отнюдь не исключает возможности наличия аномального красного смещения у некоторой части квазаров. Нам кажется, что на основе использованного здесь материала невозможно исключить ни одну, ни другую возможность. Поэтому, в действительности, данная проблема еще более усложняется и требует дальнейших исследований.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория, Армения

## ON THE PHYSICAL CONNECTION OF THE QUASARS WITH THE NEAR-BY GALAXIES

R.A.VARDANYAN

The statistical analysis of pairs of galaxies and quasars shows that most of quasars are on the cosmological distances and are not physical neighbours of near-by galaxies.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *F.Hoyle, G.Birbidge, Astrophys.J., 144, 534, 1966.*
2. *D.W.Weedman, Astrophys.J. Lett., 161, L113, 1970.*
3. *H.C.Arp, Astrophys.J. Lett., 9, 1, 1971.*
4. *H.C.Arp, "Quasars, redshifts and Controversies", Berkeley, 1987.*
5. *G.Birbidge, Astron. Astrophys.J., 309, 9, 1996.*

УДК: 524.312:524.388]:520.82

## ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ КРАТНЫХ СИСТЕМ ТИПА ТРАПЕЦИИ РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ, ВЫВЕДЕННЫЕ ИЗ $uvby\beta$ ФОТОМЕТРИИ. II

Г.Н.САЛУКВАДЗЕ, Г.Ш.ДЖАВАХИШВИЛИ

Поступила 25 октября 1997

Принята к печати 23 февраля 1998

Из электрофотометрических наблюдений в шестичвётной фотометрической системе  $uvby\beta$  50 компонентов 15-ти трапеций ранних спектральных классов были вычислены эффективные температуры  $T_{\text{eff}}$ , силы тяжести  $g$  на поверхности звезд, а также  $\text{Fe}/\text{H}$ . Результаты вычисления показали, что  $\lg T_{\text{eff}}$  компонентов трапеций лежит в интервале 4.03-4.54, а  $\lg g$  - 2.58-4.02. Используя результаты вычисления последовательностей эволюционной модели Хейлсена, были определены массы и возраст звезд с помощью атмосферных параметров  $T_{\text{eff}}$  и  $g$ . Все компоненты трапеций имеют массу в несколько раз больше солнечной и почти половина из них  $> .10$  солнечных масс. Более 70% компонентов имеют возраст  $< 40 \cdot 10^6$  лет.

1. *Введение.* В Абастуманской астрофизической обсерватории ведутся планомерные фотоэлектрические наблюдения кратных звезд типа Трапеции в шестичвётной фотометрической системе Стремгрена-Крауфорда. Предварительные результаты этих наблюдений были опубликованы в работах [1,2]. В нашей предыдущей статье [3], наряду с наблюдательными данными, приведены результаты определения абсолютных звездных величин и модулей расстояния. Показано, что все наблюденные 15 трапеций с большой вероятностью являются физическими системами. Этот результат не является неожиданным, поскольку для наблюдений были выбраны трапеции с главными звездами O-B2 спектральных классов, т.е. наиболее реальные трапеции [4,5].

В настоящей статье приведены результаты определения атмосферных параметров: эффективные температуры, силы тяжести на поверхности звезд, а также  $[\text{Fe}/\text{H}]$ . После вычисления вышеназванных атмосферных параметров были определены массы и возраст компонентов исследуемых нами трапеций.

2. *Определение атмосферных параметров  $\lg T_{\text{eff}}$ ,  $\lg g$  и  $[\text{Fe}/\text{H}]$ .* С использованием  $uvby\beta$ -фотометрии было опубликовано множество калибровок эффективной температуры и силы тяжести. Беглый обзор большинства этих работ дан в нашей первой статье [1].

Эффективные температуры и силы гравитации на поверхности звезды мы определили подобно Переза и др. [6], исследовавших по  $uvby\beta$  фотометрии молодые скопления NGC 2244 и NGC 2264, членами которых являются звезды O-B спектральных классов. Кратные системы типа Трапеции являются очень молодыми объектами нашей Галактики. Для исследования были выбраны Трапеции с главными звездами O-B2 спектральных классов, т.е. наиболее реальные Трапеции. Результаты разделения компонентов Трапеций по спектральным группам, согласно критериям Стремгrena, показали, что они в основном принадлежат к группе "B" [3].

Поскольку, как главные звезды, так и некоторые компоненты выбранных нами трапеций принадлежат к O-B спектральным классам, то с целью более точной оценки  $\lg T_{\text{eff}}$  и  $\lg g$ , мы пользовались NLTE-моделью.

На рис.1 даны NLTE-сетки, построенные по Михаласу [7], и на них нанесены все компоненты O-B спектральных классов исследуемых Трапеций.

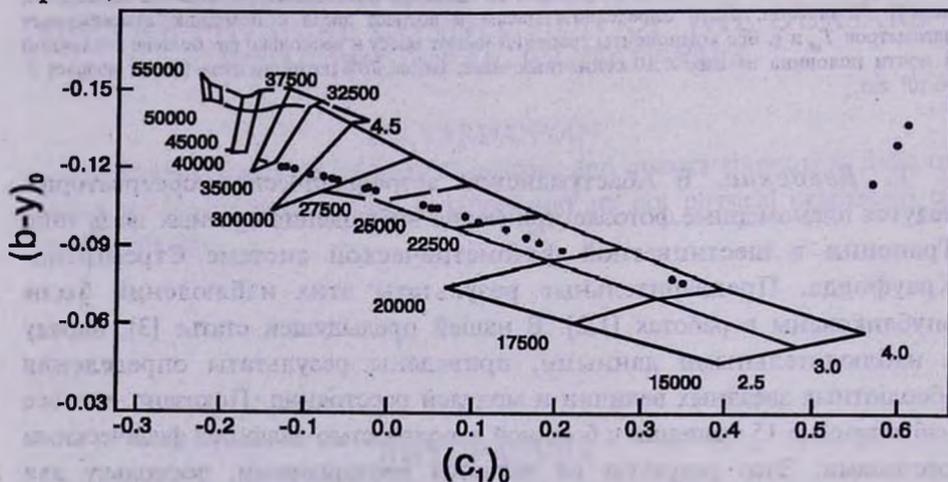


Рис.1. NLTE-сетки по Михаласу. Нанесены звезды равных спектральных классов.

Как видно из рис.1, три звезды: компонент "C" АБАО 2, компонент "C" АБАО 48, компонент "D" АБАО 51 расположены вне сетки, а компонент "B" АБАО 94 вообще расположен вне рисунка. Указанные звезды, по-видимому, являются пекулярными, поскольку для этих компонентов значения  $c_0$  лежат в интервале 0.590-0.843.

На рис.2 представлены теоретические фотометрические сетки для  $[M/H] = -2$  и температур  $5500 < T_{\text{eff}} < 8500\text{K}$ , построенные по данным, заимствованным из работы Лестера и др. [8].

На рис.2 нанесены компоненты Трапеций, спектральные классы которых принадлежат спектральному участку А и F Стремгrena [9].

Индексы  $[u - b]$  и  $[c_1]$  известны как отличные температурные индикаторы для звезд ранних спектральных классов. Индекс  $[u - b]$  был определен Крауфордом [10] как

$$[u - b] = (u - b) - 1.61(b - y).$$

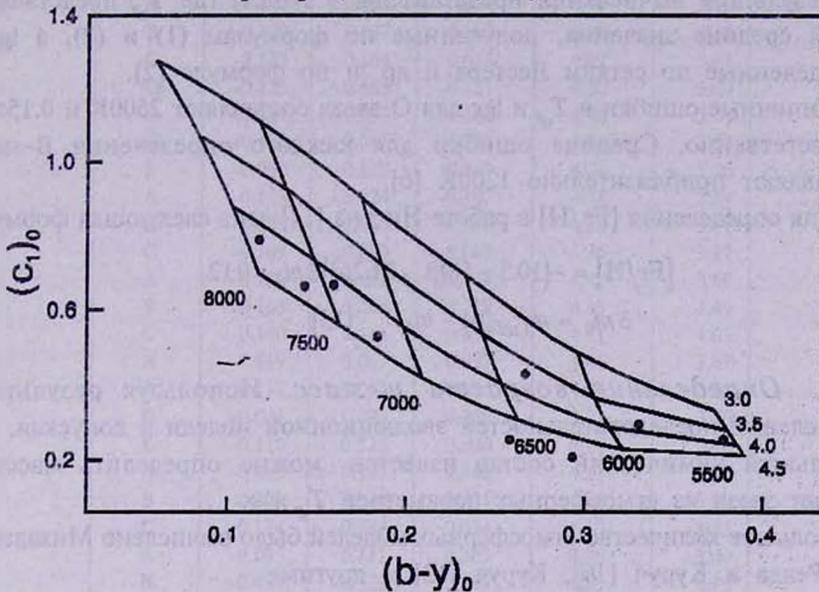


Рис.2. Сетки для  $[M/H] = -2$ . Нанесены звезды поздних спектральных классов.

Филип и Невел [11] с целью определения  $T_{eff}$  для В-звезд дают следующие зависимости:

$$\begin{aligned} \theta_e &= 1.567[u - b] + 0.255, & -0.^m080 \leq [u - b] \leq -0.^m050, \\ \theta_e &= 0.282[u - b] + 0.161, & -0.050 \leq [u - b] \leq 0.440, \\ \theta_e &= 0.202[u - b] + 0.196, & 0.440 \leq [u - b] \leq 1.100, \\ \theta_e &= 0.265[u - b] + 0.126, & 1.100 \leq [u - b] \leq 1.400, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\theta_e = 5040/T_{eff}$

На основе модели Куруча [12], Балона [13], используя индексы  $\beta$  и  $c_0$  вывел формулы для определения  $\lg T_{eff}$  и  $\lg g$ :

$$\begin{aligned} \lg T_{eff} &= 3.9036 - 0.4816[c] - 0.5290[\beta] - 0.1260[c]^2 + \\ &+ 0.0924[\beta][c] - 0.4013[\beta]^2, \\ \lg g &= 5.9046 - 3.2262[c] + 4.0883[\beta] - 0.5383[c]^2 - 0.2774[\beta][c] - 0.0007[\beta]^2, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$[\beta] = \lg(\beta - 2.500),$$

$$[c] = \lg(c_0 + 0.200).$$

Для В-звезд были вычислены средние значения  $T_{\sigma}$  и  $\lg g$ .

Результаты вычисления представлены в табл.1, где  $T_{\sigma}$  представляет собой средние значения, полученные по формулам (1) и (2), а  $\lg g$  - определенные по сеткам Лестера и др. и по формуле (2).

Типичные ошибки в  $T_{\sigma}$  и  $\lg g$  для О-звезд составляют 2500К и 0.15dex, соответственно. Средние ошибки для каждого определения В-звезд составляют приблизительно 1200К [6].

Для определения [Fe/H] в работе Нисена [14] дана следующая формула:

$$[\text{Fe}/\text{H}] = -(10.5 + 50(\beta - 2.626))\delta m_0 + 0.12,$$

$$\delta m_0 = m_{1,sd}(\beta) - m_0 \quad [15]$$

3. *Определение возраста и масс.* Используя результаты вычислений последовательностей эволюционной модели и допуская, что начальный химический состав известен, можно определить массу и возраст звезд из атмосферных параметров  $T_{\sigma}$  и  $g$ .

Большое количество атмосферных моделей было вычислено Михаласом [7], Релеа и Куруч [16], Куруч [12] и другими.

Пионерские работы в области вычислений эволюционных моделей для звезд спектрального класса В главной последовательности диаграммы Герцшпрунга-Рессела были выполнены более тридцати лет назад. Классическая работа со ссылками на ранние исследования была опубликована Келсолом и Стремгеном [17], которые вычислили последовательности эволюционной модели звезд главной последовательности диаграммы Герцшпрунга - Рессела для следующих значений  $\lg M/M_0$ : 0.20, 0.25, 0.45, 0.65, 0.85.

Вычисления для каждой массы были проведены для шести начальных химических составов:  $(X, Y, Z) = (0.60, 0.38, 0.02)$ ,  $(0.60, 0.37, 0.03)$ ,  $(0.60, 0.36, 0.04)$ ,  $(0.70, 0.28, 0.02)$ ,  $(0.70, 0.27, 0.03)$ ,  $(0.70, 0.26, 0.04)$ , где  $X, Y, Z$  представляют собой содержание водорода, гелия и тяжелых элементов, соответственно. Эти значения начальных химических составов были выбраны на основе данных, полученных в результате тщательных исследований и долгих дискуссий в вопросе об относительном содержании  $X, Y, Z$  в звездах населения I типа.

Еще в 60-годах многие исследователи, сравнивая относительное содержание металлов к содержанию водорода на Солнце, с одной стороны, и звезд населения I типа - с другой, считают, что для молодых звезд населения I типа для  $Z$  целесообразно принять значения в интервале от 0.02 до 0.04.

Таблица 1

ЭФФЕКТИВНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

№. АБАО	Комп.	$(b - y)_0$	$(m_1)_0$	$(c_1)_0$	$lg T_g$	$lg g$	[Fe/H]
2	A	-0.122	0.094	-0.092	4.46	3.50	
	B	-0.100	0.137	0.160	4.28	3.50	
	C	-0.133	0.164	0.618	4.12	3.61	
8	AB	-0.125	0.085	-0.131	4.50	3.60	
	C	-0.124	0.093	-0.115	4.48	3.55	
	D	-0.125	0.065	-0.131	4.54	3.60	
34	E	-0.090	0.129	0.249	4.24	3.25	
	A	-0.123	0.024	-0.107	4.48	3.54	
	D	-0.109	0.046	0.060	4.38	3.17	
48	C	-0.109	0.076	0.062	4.36	3.17	
	A	-0.120	0.062	-0.074	4.47	3.50	
	B	-0.103	0.065	0.129	4.33	3.49	
51	C	-0.140	0.161	0.630	4.11	4.02	
	A	-0.119	0.067	-0.057	4.46	3.47	
	B	-0.117	0.053	-0.035	4.44	3.35	
62	D	-0.081	0.093	0.359	4.21	3.60	
	E	-0.118	0.125	0.590	4.14	3.60	
	A	-0.095	0.103	0.202	4.27	3.55	
94	B	0.308	0.130	0.225	4.24	3.62	-0.485
	C	0.174	0.184	0.684	4.10	3.83	
	A	-0.095	0.111	0.203	4.26	3.60	
313	B	-0.434	0.320	0.843	4.03	4.19	
	C	-0.118	0.836	-0.041	4.03	4.00	
	AB	-0.129	0.143	-0.172	4.46	3.70	
316	C	-0.115	0.112	-0.004	4.38	3.35	
	D	-0.080	0.123	0.370	4.20	3.70	
	A	-0.137	0.257	-0.242	4.36	3.75	
348	B	-0.092	0.101	0.228	4.26	3.50	
	C	-0.115	0.562	-0.007	4.17	3.30	
	D	-0.115	0.107	-0.003	4.38	3.30	
356	E	-0.097	0.124	0.185	4.27	3.15	
	F	-0.122	0.099	-0.099	4.45	3.05	
	A	-0.117	0.092	-0.035	4.43	3.34	
359	B	0.131	0.182	0.811	4.06	3.84	
	C	0.345	0.116	0.309	4.18	2.58	-1.020
	A	-0.108	0.089	0.073	4.36	3.45	
363	B	0.272	0.153	0.268	4.21	3.78	-0.103
	C	0.392	0.318	0.268	4.10	2.92	1.241
	A	-0.123	0.052	-0.103	4.46	3.50	
387	B	0.281	0.136	0.443	4.16	3.18	-0.340
	C	0.636	0.461	0.238	4.12	-	-
	A	-0.125	0.073	-0.128	4.51	3.65	
396	C	-0.118	0.060	-0.043	4.45	3.30	
	D	-0.119	0.074	-0.056	4.45	3.50	
	A	-0.114	0.078	0.006	4.40	3.61	
396	B	-0.105	0.095	0.112	4.32	3.50	
	C	0.225	0.206	0.447	4.14	3.11	0.462
	A	-0.108	0.083	0.080	4.35	3.41	
396	B	0.199	0.151	0.542	4.14	3.75	-
	C	0.265	0.159	0.470	4.14	3.30	-0.034

Многие исследователи при определении возраста пользуются моделями звездной эволюции, вычисленными Хейлесеном и др. [18] для звезд населения I типа.

Модель Хейлесена и др. охватывает верхнюю полосу звезд главной последовательности до  $10M$ . Вычисления проведены для следующих химических составов:

$$(X, Y, Z) = (0.70, 0.28, 0.02), (0.70, 0.27, 0.03) \text{ и } (0.60, 0.38, 0.02).$$

Длина перемещения во всех трех случаях равна  $L = 1.5H_{\odot}$ .

После вышеупомянутой работы Хейлесена и др. были опубликованы три статьи Хейлесена [19-21], в которых рассматриваются разнообразные аспекты звездной эволюции. В статье [19] даны калибровки для 10 химических составов и для двух значений длины перемешивания. Для каждого выбранного химического состава и длины перемешивания даны калибровки с целью определения массы звезд полосы главной последовательности и области субгигантов диаграммы Гецшпрунга-Рессела. В статье [19] даны две таблицы и четыре вида диаграмм.

Зная  $\lg T_{\text{eff}}$  и  $\lg g$ , и используя диаграммы, рисунки и таблицы, приведенные в работах [18-20], легко можно определить массу и возраст звезд.

Результаты определения масс и возрастов компонентов исследуемых нами Трапеций приведены в табл.2.

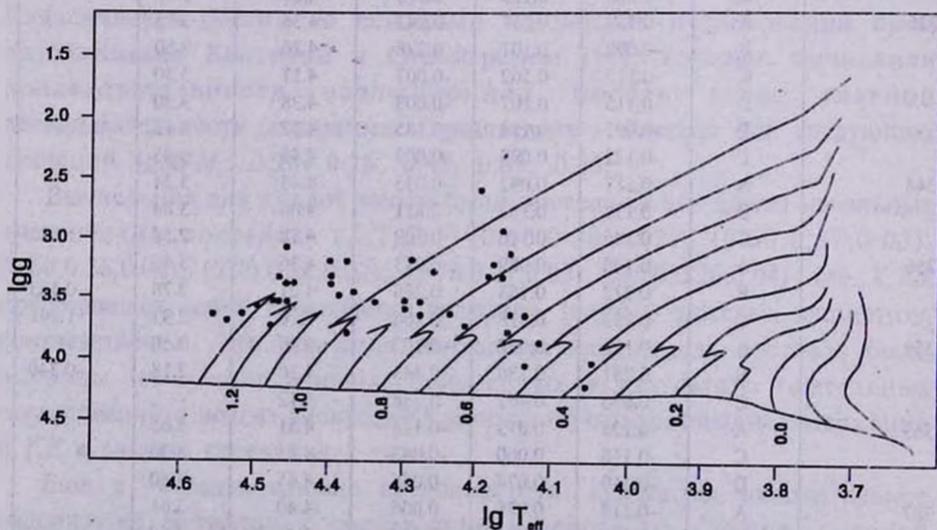


Рис.3. Эволюционные треки по Хейлесену для химического состава  $(X, Z) = (0.70, 0.02)$ . Нанесены программные звезды.

Таблица 2

## МАССЫ И ВОЗРАСТЫ КОМПОНЕНТОВ ТРАПЕЦИЙ

№. АБАО	Комп.	$M_{\text{эл}}$	BC	$M/M_0$	Возраст ( $10^6$ лет)
2	A	-6.810	-2.850	>10	<10
	B	-3.242	-1.862	6.76	20
	C	-0.924	-0.901	4.57	100
8	AB	-8.159	-3.029	>10	<10
	C	-7.914	-2.914	>10	<10
	D	-6.777	-3.257	>10	<10
34	E	-2.840	-1.620	6.76	30
	A	-7.563	-2.873	>10	<10
	D	-4.345	-2.165	9.77	<10
48	C	-4.391	-2.171	10.00	<10
	A	-6.691	-2.711	>10	<10
	B	-3.045	-1.965	6.76	<10
51	C	-0.302	-0.841	3.63	100
	A	-5.755	-2.695	>10	<10
	B	-6.615	-2.425	>10	<10
62	D	-2.062	-1.372	6.45	50
	E	-1.397	-0.947	3.98	100
	A	-3.856	-1.696	7.58	25
94	B	4.243	-1.617	6.92	40
	C	2.373	-0.787	3.09	150
	A	-4.948	-1.588	7.41	25
313	B	0.829	-0.491	2.75	200
	C	-	-	7.08	40
	AB	-10.742	-2.852	>10	<10
316	C	-5.596	-2.376	>10	<10
	D	-3.463	-1.293	7.08	40
	A	-	-	>10	<10
348	B	-3.516	-1.646	7.41	30
	C	-	-	-	30
	D	-6.103	-2.303	-	<10
	E	-3.655	-1.765	7.02	30
	F	-8.425	-2.565	>10	<10
	A	-	-	>10	<10
356	B	2.155	-0.565	3.24	150
	C	3.187	-1.243	-	60
	A	-	-	>10	<10
359	B	4.101	-1.569	5.89	30
	C	-3.691	-1.419	-	80
	A	-	-	>10	<10
363	B	2.241	-1.169	>10	125
	C	-0.276	-0.836	3.24	<10
	A	-7.914	-3.054	>10	<10
387	C	-5.612	-2.612	>10	<10
	D	-5.729	-2.689	>10	<10
	A	-5.889	-2.279	>10	<10
396	B	-3.415	-2.015	8.32	10
	C	2.019	-1.151	3.98	125
	A	-4.756	-2.056	>10	<10
396	B	-4.743	-1.023	3.31	125
	C	2.113	-1.137	-	50

Зависимость количества компонентов от массы и возраста дана в табл.3.

Таблица 3

### ЗАВИСИМОСТЬ КОЛИЧЕСТВА КОМПОНЕНТОВ ОТ МАССЫ И ВОЗРАСТА

$M/M_{\odot}$	Количество компонентов	Возраст $10^4$ лет	Количество компонентов
2.5-5.0	9	<10	22
5.0-8.0	12	10-20	4
8.0-10.0	3	20-40	10
>10	21	40-100	8
Не определяется	5	100-250	6
Всего	50	Всего	50

Для более наглядного представления о массах наших программных звезд, по данным Хейлесена мы построили эволюционные треки для химического состава  $(X, Z) = (0.70, 0.02)$  в диаграмме  $\lg T_{\text{эф}}$  и  $\lg g$  (рис.3).

Точность определения возрастов звезд ранних спектральных классов в зависимости от ошибок наблюдений была обсуждена Келсолом и Стремгеном [17]. Они нашли, что фотозлектрические наблюдения в системе  $ubv\beta$  для В-звезд дают среднюю вероятную ошибку определения возраста, равную 4%. Хейлесен и др. [18] для А и F - звезд получили такую же точность. К этой случайной ошибке добавляется гораздо большая систематическая ошибка из-за неопределенности в калибровке температуры. Для  $\Delta \lg T_{\text{эф}} = 0.01$  систематическая ошибка в определении возраста достигает 9%. Для верхней полосы главной последовательности минимальная вероятная ошибка определения возраста достигает 12%.

Учитывая ошибки фотозлектрических наблюдений в  $ubv\beta$ -системе и калибровках  $\lg T_{\text{эф}}$  и  $\Delta M_{\text{bol}}$ , величина общей ошибки в определении масс оценивается 7% [18].

4. **Выводы.** Результаты вычисления  $\lg T_{\text{эф}}$  и  $\lg g$  показали, что их значения лежат в интервалах 4.03-4.54 и 2.58-4.02, соответственно. Все компоненты Трапеций имеют массу, в несколько раз больше солнечной и почти половина из них >10 солнечных масс. Более 70% компонентов имеют возраст <  $40 \cdot 10^4$  лет.

Абастуманская астрофизическая  
обсерватория, Грузия

PHYSICAL PARAMETRES OF EARLIER SPECTRAL  
CLASSES TRAPEZIUM TYPE MULTIPLE SYSTEMS  
DERIVED FROM  $uvby\beta$  PHOTOMETRY. II

G.N.SALUKVADZE, G.SH.JAVAKHISHVILI

On the basis of electrophotometrical observations of six-colour photometric system  $uvby\beta$  effective temperatures  $T_{\text{eff}}$ , gravitational forces on the stellar surface  $g$  and  $[\text{Fe}/\text{H}]$  were calculated for 50 components of 15 trapezia of early spectral classes. The results of calculation showed that  $\lg T_{\text{eff}}$  of trapezia components are within the interval 4.03–4.54,  $\lg g - 2.58$ –4.02. Using the evolutionary model sequences calculated by Hejlesen et al the stellar masses and ages are determined by means of atmospheric parametres  $T_{\text{eff}}$  and  $g$ . All components have masses several times more than solar masses and almost half of them  $>10$  of solar masses. More then 70% of components have age  $< 40 \cdot 10^6$  years.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Н.Салуквадзе, Г.Ш.Джавахишвили, Бюлл. Абастуман. астрофиз. обсерв., 66, 45, 1988.
2. G.N.Salukvadze, G.Sh.Javakhishvili, Astron. Nachr., 316, 275, 5, 1995.
3. Г.Н.Салуквадзе, Г.Ш.Джавахишвили, Астрофизика, 40, 559, 1997.
4. В.А.Амбарцумян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 15, 3, 1954.
5. Г.Н.Салуквадзе, Астрофизика, 14, 57, 1978.
6. M.R.Perez, M.D.Joner, P.S.The, B.E.Westerlund, Publ. Astron. Soc. Pacif, 101, 636, 195, 1989.
7. D.Michalas, Astrophys. J., 176, 139, 1972.
8. J.B.Lester, R.O.Gray, R.W.Rurucz, Astrophys. J. Suppl. Ser, 61, 509, 1986.
9. B.Strömngren, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 4, 433, 1966.
10. D.L.Crawford, Problems of Absolute Magnitudes and Temperatures of Stars, 93, 1973.
11. A.G.D.Philip, B.Newell, Dudley Observ. Rep., 9, 161, 1975.
12. R.L.Kurucz, Astrophys. J. Suppl. Ser., 40, 1, 1979.
13. L.A.Balona, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 211, 973, 1984.
14. P.E.Nissen, Astron. Astrophys., 199, 146, 1988.
15. D.L.Crawford, Astron. J., 80, 955, 1975.
16. L.I.Relyae, R.L.Kurucz, Astrophys. J. Suppl. Ser., 37, 45, 1978.
17. T.Kelsall, B.Strömngren, Vistas in Astronomy, 8, 159, 1966.

18. *P.M.Hejlesen, H.E.Iorgensen, E.Oduzen, Petersen, L.R.Oucke*, Proc. IAU Coll., **17**, 1972.
19. *P.M.Hejlesen*, Astron. Astrophys., **84**, 135, 1980.
20. *P.M.Hejlesen*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **69**, 251, 1987.
21. *P.M.Hejlesen*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **39**, 347, 1980.

УДК: 524.354.4

## О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПУЛЬСАРОВ В ОКРЕСТНОСТИ СОЛНЦА

Т.Г.МДЗИНАРИШВИЛИ, Т.М.БОРЧХАДЗЕ,  
Р.М.ДЗИГВАШВИЛИ, Н.Г.КОГОШВИЛИ

Поступила 25 июня 1997

Принята к печати 1 декабря 1997

Исследовано пространственное распределение пульсаров в окрестности Солнца на основе современного каталога Тейлора, Манчестера и Лайна. Показано, что "старые" пульсары возрастом  $\tau > 2 \cdot 10^6$  лет, как и "молодые", указывают на существование фрагментов спиральной структуры Галактики. Сделан вывод, что если принятая в каталоге шкала расстояний верна, то пекулярные скорости пульсаров с наиболее точными расстояниями должны быть гораздо меньше принятых, чем это считалось до сих пор.

1. *Введение.* Ганн и Острайкер [1] в 1969г. изучили параметры известного в то время 41 пульсара и заключили, что большинство из них должно рождаться в пределах, примерно, 100 парсеков от плоскости Галактики и при рождении приобретать пекулярные скорости порядка 100 км/с. Несмотря на то, что за прошедшее время был накоплен значительный наблюдательный материал и проведено множество статистических исследований этой галактической популяции, более полных и обоснованных, выводы этой классической работы остались почти неизменны.

Если пульсары рождаются вблизи галактической плоскости после вспышек сверхновых II типа и приобретают случайным образом направленные пекулярные скорости порядка 100 км/с, то по наблюдаемому распределению по  $z$  - координате можно оценить возраст наиболее старых пульсаров. Эта оценка показывает, что  $\tau = \frac{v}{z} \approx 10^7$  лет. Пульсары должны рождаться в спиральных рукавах, в ассоциациях и молодых звездных скоплениях. "Молодые" пульсары возрастом  $\tau < 2 \cdot 10^6$  лет при принятом значении скорости  $\sim 100$  км/с должны находиться на расстоянии нескольких сот парсеков от места рождения и оставаться еще в спиральных рукавах Галактики [2]. Косвенные подтверждения этого факта были найдены в работах [3,4]. В недавней работе [5] на основе нового каталога 558 пульсаров Тейлора, Манчестера и Лайна [6] было найдено подтверждение гипотезы, что пульсары рождаются в спиральных рукавах Галактики. Целью настоящей работы является изучение распределения пульсаров разных возрастов в окрестности Солнца на

основе новейших данных и оценка их пекулярных скоростей.

2. *Использованный материал.* Как и в работе [5], для изучения распределения пульсаров в пространстве использовался каталог [6]. Для проведения статистического анализа были использованы следующие параметры пульсаров: галактические координаты  $l$ ,  $b$ , расстояния  $d$ , точность определения которых в Каталоге обозначается двумя буквами латинского алфавита, возраст  $\tau$  и расстояния  $z$  от плоскости Галактики.

Особое внимание при проведении статистического анализа мы обратили на использование тех расстояний, которые имеют наименьшие случайные ошибки, так как игнорирование случайных ошибок определения расстояний астрономических объектов нередко может привести к недоразумению. Как известно, ОВ звездные ассоциации в солнечной окрестности указывают на фрагменты спиральной структуры Галактики [7]. Расстояния до звездных ассоциаций определяются усреднением модулей расстояний членов этих ассоциаций, так как делается обоснованное допущение, что все звезды последних находятся на одинаковом расстоянии от Солнца. Получаемая картина распределения в плоскости Галактики действительно обнаруживает спиральную структуру. Если для изучения структуры использовать расстояния индивидуальных звезд - членов ассоциаций, то получаются лучеобразные структуры с центром на Солнце. Большие случайные ошибки определения расстояний до звезд, а это в среднем больше  $30\%r$ , где  $r$  - расстояние до звезды, размывают получаемую картину. Этим эффектом, по-видимому, можно объяснить утвердившуюся за последнее время точку зрения, что даже молодые звездные скопления не очень явно указывают на спиральную структуру Галактики [8].

3. *Статистический анализ.* Для построения в плоскости Галактики картины распределения пульсаров вычислялись галактические координаты по формулам:

$$X = d \cdot \cos l \cdot \cos b, \quad Y = d \cdot \sin l \cdot \cos b.$$

Картины распределения пульсаров строились в окрестности Солнца  $-5\text{кпк} \leq X \leq 5\text{кпк}$  и  $-5\text{кпк} \leq Y \leq 5\text{кпк}$ , чтобы картина была сопоставима с картиной распределения ОВ - ассоциаций и молодых звездных скоплений. На рис.1 дана картина совместного распределения ОВ-ассоциаций, молодых звездных скоплений и "молодых" пульсаров, возраст которых  $\tau \leq 2 \cdot 10^6$  лет, точность расстояний меньше  $25\% \cdot d$ . Количество таких пульсаров в данной окрестности Солнца 68 в Каталоге.

Из рис.1 прослеживается определенная связь между фрагментами спиральной структуры, получаемой из наблюдений оптических объектов и радиопульсаров. Можно указать на четыре фрагмента. Три фрагмента классической модели Жоржелина и Жоржелина [9] обозначаются

индексами -2, -1 и +1. Местный рукав обозначен индексом 0. Отметим, что малое количество молодых радиопульсаров не дает возможности более четко выделить структуру по радиообъектам.

На рис. 2 нанесены проекции положения всех пульсаров в плоскости,

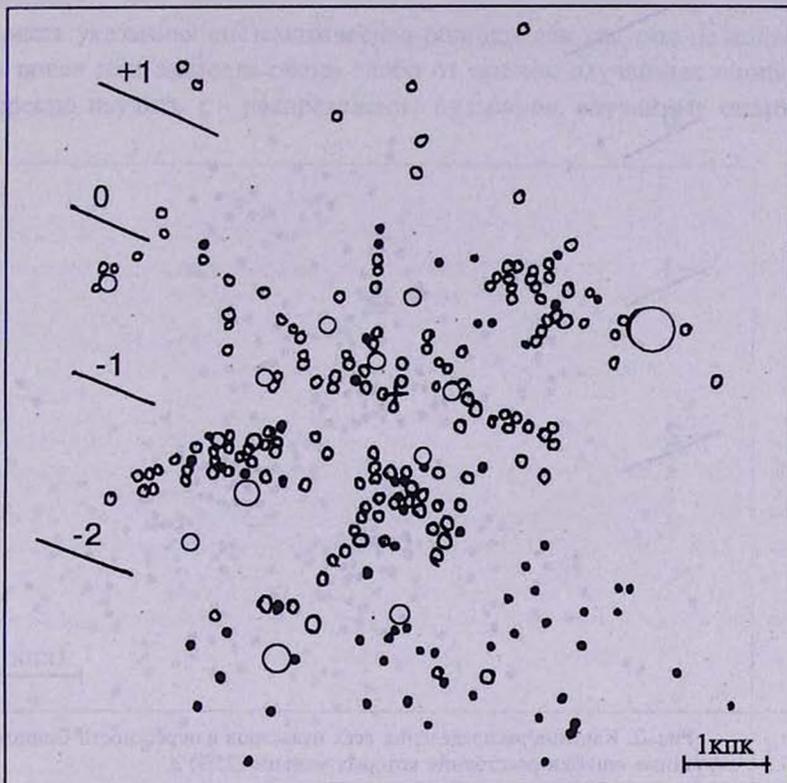


Рис.1. Картина распределения звездных ассоциаций (большие кружки), молодых звездных скоплений (маленькие кружки) и молодых пульсаров (темные кружки) в окрестности Солнца, случайные ошибки расстояния которых меньше (25%) $\cdot d$ .

имеющих точность определения расстояний меньше 25% $\cdot d$ , без учета их возрастов. Таких объектов в Каталоге оказалось 231. На картине более четко выделены 4 фрагмента -2, -1, 0 и +1 спиральной структуры.

Нами были построены также картины распределения пульсаров, возраст которых  $\tau > 2 \cdot 10^6$ ,  $\tau > 5 \cdot 10^6$  и  $\tau > 10^7$  лет. На всех картинах сохранилась тенденция к данной фрагментации. Отсюда делается вывод, что "старые" пульсары, как и "молодые", обрисовывают спиральную структуру.

Интересно получаемую картину дополнить изучением распределения данных объектов по  $z$  - координате и сопоставить с распределением O-звезд. Для O-звезд мы пользовались каталогом [10]. При анализе распределения пульсаров по  $z$  - координате были отброшены те пульсары,

которые являются членами сферических скоплений.

В использованном каталоге 95% O-звезд находятся внутри  $|z| \leq 400$  пк

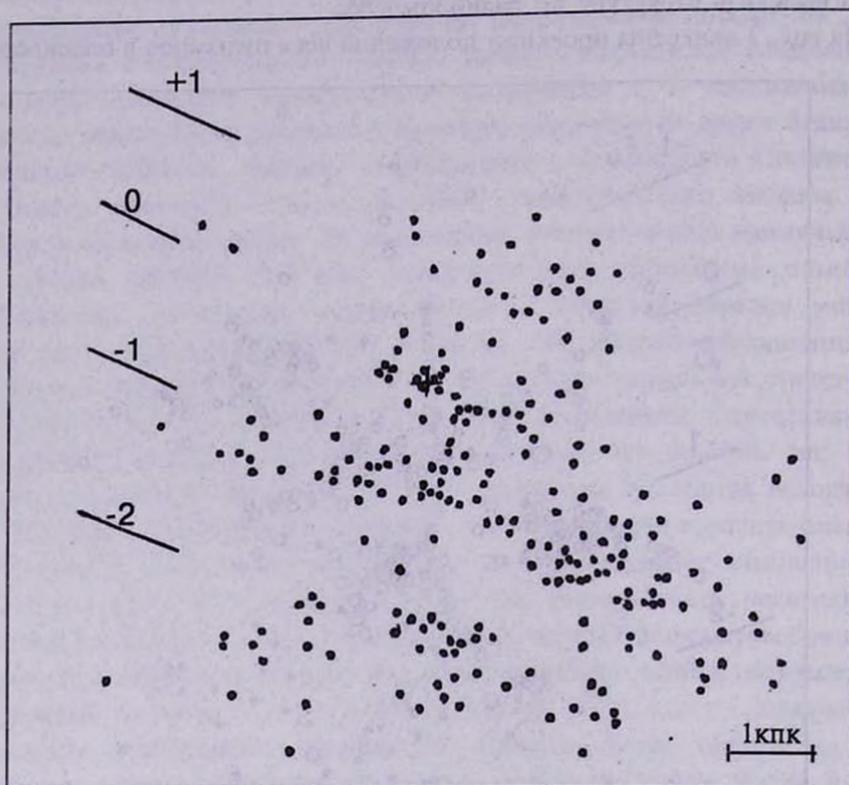


Рис. 2. Картина распределения всех пульсаров в окрестности Солнца, случайные ошибки расстояния которых меньше (25%).d.

галактической плоскости.

Для пульсаров всех возрастов с точностью расстояний меньше 25% больше 90% количества  $|z| \leq 400$  пк и всего 3 имеют  $|z| \leq 500$  пк.

Из этого сопоставления следует вывод, что распределение пульсаров всех возрастов, имеющих наиболее точные расстояния в каталоге [6], аналогично распределению O-звезд, что в корне меняет оценку пекулярных скоростей пульсаров. Подавляющее большинство пульсаров с известными наилучшими расстояниями должно иметь такие же скорости, как и O-звезды.

4. *Выводы.* Для объяснения этого неожиданного результата попытаемся предложить альтернативные варианты.

1. В каталоге Тейлора, Манчестера и Лайна [6] имеется систематическая ошибка определения расстояний пульсаров, которая приводит к скучиванию объектов к фрагментам спиральной структуры.

О возможности такого эффекта указывали сами авторы каталога [6]. Для проверки этого предположения мы построили картину распределения пульсаров, случайные ошибки которых более  $25\% \cdot d$ . Таких объектов в каталоге 162. Как видно из рис.3, здесь почти не выражена тенденция к скучиванию, что заставляет думать, что в каталоге не должна существовать указанная систематическая ошибка, так как она не должна зависеть вовсе или зависеть очень слабо от оценок случайных ошибок.

Интересно изучить  $z$  - распределение пульсаров, случайные ошибки

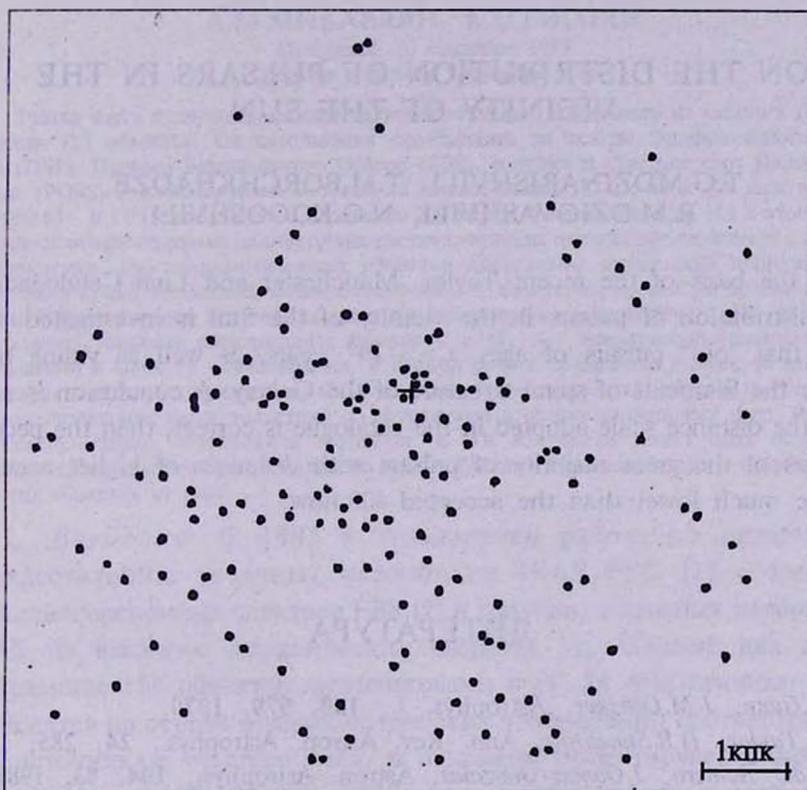


Рис.3. Картина распределения всех пульсаров в окрестности Солнца, случайные ошибки расстояния которых больше  $(25\%) \cdot d$ .

которых больше  $25\% \cdot d$ . Из 162 объектов 112 имеют  $|z| > 500$  пк, или почти 70% объектов находятся за пределом указанной толщины диска Галактики.

2. Шкала расстояний каталога Тейлора, Манчестера и Лайна близка к действительности. Тогда пульсары, имеющие наиболее точные расстояния, независимо от возрастов образуют тонкий слой вблизи плоскости Галактики, наподобие O-звезд, и указывают на фрагменты спиральной структуры. Пекулярные скорости большинства пульсаров

должны быть на порядок меньше принятых до сих пор. Этот результат определенным образом перекликается с работой [11].

Из этих альтернативных возможностей нам более привлекательным кажется второй вариант. Во всяком случае, полученные результаты требуют дальнейшего исследования.

Абастуманская астрофизическая  
обсерватория, Грузия

## ON THE DISTRIBUTION OF PULSARS IN THE VICINITY OF THE SUN

T.G.MDZINARISHVILI, T.M.BORCHKHADZE,  
R.M.DZIGVASHVILI, N.G.KOGOSHVILI

On the basis of the recent Taylor, Manchester and Line Catalogue the space distribution of pulsars in the vicinity of the Sun is investigated. It is shown that "old" pulsars of ages  $\tau > 2 \cdot 10^6$  years, as well as young ones, indicate the filaments of spiral structure of the Galaxy. A conclusion is made that if the distance scale adopted in the catalogue is correct, then the peculiar velocities of the great majority of pulsars with distances of higher accuracy must be much lower than the accepted till now.

## ЛИТЕРАТУРА

1. J.E.Gunn, J.M.Ostriker, *Astrophys. J.*, **160**, 979, 1970.
2. J.H.Taylor, D.R.Stinebring, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **24**, 285, 1986.
3. A. del Romero, J.Gomez-Gonzales, *Astron. Astrophys.*, **104**, 83, 1981.
4. H.Schild, A.Maeder, *Astron. Astrophys. J.*, **143**, L7, 1985.
5. Т.Г.Мдзинаришвили, *Астрофизика*, **40**, 61, 1997.
6. J.H.Taylor, R.N..Manchester, A.G.Lyne, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **88**, 529, 1993.
7. R.Humphreys, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **38**, 304, 1978.
8. Т.Г.Мдзинаришвили, *Бюлл. Абастуман. астрофиз. обсерв.*, **68**, 157, 1989.
9. Y.M.Georgelin, Y.P.Georgelin, *Astron. Astrophys.*, **49**, 57, 1976.
10. C.Cruz-Gonzales, E.Recillas-Cruz, R.Costero, M.Peimbert, S.Torres-Peimbert, *Rev. Mex. Astron. Astrof.*, **1**, 211, 1978.
11. А.В.Тутуков, Н.Н.Чугай, Л.Р.Юнгельсон, *Письма в Астрон. ж.*, **10**, 586, 1984.

УДК: 524.3

## ОПТИЧЕСКИЕ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ТОЧЕЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ IRAS НА ОСНОВЕ НИЗКОДИСПЕРСИОННЫХ СПЕКТРОВ FBS. III.

А.М.МИКАЕЛЯН, К.С.ГИГОЯН

Поступила 10 сентября 1997

Принята к печати 5 февраля 1998

Третья часть оптически отождествленных точечных источников из каталога IRAS PSC содержит 113 объектов. Отождествления проводились на основе Опцированного Обзора Неба (DSS), 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  $11^{\circ}15' \leq \alpha \leq 18^{\circ}35'$  с площадью 200 кв. гр. 6 источников из 119 в этой области не удалось отождествить из-за отсутствия соответствующих оптических двойников с данными координатами. 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  $8^m - 21^m$ . Из 113 объектов 31 оказались звездами спектральных классов  $K$  и  $M$ , 1 - планетарной туманностью, 2 - кандидатами в QSO, 79 - галактиками. В данной работе приводится список 48 незвездных объектов. 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 DSS.

1. *Введение.* С 1995 г. проводится работа по оптическому отождествлению точечных источников IRAS PSC [1] с помощью низкодисперсионных спектров FBS [2] и голубых, и красных изображений POSS на высоких галактических широтах [3]. Первые два списка, содержащие 158 объектов, опубликованы в [4, 5]. Аналогичные работы проводятся на основе прямых оптических изображений соответствующих ИК источникам участков неба, в основном ориентируясь с помощью ИК потоков на 12, 25, 60 и 100 мкм. 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 [6, 7].

В работе [4] подробно описаны идеологические и методические основы данной программы, рассчитанной на отождествление и

исследование всех источников IRAS PSC в области  $+61^\circ \leq \delta < +90^\circ$  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.

2. *Наблюдательный материал.* Работа проводилась в области  $+61^\circ \leq \delta < +65^\circ$  и  $11^h 15^m \leq \alpha < 18^h 35^m$  с площадью 200 кв. гр. Для проведения данной работы использовались ИК потоки из IRAS PSC на волнах 12, 25, 60 и 100 мкм для источников соответствующей области, голубые и красные изображения POSS, изображения DSS [8] и низкодисперсионные пластинки FBS полосы  $+61^\circ \leq \delta < +65^\circ$ . Данная область охватывает 10 полей FBS размером  $4^\circ \times 4^\circ$ , где в 1967-1976 гг. Маркарян, Липовецким и Степаняном снято 13 пластинок Kodak IIF, IIAF и IIAF. Галактическая широта для данной области лежит в пределах  $+26^\circ$ - $+56^\circ$ .

В работе [9] определены предельные звездные величины  $V$  и точные координаты центров этих пластинок, что позволило легко отождествить соответствующие области. Несмотря на то, что в данной области FBS имеет предел значительно выше среднего ( $17^m$ ) -  $17.9^m$ , части ИК источников (вероятней всего - галактики) на пластинках FBS нет. Для многих звезд сравнение звездных величин на FBS и POSS дает возможность оценить их переменность, цвет и спектральный класс. Низкодисперсионные спектры FBS также дают возможность выделить некоторые эмиссионные и абсорбционные линии.

В данной области в каталоге IRAS PSC имеется 427 источников, из которых 252 отождествлены с объектами известных каталогов на основе сходства ИК и оптических координат [10], 56 отождествлены позднее, 19 из которых оказались галактиками Цвикки, а 119 источников (в основном слабых) оставались неотожествленными. Из них нам удалось отождествить 113.

3. *Список объектов.* В табл. 1 приведен список 48 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 ( $\Delta\alpha = \alpha_{\text{опт}} - \alpha_{\text{ИК}}$  и  $\Delta\delta = \delta_{\text{опт}} - \delta_{\text{ИК}}$ ), 7 - видимая звездная величина  $V$  с точностью около  $0.5^m$ , определенная с POSS на основании калибровки "диаметр изображения - звездная величина" [11], 8 - показатели цвета  $CI$  с точностью около  $0.5^m$ , определенная тем же способом, 9 - тип объектов, определенный с низкодисперсионных спектров FBS и прямых

Таблица 1

СПИСОК ОТОЖДЕСТВЛЕННЫХ 48 IRAS ИСТОЧНИКОВ

No	IRAS обозначение	Оптические координаты		Отклонения координат		$m_v$	CI	Тип
		$\alpha_{1950}$	$\delta_{1950}$	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$			
1	2	3	4	5	6	7	8	9
		m s	' "	s "	"	m	m	
159	11267+6352	26 41.9	52 31	-4.6	-18	21:	+ 0.5	Gal
160	11296+6416	29 37.3	16 45	-0.5	-7	21:	+0.5	Gal
161	11348+6346	34 50.8	20 23	-1.3	-13	18.3	-0.7	Gal:
162	11360+6337	36 04.3	37 42	0.0	18	21.0	>+0.6	Gal
163	11367+6124	36 45.0	24 11	-1.4	-13	20.8	+0.5	Gal:
164	11384+6407	38 33.3	07 08	5.6	-50	18.3	-0.7	Gal
165	11405+6417	40 36.3	16 41	3.1	-22	17.0	+1.3	QSO:
166	11440+6452	43 59.6	53 04	-0.8	12	20.6	+0.1	Gal
167	11462+6141	46 18.3	41 43	5.0	-13	20.8	+0.6	Gal:
168	11497+6139	49 35.6	39 25	-7.7	-27	14.7	+1.6	Sa:
169	11587+6124	58 50.4	24 17	3.3	3	20.5	>+0.9	Sc:
170	12147+6306	14 48.2	06 14	0.8	-10	13.9	+0.1	Sbc
171	12235+6253	23 30.7	54 05	-0.5	5	16.2	+0.7	Sa:
172	12395+6238	39 35.1	38 07	0.7	7	14.2	+0.6	Sa:
173	13014+6146	01 29.6	46 04	1.6	-13	14.0	+0.9	Sb:
174	13030+6102	03 01.0	02 15	-0.7	10	15.4	+0.6	Sc:
175	13070+6412	07 02.0	12 27	0.3	7	19.2	+0.9	S
176	13127+6259	12 46.8	59 50	2.5	15	20.8	+1.1	Gal:
177a	13165+6416	16 36.0	15 52	2.9	-15	20.8	+0.6	Gal:
177b		16 37.8	15 42	4.7	-25	20.5	+0.5	Gal
177c		16 38.6	15 45	5.5	-22	20.5	+0.5	Gal
178	13209+6353	20 57.4	53 08	0.8	2	16.5	+0.9	S:
179	13223+6449	22 15.3	49 06	-5.0	-7	20.5	+0.9	S:
180	13241+6320	24 00.5	20 51	-6.3	12	20.6	+1.2	S:
181	13352+6402	35 12.9	02 20	-1.3	17	20.5	+0.9	S:
182	13503+6104	50 23.6	04 51	0.5	0	16.4	+1.1	Sb:
183a	13524+6213	52 23.9	14 31	-3.6	62	15.9	+0.6	S
183b		52 27.7	14 04	0.2	35	15.5	+0.2	S:
184a	14129+6111	13 00.1	11 17	0.5	-7	19.6	+1.7	Gal
184b		13 00.8	11 26	1.2	2	19.1	+0.8	Gal
185	14190+6432	19 01.3	32 58	0.0	2	18.4	+1.8	S:
186	14230+6158	23 00.6	57 38	-3.2	-23	16.2	+0.6	S:

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
		m s	" "	s "	" "	m	m	
187a	14244+6435	24 22.5	35 28	-2.6	5	19.3	-0.3	Gal
187b		24 24.8	36 16	-0.3	53	19.3	+1.1	S:
187c		24 24.8	35 13	-0.3	-10	20.5	0.0	Gal
187d		24 26.4	36 33	1.3	70	20.5	+0.9	Gal:
187e		24 31.3	35 45	6.2	22	20.1	+1.2	Gal:
188	14263+6116	26 23.1	16 00	0.2	-3	15.8	+0.5	Sa:
189	14271+6437	27 10.1	37 34	2.1	-5	18.8	+1.7	S
190	14360+6129	36 02.0	30 00	-0.9	5	14.5	-0.9	Sb:
191	14370+6254	37 02.0	54 49	-0.2	5	17.4	+0.2	Sbc:
192	14386+6113	38 40.0	13 46	-0.7	-10	16.4	+0.9	Sb:
193a	14418+6131A	41 47.1	31 02	-5.9	-33	17.5	+0.5	S
193b		41 51.4	31 22	-1.6	13	15.3	+0.2	Sa
193c		41 54.4	31 57	1.4	22	15.7	+0.6	S a
193d		42 01.0	31 53	8.0	18	17.5	+0.5	S
194	14464+6119	46 26.5	19 25	0.5	-3	18.0	+0.6	S:
195	14501+6212	50 07.5	12 32	-1.2	3	14.9	+0.5	S:
196	14561+6312	56 09.9	12 41	0.7	2	14.7	+1.1	Sb:
197	14570+6339	57 01.4	39 32	0.0	2	16.2	+0.6	S:
198	15059+6242	05 57.8	42 27	1.7	-18	20.3	+1.1	Gal
199	15298+6319	29 52.8	19 54	0.5	5	19.2	+0.3	S
200	15328+6133	32 52.4	33 59	0.9	-7	20.3	+0.6	PN:
201a	15356+6119	35 42.6	19 11	1.2	8	16.4	+0.3	Gal
201b		35 44.3	19 30	2.9	27	14.4	+0.4	Gal
202	15427+6141	42 47.9	41 14	1.2	3	17.6	+1.6	Sa:
203	15449+6459	44 58.3	59 10	0.0	5	15.3	+2.1	Sa:
204a	16030+6312	03 00.5	12 44	-3.7	12	16.8	0.0	S:
204b		03 05.0	12 30	0.8	-2	15.9	0.0	S
205	16075+6407	07 31.8	08 04	0.0	5	18.4	+0.9	Sb:
206a	16078+6446	07 48.6	46 07	-0.3	5	19.3	-0.6	S:
206b		07 49.7	46 07	0.8	5	18.9	+0.4	Sb:

Примечания к отдельным объектам табл. 1:

11267+6352 - отождествление сомнительное, т. к. объект находится на пределе POSS и в соседстве есть другие галактики.

11384+6407 - с северо-запада от ИК источника есть яркая ( $\sim 12.5^m$ ) спиральная галактика. Но отобранный оптический двойник ближе.

11405+6417 - на низкодисперсионном спектре FBS можно проследить длинный УФ континуум. Есть подозрение на эмиссию. На изображении DSS с запада и с севера имеются слабые периферии.

11440+6452 - по всей видимости, галактика с двойным ядром. Есть еще несколько галактик, которые вместе с отобранным объектом вероятно входят в одну группу.

- 11497+6139 - галактика, вытянутая NE-SW. Возможно эмиссия в спектре FBS. Изображение похоже на SNR (возможно, на галактику наложена звезда).
- 12147+6306 - голубая галактика, возможно с УФ избытком. Вытянута NE - SW.
- 12235+6253 - компактная эмиссионная галактика, вытянута NW - SE.
- 12395+6238 - была отмечена Б.Е. Маркаряном как галактика с УФ избытком, но не попала в список FBS. Тем не менее УФ часть длинная, кроме того есть подозрение на двойное ядро. Интересный объект.
- 13014+6146 - кандидат в Sy.
- 13030+6102 - кандидат в Sy. С северо-запада заметны два спутника.
- 13070+6412 - кандидат в Sy.
- 13165+6416 - сомнительное отождествление в случае компонента *a*.
- 13209+6353 - компактная эмиссионная галактика (почти без периферии). В соседстве есть и другие галактики.
- 13223+6449 - возможно имеет двойное ядро. Но отождествление сомнительное, т. к. объект на пределе.
- 13503+6104 - компактная галактика, едва различимы спиральные рукава.
- 13524+6213 - пара галактик. Компонента *a* компактная, *b* имеет спутники с востока и с севера.
- 14129+6111 - взаимодействующая пара галактик. Компонента *a* показывает эмиссионные линии на пластинке FBS (H<sub>α</sub> и другие).
- 14230+6158 - компактная галактика.
- 14244+6435 - группа из пяти галактик. В соседстве есть и другие, более слабые галактики. Источник имеется также в каталоге SSSC.
- 14263+6116 - компактная галактика, вытянута NE - SW. Кандидат в Sy.
- 14271+6437 - на O карте POSS видны два ядра.
- 14360+6129 - компактная эмиссионная галактика, вытянута NE - SW. Возможно, имеет УФ избыток.
- 14370+6254 - компактная галактика, вытянута NE - SW. На O карте POSS с востока, на расстоянии 13" имеется спутник.
- 14386+6113 - компактная галактика.
- 14418+6131A - две яркие компактные галактики, окруженные еще несколькими слабыми галактиками. Некоторые из них выходят за пределы эллипса неопределенностей, но ИК излучение, вероятно, идет от группы галактик.
- 14464+6119 - компактная галактика круглой формы. В соседстве есть по крайней мере еще 5 слабейших галактик.
- 14501+6219 - компактная галактика, вытянута NW - SE. Кандидат в Sy. С юга имеет спутник.
- 14561+6312 - спиральная галактика, вытянута NW - SE. Есть подозрение на эмиссионную линию в спектре FBS.
- 14570+6339 - компактная галактика, вытянута NE - SW.
- 15059+6242 - на O карте POSS - едва заметно изображение, на E карте - 3 взаимодействующие галактики. В соседстве есть и другие галактики. Далекая группа.
- 15328+6134 - возможна также и классификация как Gal, т. к. в этой области выделяется группа из 7 - 8 галактик.
- 15356+6119 - компактная пара голубых компактных галактик.
- 15427+6141 - галактика, вытянута N - S. В соседстве есть и другие слабые галактики.
- 16030+6312 - две голубые галактики, *a* - круглой формы, *b* - вытянута NE - SW. *b* имеет спутник с юга.
- 16075+6407 - компактная галактика со сверхсоотнацией в спиральной ветви. В соседстве есть и другие слабые галактики.
- 16078+6446 - очень тесная взаимодействующая пара галактик. В соседстве есть и другие слабые галактики.

изображений DSS, где PN - планетарная туманность, QSO - кандидаты в квазары, S, S0, Iг - галактики соответствующих типов и Gal - галактики без определения типа.

Помимо приведенных в списке объектов оптически отождествлена также 31 звезда спектральных классов K и M. Из них 4 были отобраны еще во время обзора красных звезд FBS [12], 9 являются звездами из каталога Дирборнской обсерватории [13], а 3 входят в каталог звезд SAO [14]. Звездные величины  $V$  этих звезд лежат в пределах  $8^m-15^m$ , а показатели цвета ( $B-V$ ) - примерно в пределах 1.0-3.5. Были определены также их приблизительные спектральные подклассы в диапазоне K8-M8. Интересно отметить, что уже во время отождествлений и сравнения звездных величин некоторых из этих объектов, определенных с пластинок FBS и карт POSS, были замечены большие расхождения, что указывает на переменность с амплитудами не менее  $4^m-5^m$ .

После таблицы приведены комментарии для отдельных, в основном для наиболее интересных объектов. Некоторые галактики имеют протяженное ИК излучение (IRAS Small Scale Structure Catalog - SSSC) [15]. Однако предпочтительное излучение основного источника позволило их включить и в IRAS PSC.

Для всех 48 объектов табл. 1 приводятся карты отождествления с DSS.

4. *Заключение.* 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. 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. Всего найдены 31 звезда спектральных классов K и M, 1 планетарная туманность, 2 кандидата в QSO, 61 ИК галактика (в основном - спиральных, из них 8 - кандидатов в Сейферты) и 18 кратных галактик. Из числа последних в трех случаях можно утверждать о взаимодействующих системах (две пары и одна система из трех галактик), что хорошо видно на изображениях DSS. Внегалактические объекты составляют 72 % всех отождествленных объектов. Классификация объектов подтверждается также двухцветной диаграммой IRAS [12-25]/[25-60], где четко разделяются звезды и галактики.

Следует обратить внимание на часто встречающиеся группы галактик среди оптических двойников отождествленных ИК источников. Кроме того, во многих случаях галактики, которые приводятся в списке как не

входящие в группы, окружены несколькими более слабыми галактиками, которые могут быть физически связанными с основным объектом. Таким образом, приведенный в списке объект может быть не единственным (хотя и доминирующим) источником ИК излучения, обнаруженного в IRAS PSC. Как видно, кратные галактики и группы часто могут быть ответственными за ИК излучение, что связано с нагреванием и дальнейшим излучением межгалактического вещества в далекой ИК области.

Изучение оптических характеристик отождествленных объектов с использованием их IRAS данных даст возможность для многостороннего понимания природы этих объектов. Поэтому крайне желательны их дальнейшие исследования как в оптическом диапазоне, так и в других областях спектра.

Бюраканская астрофизическая обсерватория,  
Армения

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

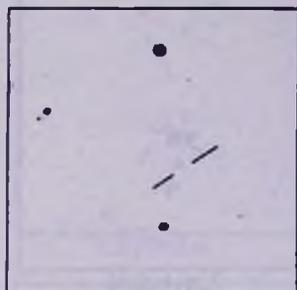
A.M.MICKAELIAN, K.S.GIGOYAN

The third part of optically identified sources from the IRAS Point Source Catalog (PSC) includes 113 objects. 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  $\mu m$  wavelengths in the region  $+61^{\circ} \leq \delta \leq +65^{\circ}$  and  $11^h 15^m \leq \alpha \leq 18^h 35^m$  with a surface of 200 sq. deg. 6 sources of 119 in this region are not identified because of absence of corresponding optical counterparts with the given coordinates. Optical coordinates, their deviations from the infrared ones,  $V$  magnitudes,  $CI$  colour indices, preliminary types for the identified objects are determined. The objects have optical magnitudes in the range  $8^m - 21^m$ . Of 113 objects 31 turned out to be stars of K and M spectral types, 1 - planetary nebula, 2 - QSO candidates, and 79 - galaxies. The list of 48 non-stellar objects is given in this paper. 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.

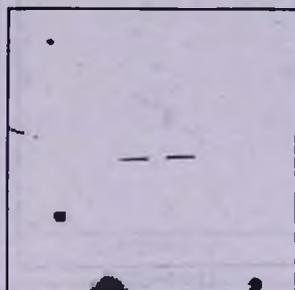
## ЛИТЕРАТУРА

1. IRAS Point Source Catalog, Version 2. On the Optical Disk. «Selected Astronomical Catalogs». Supplied by NASA, Vol. 1, 1989.
2. *B.E.Markarian, V.A.Lipovetski, J.A.Stepanian, L.K.Erastova, A.I.Shapovalova*, Commun. of the Special Astrophysical Obs., **62**, 5, 1989.
3. *A.M.Mickaelian*, Astrofizika, **38**, 625, 1995.
4. *A.M.Микаелян*, Астрофизика, **40**, 5, 1997.
5. *A.M.Микаелян, К.С.Гигоян, Д.Руссей*, Астрофизика, **40**, 581, 1997.
6. *К.С.Гигоян*, Поиск и исследование слабых С и М звезд на пластинках FBS обзора, Канд. дисс., Бюракан, 1994, 112 с.
7. *A.M.Микаелян*, Выявление и исследование голубых звездных объектов Первого Бюраканского обзора, Канд. дисс., Бюракан, 1994, 284 с.
8. *T.McGlynn, N.E.White and K.Scollick*, ASP Conf. Ser., **61**, 34, 1994.
9. *Г.В.Абрамян, А.М.Микаелян*, Астрофизика, **37**, 43, 1994.
10. IRAS Catalogs and Atlases. 2. The Point Source Catalog, Declination Range  $90^\circ > \delta > 30^\circ$ . Joint IRAS Science Working Group. NASA, Washington, DC: US GPO, 1988.
11. *I.R.King, M.J.Raff*, Publ. Astron. Soc. Pac., **89**, 120, 1977.
12. *Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян*, Астрофизика, **36**, 431, 1993.
13. *O.J.Lee, G.D.Gore, T.J.Bartlett*, Ann. Dearborn Observ., Vol. 5, Part 1C, 1947.
14. Smithsonian Astrophysical Observatory Star Catalog, Part One (band  $+80^\circ$  to  $+30^\circ$ ), Washington D.C., 1966.
15. IRAS Catalogs and Atlases. 7. Small Scale Structure Catalog. Joint IRAS Science Working Group. NASA, Washington, DC: US GPO, 1988.

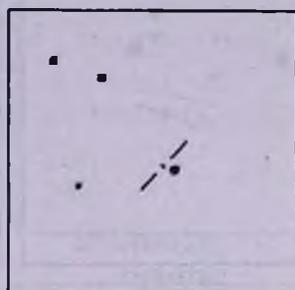
КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ IRAS ИСТОЧНИКОВ  
(Север сверху, восток слева, размеры 5'x5')



11267+6352



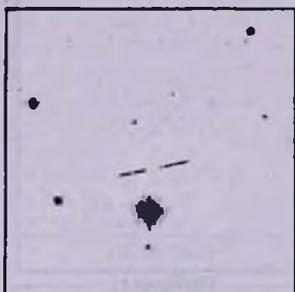
11296+6416



11348+6420



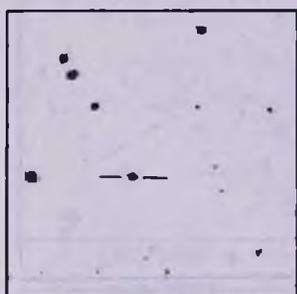
11360+6337



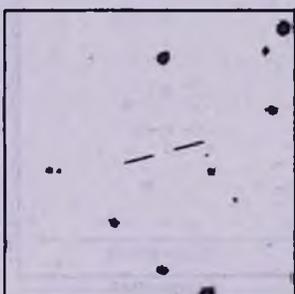
11367+6124



11384+6407



11405+6417



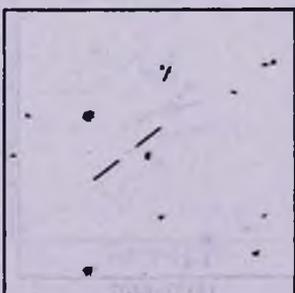
11440+6452



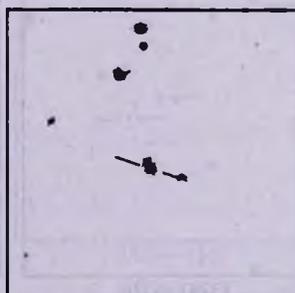
11462+6141



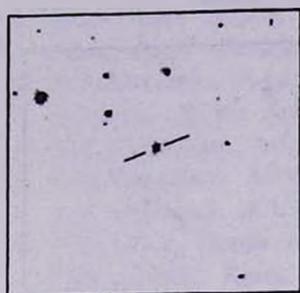
11497+6139



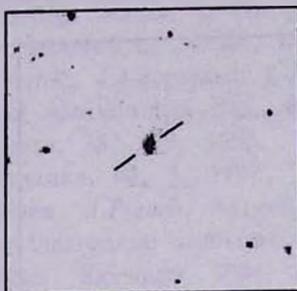
11587+6124



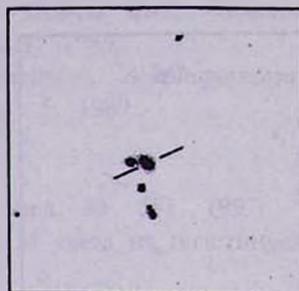
12147+6306



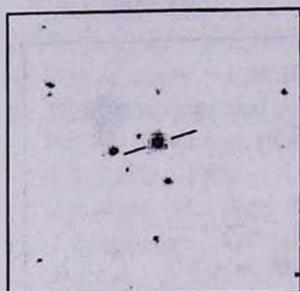
12235+6253



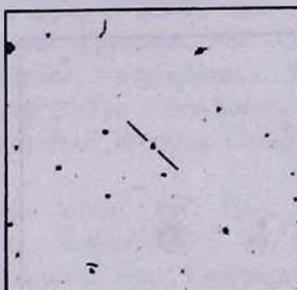
12395+6238



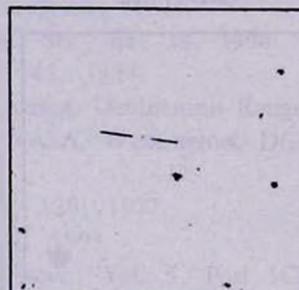
13014+6146



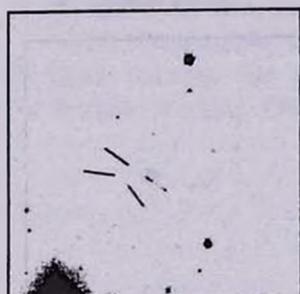
13030+6102



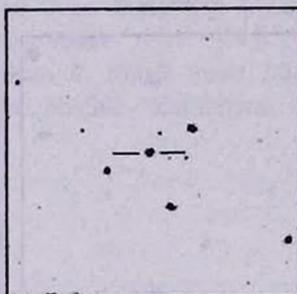
13070+6412



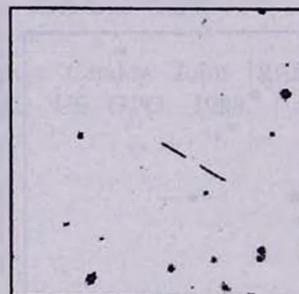
13127+6259



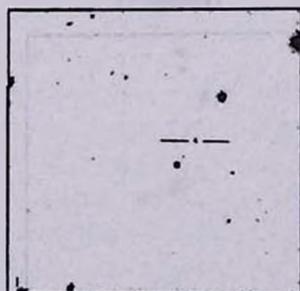
13165+6416



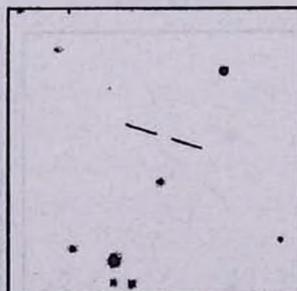
13209+6353



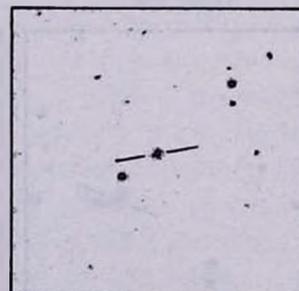
13223+6449



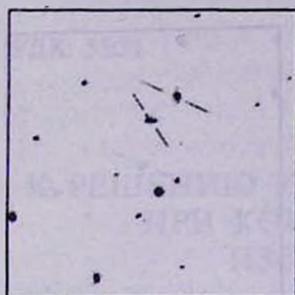
13241+6320



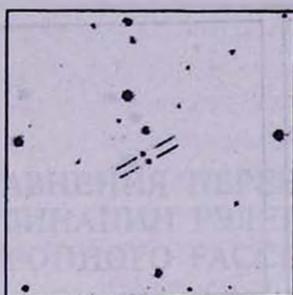
13352+6402



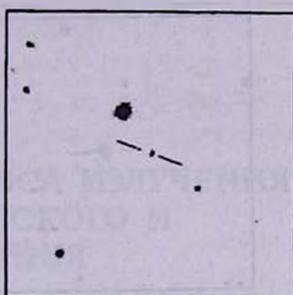
13503+6104



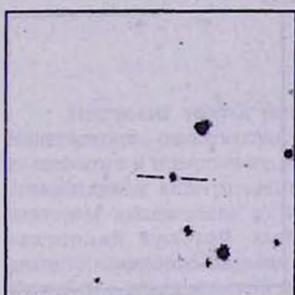
13524+6213



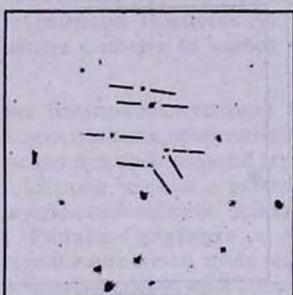
14129+6111



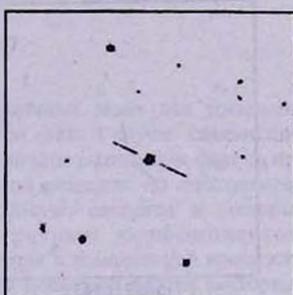
14190+6432



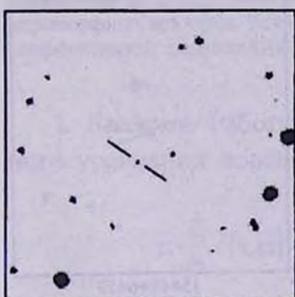
14230+6158



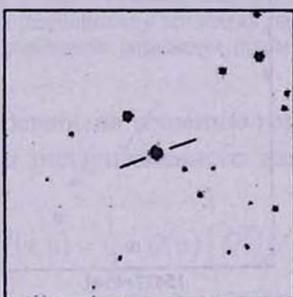
14244+6435



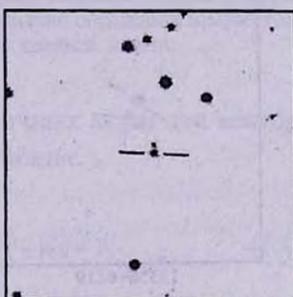
14263+6116



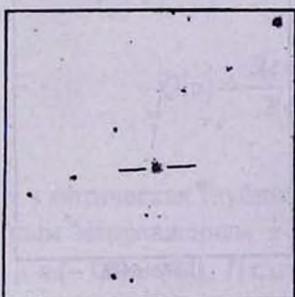
14271+6437



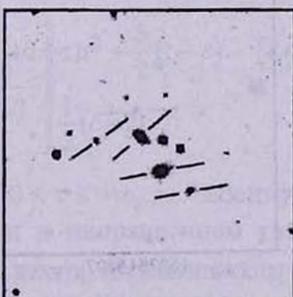
14360+6129



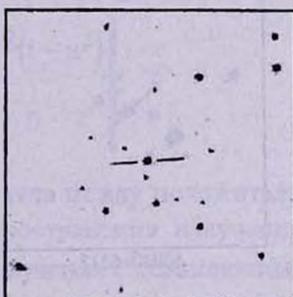
14370+6254



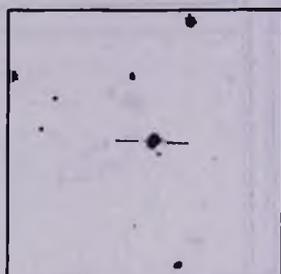
14386+6113



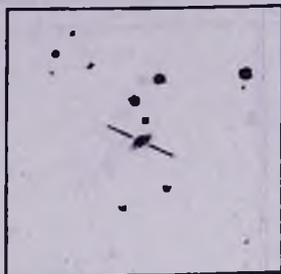
14418+6131A



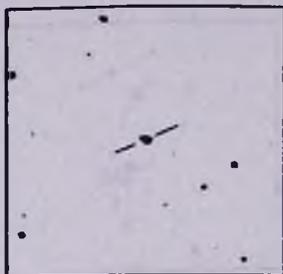
14464+6119



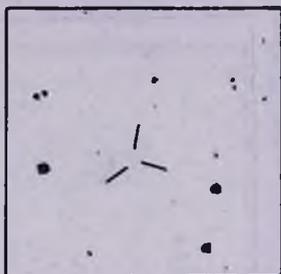
14501+6212



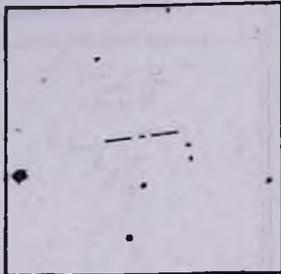
14561+6312



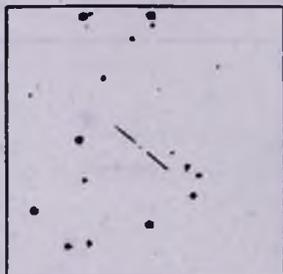
14570+6339



15059+6242



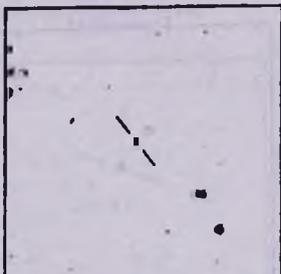
15298+6319



15328+6134



15356+6119



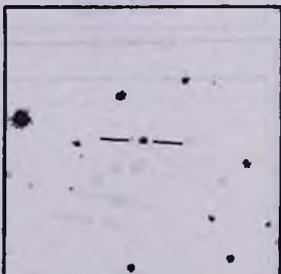
15427+6141



15449+6459



16030+6312



16075+6407



16078+6446

УДК: 53:51

## К РЕШЕНИЮ УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ КОМБИНАЦИИ РЭЛЕЕВСКОГО И ИЗОТРОПНОГО РАССЕЯНИЯ

А.В.ЛАТЫШЕВ, А.В.МОИСЕЕВ

Поступила 15 августа 1997

Принята к печати 15 ноября 1997

Построена теория решения полупространственных граничных задач для уравнений Чандрасекара, описывающих распространение поляризованного света в случае комбинации рэлеевского и изотропного рассеяния при произвольной вероятности выживания фотона при элементарном акте рассеяния. Доказана теорема о разложении решения по собственным векторам дискретного и непрерывного спектров. Доказательство сводится к решению векторной краевой задачи Римана-Гильберта с матричным коэффициентом, диагонализующая матрица которого имеет восемь точек ветвления в комплексной плоскости. Выделение аналитической ветви диагонализующей матрицы позволяет свести векторную задачу Римана-Гильберта к двум скалярным задачам на основном разрезе  $[0,1]$  и двум векторным на дополнительном разрезе. Решение задачи Римана-Гильберта дается в классе мероморфных векторов. Условия разрешимости позволяют однозначно определить неизвестные коэффициенты разложения и свободные параметры решения краевой задачи.

1. *Введение.* Работа посвящена решению граничных задач для векторного уравнения переноса поляризованного излучения.

$$\mu \frac{\partial}{\partial \tau} I(\tau, \mu) + I(\tau, \mu) = \frac{1}{2} \omega Q(\mu) \int_{-1}^1 Q^T(\mu') I(\tau, \mu') d\mu'. \quad (1.1)$$

Здесь матрица  $Q(\mu)$  равна

$$Q(\mu) = \frac{3(c+2)^{1/2}}{2(c+2)} \begin{vmatrix} c\mu^2 + \frac{3}{2}(1-c) & (2c)^{1/2}(1-\mu^2) \\ \frac{1}{3}(c+2) & 0 \end{vmatrix}$$

$\tau$  - оптическая глубина,  $0 < \tau < +\infty$ ,  $\mu$  - косинус угла между положительным направлением  $\tau$ -оси и направлением распространения излучения,  $\mu \in (-1,0) \cup (0,1)$ ,  $I(\tau, \mu)$  - вектор интенсивности излучения с компонентами  $I_I(\tau, \mu)$  и  $I_r(\tau, \mu)$ ,  $\omega$  - альbedo однократного рассеяния, т.е. вероятность выживания фотона при элементарном акте рассеяния,  $0 < \omega < 1$ . Параметр  $c$  в матрице  $Q(\mu)$  характеризует меру отклонения закона рассеяния от рэлеевского,  $c \in [0,1]$ , при  $c = 1$  получаем рэлеевское рассеяние. Индекс

$T$  сверху означает транспонирование.

Впервые уравнение (1.1) для случая комбинации рэлеевского и изотропного излучения появляется в монографии Чандрасекара [1], где рассматривается консервативный случай  $\omega = 1$  (уравнение из §18).

Для уравнения (1.1) получены точные решения общей граничной задачи, когда в качестве входящего излучения задается произвольная геллеровская функция. Заканчивается развитие метода, предложенного в предыдущих статьях одного из авторов [2,3] на случай двупараметрических уравнений. В этом смысле настоящая работа является последней в серии работ (см. [3,4]), посвященных точным решениям уравнения переноса поляризованного излучения.

Работы, посвященные уравнению (1.1) при  $c = 1$ ,  $\omega = 1$ , освещены подробно в [4]; при  $c = 1$ ,  $\omega \in (0, 1]$  в [3]. Остановимся подробно на работах, в которых рассматривается общий случай уравнения (1.1). Решение характеристического уравнения приведено в [5]. В [6], при использовании полуаналитического решения, получены численные результаты для задач альbedo и Милна. Точное выражение для дискретного собственного значения приведено в [7]. Работа [8] посвящена доказательству существования и единственности  $H$ -матрицы Чандрасекара, рассматривается класс канонических решений матричной краевой задачи Римана-Гильберта.  $H$ -матрица выражается через подходящее каноническое решение. Применение  $F_N$  метода для численного решения уравнения (1.1) рассматривается в работе [9]. Теория ортогональности в терминах  $H$ -матрицы построена в [10].

Следует также отметить вклад отечественных ученых в теорию переноса поляризованного излучения (см., например, [11-13]).

Однако наиболее значительные результаты в математической теории переноса излучения были получены в трудах Н.Б.Енгибаряна и его школы (см., например, [14-16]). Подчеркнем эффективность идей и методов Н.Б.Енгибаряна как в точном, так и в приближенном решении сверточных уравнений.

Уравнение (1.1) удобнее далее рассматривать относительно вектора  $Q^{-1}I = Y$  в виде

$$\mu \frac{\partial}{\partial \tau} Y(\tau, \mu) + Y(\tau, \mu) = \frac{1}{2} \omega \int_{-1}^1 K(\mu') Y(\tau, \mu') d\mu', \quad (1.2)$$

где

$$K(\mu) = Q^T(\mu) Q(\mu) = \frac{9}{4(c+2)} \begin{vmatrix} \alpha^2(\mu) + \frac{1}{9}(c+2)^2 & \alpha(\mu)\beta(\mu) \\ \alpha(\mu)\beta(\mu) & \beta^2(\mu) \end{vmatrix},$$

где  $\alpha(\mu) = c\mu^2 + \frac{2}{3}(1-c)$ ;  $\beta(\mu) = \sqrt{2c(1-\mu^2)}$ ,

причем  $\det K(z) = \frac{9}{16}\beta^2(\mu) = \frac{9}{8}c(1-\mu^2)^2$ .

2. Собственные функции непрерывного и дискретного спектров. Если искать решение уравнения (1.2) в виде

$$Y_\eta(\tau, \mu) = \exp\left(-\frac{\tau}{\eta}\right)\Phi(\eta, \mu), \quad \eta \in \mathcal{C},$$

( $\mathcal{C}$  - комплексная плоскость), то уравнение (1.2) сразу сводится к характеристическому уравнению

$$(\eta - \mu)\Phi(\eta, \mu) = \frac{1}{2}\omega\eta n(\eta), \quad (2.1)$$

где

$$n(\eta) = \begin{pmatrix} n_1(\eta) \\ n_2(\eta) \end{pmatrix} = \int_{-1}^1 K(\mu)\Phi(\eta, \mu) d\mu \quad (2.2)$$

есть неособый нормировочный вектор.

Из уравнений (2.1) и (2.2) при  $\eta \in (-1, 1)$  находим собственные векторы непрерывного спектра

$$\Phi(\eta, \mu) = \tilde{\Phi}(\eta, \mu)n(\eta), \quad (2.3)$$

где

$$\tilde{\Phi}(\eta, \mu) = \frac{1}{2}\omega\eta P \frac{1}{\eta - \mu} I + B(\eta)\delta(\eta - \mu). \quad (2.4)$$

Здесь символ  $Px^{-1}$  означает распределение - главное значение интеграла по Коши от  $x^{-1}$ ,  $\delta(x)$  - дельта-функция Дирака,  $I$  - единичная матрица,  $B(z) = K^{-1}(z)\Lambda(z)$ ; матрица

$$\Lambda(z) = I + \frac{1}{2}\omega z \int_{-1}^1 K(\tau) \frac{d\tau}{\tau - z} \quad (2.5)$$

называется дисперсионной матрицей.

Вычислим дисперсионную функцию  $\lambda(z) = \det \Lambda(z)$ :

$$\lambda(z) = a(z)\lambda_c^2(z) + 2b(z)\lambda_c(z) + c(z),$$

где

$$a(z) = \omega^2 \det K(z) = \frac{9}{8}c(1-z^2)^2\omega^2,$$

$$b(z) = \frac{9}{8}\omega \left\{ (1-\omega)c \left[ 1 - \frac{4}{3}z^2 + z^4 \right] + \frac{4}{9}(1-c) \right\},$$

$$c(z) = 1 - \frac{9}{8}\omega c(\omega - 2) - \omega(1-c) - \frac{4}{3}\omega c(1-\omega)z^2,$$

а функция

$$\lambda_c(z) = 1 + \frac{1}{2} z \int_{-1}^1 \frac{d\mu}{\mu - z}$$

есть дисперсионная функция Кейза (см. [17]).

Аналогично работе [3], используя принцип аргумента, имеем, что дискретный спектр характеристического уравнения состоит из двух действительных точек  $\pm x_0$ , которым отвечают (см. равенства (2.3) и (2.4)) два собственных решения.

Поставим граничные условия для уравнения (1.2). При  $\tau=0$  зададим входящее излучение, т.е. положим, что

$$Y(0, \mu) = Y_0(\mu), \quad \mu \in \Delta^+, \quad (2.6)$$

где  $Y_0(\mu)$  - заданная вектор-функция, компоненты которой удовлетворяют условию Гельдера на  $[0,1]$ .

Вдали от границы полупространства потребуем отсутствия излучения, идущего в сторону границы  $\tau=0$ :

$$\lim_{\tau \rightarrow +\infty} Y(\tau, \mu) = 0, \quad \mu \in \Delta^-. \quad (2.7)$$

Решение граничной задачи (1.2), (2.6), (2.7) будем искать в классе вектор-функций  $Y(\tau, \mu)$ , непрерывных по  $\tau$  на множестве  $0 \leq \tau \leq +\infty$  при всех  $\mu \in \Delta$ , непрерывно дифференцируемых по  $\tau$  на множестве  $0 < \tau < +\infty$  при всех  $\mu \in \Delta$  и удовлетворяющих по  $\mu$  условию Гельдера на  $[0,1]$  при всех  $0 < \tau < +\infty$ . Класс таких вектор-функций обозначим через  $\mathcal{K}$ .

**3. Однородная векторная краевая задача.** В этом разделе рассматривается вспомогательная однородная векторная краевая задача Римана-Гильберта с матричным коэффициентом. Эта задача лежит в основе (см. ниже раздел 4) доказательства полноты системы собственных векторов непрерывного спектра  $\Phi(\eta, \mu)$ ,  $\eta \in (0,1)$ , дополненной одним вектором дискретного спектра  $\tilde{\Phi}(x_0, \mu)n(x_0)$ ,  $x_0 > 1$ .

Решим задачу: найти матрицу  $X(\mu)$ , удовлетворяющую условию

$$B^+(\mu)X^+(\mu) = B^-(\mu)X^-(\mu), \quad \mu \in \Delta^+ \quad (3.1)$$

где  $B(\mu) = K^{-1}(\mu)\Lambda(\mu)$ . Для решения этой задачи приведем матрицу  $B(\mu)$  к диагональному виду. Выпишем ее в явном виде

$$B(z) = \omega \lambda_c(z) I + \frac{1}{2(c+2)c(1-\mu^2)^2} P(z),$$

где элементы матрицы  $P(z)$  равны

$$\begin{aligned}
 p_{11} &= 2c(1 - \mu^2) \left[ 4\mu^2(\omega - 1) - \omega(c + 2) + 4 \right], \\
 p_{12} &= \sqrt{2c}(1 - \mu^2) \left[ 4\mu^2 c(\omega - 1) - \frac{8}{3}(1 - c) \right], \\
 p_{21} &= -\sqrt{2c} \left[ 4\mu^4 c(\omega - 1) + \frac{2}{3}\mu^2(-\omega c^2 - 6\omega c + 4\omega + 10c - 4) + \frac{8}{3}(1 - c) \right], \\
 p_{22} &= \left[ 4\mu^4 c^2(1 - \omega) + \frac{2}{3}\mu^2 c(5\omega c - 2\omega - 8c + 8) - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{2}{9}(9\omega c^2 + 18\omega c - 10c^2 + 8c - 16) \right].
 \end{aligned}$$

Видно, что достаточно диагонализировать матрицу  $P(z)$ . Матрицу, приводящую  $P(z)$  к диагональному виду, возьмем в виде:

$$S(z) = \begin{vmatrix} \frac{1}{2}[p_{11} - p_{22} + \sqrt{q}] & \frac{1}{2}[p_{11} - p_{22} - \sqrt{q}] \\ p_{21} & p_{21} \end{vmatrix},$$

где

$$\begin{aligned}
 q(z) &= (p_{11} + p_{22})^2 - 4\det P(z) = 16(c + 2)^2 \left[ z^8 c^2 (\omega - 1)^2 + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{2}{3} z^6 c^2 (\omega - 1)(4 - 3\omega) + \frac{1}{9} z^4 c^2 (13\omega^2 - 38\omega + 26) + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{2}{27} z^2 (17\omega c^2 - 8\omega c - 20c^2 + 8c) + \frac{1}{81} (25c^2 - 32c + 16) \right].
 \end{aligned}$$

Матрица-функция  $S(z)$  аналитична в плоскости  $\mathcal{C}$ , за исключением точек ветвления  $\pm z_\alpha, \pm \bar{z}_\alpha, \alpha = 1, 2$ , являющихся нулями полинома  $q(z)$ . Заметим, что функция  $\sqrt{q(z)}$  -двузначная в плоскости  $\mathcal{C}$ , поэтому для однозначности  $S(z)$  выделим одну ветвь радикала.

Функция  $\sqrt{q(z)}$  не допускает выделения в  $\mathcal{C} \setminus [0, 1]$  аналитической ветви, поэтому необходимо провести разрезы, соединяющие точки ветвления  $\sqrt{q(z)}$ . Для этого исследуем нули полинома  $q(z)$ . Заметим, что наличие двух параметров  $\omega$  и  $c: \omega \in (0, 1)$  и  $c \in [0, 1]$ , в отличие от [3], значительно осложняет их исследование.

Поведение нулей при различных значениях параметров представлено на рис.1. Исходя из этого, проведем разрезы следующим образом: горизонтальными отрезками  $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3, \Gamma_4$  соединим соответственно точки  $z_1, -z_1, \bar{z}_1, -\bar{z}_1$  с бесконечно удаленной точкой, под разрезом  $\Gamma_4$  будем понимать ломаную, соединяющую точки  $z_2$  и  $\bar{z}_2$  с 1;  $\Gamma_4$  соединяет точки

$-z_2$  и  $-\bar{z}_2$  с точкой  $-1$ . Объединение всех этих разрезов обозначим  $\Gamma$

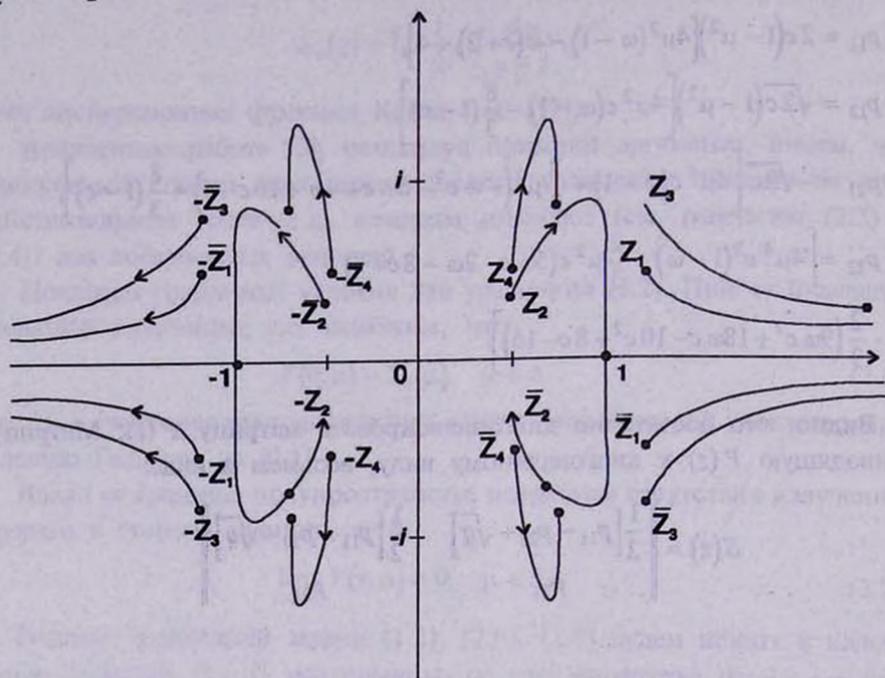


Рис.1. Движение нулей  $q(z)$  при  $c=1$  и  $c=0.5$ ;  $\pm z_i = \pm z_i(\omega, 1)$ ,  $\pm \bar{z}_i = \pm \bar{z}_i(\omega, 1)$ ,  $i=1, 2$ ,  $\pm z_j = \pm z_j(\omega, 0.5)$ ,  $\pm \bar{z}_j = \pm \bar{z}_j(\omega, 0.5)$ ,  $j=3, 4$  нули полинома  $q(z)$ ;  $z_i(0, 1)$ ,  $z_i(0, 0.5)$  - начальное положение нулей,  $z_i(1, 1)$  и  $z_i(1, 0.5)$  - конечное положение нулей. Стрелки показывают перемещение нулей из начального положения в конечное.

(см. рис.2).

Проведенный разрез позволяет выделить у  $\sqrt{q(z)}$  аналитическую ветвь определением в какой-либо точке области  $\mathcal{C} \setminus [0, 1]$  с разрезом  $\Gamma$ . Докажем это. Положим, что  $\gamma$  простая замкнутая кривая с началом в точке  $z_0$ , лежащая в  $\mathcal{C} \setminus \Gamma$ , а  $\sqrt{q(z_0)} = q_0$ , где

$$q_0 = \left| \sqrt{q(z_0)} \right| \exp(i\varphi_0/2),$$

$\varphi_0$  есть главное значение аргумента  $\sqrt{q(z_0)}$ . После обхода по  $\gamma$  получаем значение  $\sqrt{q(z_0)} = q_0 e^{i\varphi/2}$ ,  $\varphi = [\arg(z - z_1)(z + z_1) \dots (z + \bar{z}_2)]_\gamma$ , где  $\pm z_\alpha$ ,  $\pm \bar{z}_\alpha$  - нули  $q(z)$ . Заметим, что  $\varphi = \varphi_1 + \dots + \varphi_8$ . Если разрезы  $\Gamma_5$  и  $\Gamma_6$  не лежат внутри  $\gamma$ , то  $\sqrt{q(z_0)} = q_0$  (все  $\varphi_i = 0$ ). Если только  $\Gamma_6$  лежит внутри  $\gamma$  (см.рис.2), то  $\sqrt{q(z_0)} = q_0$  ( $\varphi = 4\pi$ , так как  $\varphi_6 = \varphi_8 = 2\pi$ ,  $\varphi_i = 0$ ,  $i=1, \dots, 5, 7$ ). Аналогично,  $\sqrt{q(z_0)} = q_0$ , если  $\gamma$  содержит внутри себя ломаную  $\Gamma_5$ . Отсюда, выделенная ветвь  $\sqrt{q(z)}$ ,  $z \in \mathcal{C} \setminus \Gamma$  такая, что

$\sqrt{q(z_0)} = q_0$ , однозначна.

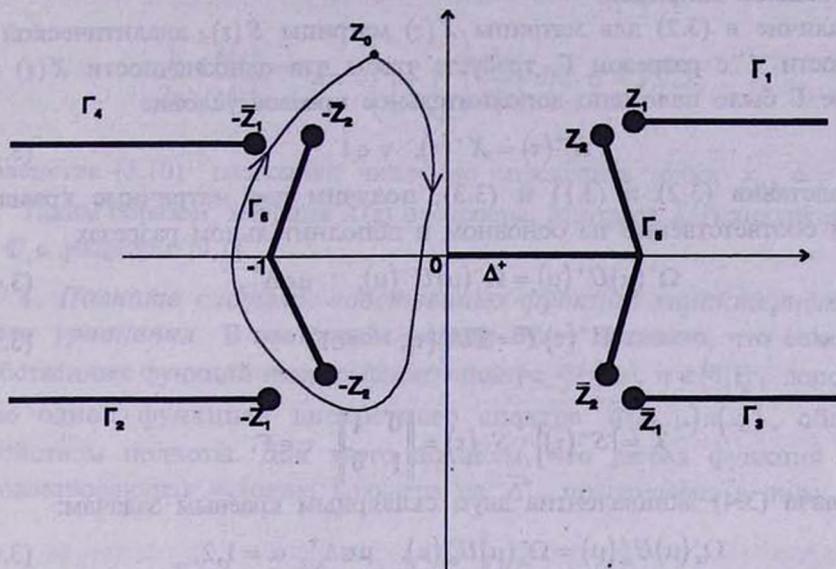


Рис.2. Основной и дополнительные разрезы;  $\pm z_1, \pm z_2, \pm \bar{z}_1, \pm \bar{z}_2$  - точки ветвления  $\sqrt{q(z)}$ ,  $\Delta^+$  - основной разрез,  $\Gamma_\alpha, \alpha = 1, \dots, 6$  - дополнительные разрезы,  $\gamma$  - замкнутая кривая вокруг разреза  $\Gamma_6$ .

Будем рассматривать матрицу  $S(z)$  как однозначную аналитическую матрицу-функцию в области  $C \setminus [0,1]$  с разрезом  $\Gamma$ .

Проведенная диагонализация матричного коэффициента позволяет искать решение задачи факторизации (3.1) в виде

$$X(z) = S(z)U(z)S^{-1}(z), \tag{3.2}$$

где

$$S^{-1}(z) = \frac{1}{\sqrt{q}} \begin{pmatrix} 1 & -\frac{1}{2}(p_{11} - p_{22} - \sqrt{q})/p_{21} \\ -1 & \frac{1}{2}(p_{11} - p_{22} + \sqrt{q})/p_{21} \end{pmatrix}$$

Из определения матрицы  $S(z)$  вытекает, что

$$S^{-1}(z)B(z)S(z) = \Omega(z) = \text{diag} \{ \Omega_1(z), \Omega_2(z) \},$$

где

$$\Omega_\alpha(z) = \omega_{\alpha c}(z) + \frac{1}{4(c+2)^2 c(1-z^2)^2} (p_{11} + p_{22} + (-1)^{\alpha+1} \sqrt{q}), \quad \alpha = 1, 2.$$

В (3.2) считаем  $U(z) = \text{diag} \{U_1(z), U_2(z)\}$  - новой неизвестной диагональной матрицей.

Наличие в (3.2) для матрицы  $X(z)$  матрицы  $S(z)$ , аналитической в плоскости  $C$  с разрезом  $\Gamma$ , требует, чтобы для однозначности  $X(z)$  на разрезе  $\Gamma$  было наложено дополнительное краевое условие

$$X^+(\tau) = X^-(\tau), \quad \tau \in \Gamma. \quad (3.3)$$

Подставив (3.2) в (3.1) и (3.3), получим две матричные краевые задачи соответственно на основном и дополнительном разрезах

$$\Omega^+(\mu)U^+(\mu) = \Omega^-(\mu)U^-(\mu), \quad \mu \in \Delta^+, \quad (3.4)$$

$$U^+(\tau)T = TU^-(\tau), \quad \tau \in \Gamma. \quad (3.5)$$

Здесь

$$T = [S^+(\tau)]^{-1} S^-(\tau) = \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{vmatrix}, \quad \tau \in \Gamma.$$

Задача (3.4) эквивалентна двум скалярным краевым задачам:

$$\Omega_\alpha^+(\mu)U_\alpha^+(\mu) = \Omega_\alpha^-(\mu)U_\alpha^-(\mu), \quad \mu \in \Delta^+, \quad \alpha = 1, 2, \quad (3.6)$$

а задача (3.5) - двум векторным

$$U_1^+(\tau) = U_2^-(\tau), \quad U_1^-(\tau) = U_2^+(\tau), \quad \tau \in \Gamma. \quad (3.7)$$

Применяя прием, развитый в [3], получим следующие выражения для функций  $U_1(z)$  и  $U_2(z)$ :

$$U_\alpha(z) = \exp \left\{ -A(z) + (-1)^\alpha r(z)[B(z) - R(z)] \right\}, \quad \alpha = 1, 2. \quad (3.8)$$

Здесь

$$A(z) = -\frac{1}{2\pi} \int_0^1 \frac{\theta_1(\tau) + \theta_2(\tau) - \pi}{\tau - z} d\tau, \quad B(z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^1 \frac{\theta_1(\tau) + \theta_2(\tau) + \pi}{r(\tau)(\tau - z)} d\tau,$$

$$R(z) = \left( \int_0^{x_1} + \int_{x_2}^{x_3} \right) \frac{d\tau}{r(\tau)(\tau - z)},$$

$r(z) = \sqrt{g(z)}$  определена выше,  $\theta_\alpha(\tau) = \arg \Omega_\alpha^+(\tau)$  - главное значение аргумента. Функция  $R(z)$  отлична от аналогичной функции в [3]. При таком выборе мы получим меньше неизвестных параметров при доказательстве полноты системы функций на  $(0, 1)$ .

Итак, получены следующие решения краевых задач (3.4) и (3.5):

$$U_\alpha(z) = \exp \left\{ -A(z) + (-1)^\alpha r(z)[B(z) - R(z)] \right\}, \quad \alpha = 1, 2. \quad (3.9)$$

Точки  $x_\alpha$ ,  $\alpha = 1, 2, 3$  выбираются таким образом, чтобы функции

$U_0(z)$  имели конечный предел в бесконечно удаленной точке. Это достигается выполнением следующих условий:

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^1 \frac{b(\tau)}{r(\tau)} \tau^{\alpha-1} d\tau = \left( \int_0^{x_1} + \int_{x_2}^1 \right) \frac{\tau^{\alpha-1}}{r(\tau)} d\tau, \quad \alpha = 1, 2, 3. \quad (3.10)$$

Равенства (3.10) позволяют численно определить точки  $x_\alpha$ ,  $\alpha = 1, 2, 3$ .

Таким образом, матрица  $X(z)$  построена. Матрица  $X(z)$  аналитическая в  $\mathcal{C}$  с разрезом  $[0, 1]$ .

4. *Полнота системы собственных функций характеристического уравнения.* В настоящем разделе будет показано, что семейство собственных функций непрерывного спектра  $\Phi(\eta, \mu)$ ,  $\eta \in (0, 1)$ , дополненное одной функцией дискретного спектра  $\bar{\Phi}(x_0, \mu)n(x_0)$ , обладает свойством полноты. Для этого докажем, что любая функция  $Y_0(\mu)$ , удовлетворяющая условию Гельдера на  $\bar{\Delta}^+$ , представима в виде:

$$Y_0(\mu) = a_0 \bar{\Phi}(x_0, \mu)n(x_0) + \int_0^1 \bar{\Phi}(\eta, \mu)a(\eta) d\eta. \quad (4.1)$$

Определим неизвестные коэффициенты  $a_0$  и  $a(\eta)$ . Для этого, аналогично [3], сведем равенство (4.1) к векторной краевой задаче Римана-Гильберта

$$\begin{aligned} \Lambda^+(\mu) \left[ A^+(\mu) + a_0 \frac{x_0}{x_0 - z} n(x_0) \right] - \Lambda^-(\mu) \left[ A^-(\mu) + a_0 \frac{x_0}{x_0 - z} n(x_0) \right] = \\ = 2\pi i \mu K(\mu) Y_0(\mu), \quad \mu \in \Delta^+, \end{aligned} \quad (4.2)$$

с матричным коэффициентом  $G(\mu) = [\Lambda^+(\mu)]^{-1} \Lambda^-(\mu)$ . В задаче (4.2)

$$A(z) = \int_0^1 \frac{\eta a(\eta)}{\eta - z} d\eta \quad (4.3)$$

функция, аналитическая в комплексной плоскости с разрезом  $[0, 1]$ . Пользуясь результатами раздела 3, преобразуем задачу (4.2) к векторной задаче по скачку. Для этого воспользуемся равенством (3.1):

$$\begin{aligned} [X^+(\mu)]^{-1} \left[ A^+(\mu) + a_0 \frac{x_0}{x_0 - \mu} n(x_0) \right] - [X^-(\mu)]^{-1} \left[ A^-(\mu) + a_0 \frac{x_0}{x_0 - \mu} n(x_0) \right] = \\ = 2\pi i \mu [B^+(\mu) X^+(\mu)]^{-1} Y_0(\mu), \quad \mu \in \Delta^+. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Левая часть условия (4.4) ограничена в нуле и имеет простые полюсы

в точках  $x_\alpha$ ,  $\alpha = 0, \dots, 3$ .

Матрица  $\Gamma(\mu) = [B^+(\mu)X^+(\mu)]^{-1}$  имеет полюсы в точках  $x_\alpha$ ,  $\alpha = 1, 2, 3$ , и удовлетворяет условию Гельдера на  $(0, 1)$ . Значит, этим условиям удовлетворяет и вектор  $\mu\Gamma(\mu)Y_0(\mu)$ . Элементы вектора  $\mu\Gamma(\mu)Y_0(\mu)$  исчезают при  $\mu \rightarrow +0$  и при  $\mu \rightarrow 1-0$ . Таким образом, для решения задачи (4.4) можно воспользоваться интегралом типа Коши с плотностью  $\mu\Gamma(\mu)Y_0(\mu)$  и найти решение этой задачи в классе мероморфных векторов

$$A(z) = a_0 \frac{x_0}{z-x_0} n(x_0) + X(z) \left[ \Psi(z) + \sum_{i=0}^3 \left\| \begin{matrix} \alpha_i \\ \beta_i \end{matrix} \right\| \frac{1}{z-x_i} \right], \quad (4.5)$$

где  $\alpha_i, \beta_i (i = 0, \dots, 3)$  - произвольные постоянные,

$$\Psi(z) = \left\| \begin{matrix} \Phi_1(z) \\ \Phi_2(z) \end{matrix} \right\| = \int_0^1 \mu \Gamma(\mu) Y_0(\mu) \frac{d\mu}{\mu-z}.$$

Решение (4.5) имеет простые полюсы в точках  $0, x_0$  и полюсы второго порядка в точках  $x_1, x_2, x_3$ . Устраним указанные особенности за счет выбора свободных параметров  $\alpha_i$  и  $\beta_i (i = 0, \dots, 3)$ .

Устранение полюса в точке  $x_0$  достигается двумя условиями:

$$x_0 n_1(x_0) a_0 + X_{11}(x_0) \alpha_0 + X_{12}(x_0) \beta_0 = 0, \quad (4.6)$$

$$x_0 n_2(x_0) a_0 + X_{21}(x_0) \alpha_0 + X_{22}(x_0) \beta_0 = 0. \quad (4.7)$$

Представим решение (4.5) в виде

$$A(z) = a_0 \frac{x_0}{z-x_0} n(x_0) + S(z) \left\| \begin{matrix} U_1(z) & 0 \\ 0 & U_2(z) \end{matrix} \right\| S^{-1}(z) \left\| \begin{matrix} \Phi_1(z) \\ \Phi_2(z) \end{matrix} \right\|, \quad (4.8)$$

$$\Phi_1(z) = \psi_1(z) + \sum_{i=0}^3 \frac{\alpha_i}{z-x_i}, \quad \Phi_2(z) = \psi_2(z) + \sum_{i=0}^3 \frac{\beta_i}{z-x_i}.$$

Очевидно, что для устранения полюсов в точках  $x_1$  и  $x_3$  нужно потребовать выполнения равенства

$$g_1(z) + \frac{g_2(z)}{z-x_\alpha} = 0(z-x_\alpha) \quad (z \rightarrow x_\alpha), \quad \alpha = 1, 3, \quad (4.9)$$

где

$$g_1(z) = S_{21}^{-1}(z) \left[ \psi_1(z) + \sum_{\alpha} \frac{\alpha_i}{z-x_i} \right] + S_{22}^{-1}(z) \left[ \psi_2(z) + \sum_{\alpha} \frac{\beta_i}{z-x_i} \right],$$

$\alpha = 1, 3$ , символ  $\sum_{\alpha}$  означает суммирование по  $i$  от 0 до 3 без слагаемого,

отвечающего  $l = \alpha$ ,  $\alpha = 0, \dots, 3$ ,

$$g_2(z) = \alpha_2 S_{21}^{-1}(z) + \beta_2 S_{22}^{-1}(z).$$

Из условия (4.9) видно, что устранение полюсов второго порядка в точках  $x_1$  и  $x_3$  эквивалентно четырем условиям:

$$g_2(x_1) = 0 \text{ и } g_2(x_3) = 0; \quad (4.10)$$

$$g_1(x_1) + g_2'(x_1) = 0 \text{ и } g_1(x_3) + g_2'(x_3) = 0. \quad (4.11)$$

Из уравнений (4.9) и (4.11) находим:

$$\alpha_1 = \gamma_1 \beta_1, \quad \alpha_3 = \gamma_3 \beta_3 \quad (4.12)$$

и

$$\psi_1(x_\alpha) + \sum_{\alpha} \frac{a_l}{x_\alpha - x_l} - \gamma_\alpha \left( \psi_2(x_\alpha) + \sum_{\alpha} \frac{\beta_l}{x_\alpha - x_l} \right) - \gamma'_\alpha \beta_\alpha = 0, \quad \alpha = 1, 3. \quad (4.13)$$

Здесь  $\gamma_1 = \gamma_1(x_1)$ ,  $\gamma'_1 = \gamma'_1(x_1)$ ,  $\gamma_3 = \gamma_1(x_3)$ ,  $\gamma'_3 = \gamma'_1(x_3)$ , где

$$\gamma_1(z) = -S_{22}^{-1}(z)/S_{21}^{-1}(z).$$

Рассуждая аналогично, получим, что устранение полюса в точке  $x_2$  достигается равенствами

$$\alpha_2 = \gamma_2 \beta_2,$$

$$\psi_1(x_2) + \sum_2 \frac{a_l}{x_2 - x_l} - \gamma_2 \left( \psi_2(x_l) + \sum_2 \frac{\beta_l}{x_2 - x_l} \right) - \gamma'_2 \beta_2 = 0. \quad (4.15)$$

Здесь  $\gamma_2 = \gamma_2(x_2)$ ,  $\gamma'_2 = \gamma'_2(x_2)$ , где

$$\gamma_2(z) = -S_{12}^{-1}(z)/S_{11}^{-1}(z).$$

Осталось устранить полюс в точке 0. В отличие от [3], матрица  $S^{-1}(z)$  при  $z \in [0, 1)$  аналитична в начале координат. Поэтому для устранения полюса можно использовать тот же метод, что и для полюсов в точках  $x_1, x_2, x_3$ , т.е. необходимо выполнение условия

$$\psi_1(0) + \sum \frac{\alpha_l}{x_l} - \gamma_0 \left( \psi_2(0) + \sum \frac{\beta_l}{x_l} \right) = 0, \quad (4.16)$$

где  $\gamma_0 = \gamma_2(0)$ .

Для определения девяти постоянных  $a_0, \alpha_l, \beta_l, l = 0, \dots, 3$  получена система девяти линейных уравнений (4.6), (4.7), (4.12)-(4.16).

Аналогично работе [3], можно показать, что полученная система имеет единственное решение. Таким образом, все параметры решения (4.5), включая и коэффициент  $a_0$  из разложения (4.1), могут быть найдены однозначно. Коэффициент  $a(\eta)$  (см. (4.3)) определяется из формул

Сохопского

$$A^+(\mu) - A^-(\mu) = 2\pi i \mu a(\mu). \quad (4.18)$$

Разность  $A^+(\mu)$  и  $A^-(\mu)$  можно найти из равенства (4.5), как разность граничных значений на  $\Delta^+$  функции  $A(z)$ , не имеющей особенностей в  $\mathcal{C}$  с разрезом  $[0,1]$ . Отсюда,  $a(\eta)$  является гельдеровской.

5. *Решение граничной задачи.* В этом разделе мы покажем, что решение граничной задачи (1.2), (2.6), (2.7) разлагается по собственным векторам характеристического уравнения.

*Теорема.* Граничная задача (1.2), (2.6), (2.7) имеет единственное решение, представимое к тому же в виде разложения по собственным векторам характеристического уравнения (2.1)

$$Y(\tau, \mu) = a_0 e^{-\tau/x} \Phi(x_0, \mu) n(x_0) + \int_0^1 e^{-\tau/\eta} \tilde{\Phi}(\eta, \mu) a(\eta) d\eta. \quad (5.1)$$

Неизвестными коэффициентами разложения (5.1) является скалярный коэффициент  $a_0$  и вектор-функция  $a(\eta)$ , а  $n(x_0)$  считается известным.

*Доказательство.* Воспользовавшись граничными условиями (2.6), (2.7), преобразуем равенство (5.1) к выражению

$$Y_0(\mu) = a_0 \tilde{\Phi}(x_0, \mu) n(x_0) + \int_0^1 \tilde{\Phi}(\eta, \mu) a(\eta) d\eta. \quad (5.2)$$

В выражении (5.2)  $Y_0(\mu)$  произвольная вектор-функция, удовлетворяющая условию Гельдера на  $[0,1]$ . Согласно разделу 4, мы можем разложить  $Y_0(\mu)$  по собственным векторам характеристического уравнения, причем коэффициенты  $a_0$  и  $a(\eta)$  определяются однозначно.

Представим разложения (5.1) решения исходной граничной задачи в виде

$$Y(\tau, \mu) = a_0 \frac{x_0}{x_0 - \mu} e^{-\tau/x_0} n(x_0) + \frac{1}{2} \omega \int_0^1 e^{-\tau/\eta} \frac{\eta a(\eta)}{\eta - \mu} d\eta + e^{-\tau/\mu} B(\mu) a(\mu) \theta(\mu), \quad \mu \in \Delta^+, \quad (5.3)$$

где

$$\theta(\mu) = \begin{cases} 1, & \text{если } \mu \in \Delta^+, \\ 0, & \text{если } \mu \notin \Delta^+. \end{cases}$$

Заметим, что интеграл из разложения (5.3) существует как интеграл типа Коши с гельдеровской плотностью  $a(\eta)$  (см. раздел 4).

Доказательство единственности может быть проведено как

невозможность нетривиального разложения вектор-нуля по собственным векторам характеристического уравнения: подобное доказательство приведено в [3].

Так же, как и в [4], доказывается, что разложение (5.3) является решением граничной задачи (1.2), (2.6) и (2.7).

6. *Заключение.* Как нетрудно видеть из (5.3), решение граничной задачи принадлежит классу  $\mathcal{K}$ , введенному в конце раздела 2.

В статье рассмотрена неконсервативная модель для объединения рэлеевского и изотропного рассеивающих законов. Развита метод аналитического решения этой задачи, опирающийся на построение полной системы собственных функций, отвечающих дискретной и непрерывной частям спектра характеристического уравнения.

Развивается метод решения векторных краевых задач Римана-Гильберта в случае, когда матрица, диагонализующая матричный коэффициент, имеет точки ветвления в комплексной плоскости. Стандартные методы решения (см. [18]) в этом случае неприемлемы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 97-01-00333).

Московский педагогический  
университет, Россия

## TO THE SOLUTION OF EQUATION OF RADIATION TRANSFER FOR A COMBINATION OF RAYLEIGH AND ISOTROPIC SCATTERING

A.V.LATYSHEV, A.V.MOISEEV

The theory of the solution of half-space boundary-value problems for Chandrasekhar's equations describing the scattering of polarized light in the case of a combination of Rayleigh and isotropic scattering with arbitrary photon survival probability in an elementary scattering is constructed. A theorem on the expansion of the solution in terms of eigenvectors of discrete and continuous spectra is proved. The proof reduces to solving the Riemann-Hilbert vector boundary-value problem with a matrix coefficient. The matrix, reducing the coefficient to diagonal form has eight branch points in the complex plan. The definition of an analytical branch of a diagonaleing matrix gives us the opportunity to reduce the Riemann-Hilbert vector boundary-value problem to two scalar boundary-value problems on the major cut  $[0,1]$  and

two vector boundary-value problems on the supplementary cut. The solution of the Riemann-Hilbert boundary-value problem is given in the class of meromorphic vectors. The solvability conditions allow to determine unknown coefficients of the expansion and the free parameters of the solution.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *С.Чандрасекар*, Перенос лучистой энергии, Изд. иностранной литературы, М., 1953.
2. *А.В.Латышев*, Теор. и матем. физ., **97**, 283, 1993.
3. *А.В.Латышев*, Ж. вычисл. матем. и матем. физ., **35**, 1108, 1995.
4. *А.В.Латышев*, Ж. вычисл. матем. и матем. физ., **34**, 234, 1994.
5. *E.E.Burniston, C.E.Siewert*, J. Math. Phys., **11**, 3416, 1970.
6. *G.R.Bond, C.E.Siewert*, Astrophys. J., **164**, 96, 1971.
7. *C.E.Siewert, E.E.Burniston*, Astrophys. J., **173**, 405, 1972.
8. *C.E.Siewert, E.E.Burniston*, Astrophys. J., **174**, 629, 1972.
9. *C.E.Siewert, J.R.Maiorino*, Astrophys. Space Sci., **72**, 189, 1980.
10. *C.E.Siewert*, JQSRT, **12**, 683, 1972.
11. *Т.А.Гермогенова*, Изд-во ИПМ, М., препр. №103, 55С., 1976.
12. *Т.А.Гермогенова, Н.В.Коновалов, М.Г.Кузьмина*, Тр. симпозиума "Принцип инвариантности и его приложения", Бюракан, 26-30 октября 1981г., Изд-во АН АрмССР. Ереван. 1989, стр. 521.
13. *М.В.Масленников*, Тр. Матем. ин-та АН СССР, **97**, 1968.
14. *Н.Б.Енгибарян, А.А.Арутюнян*, Матем. сб., **139**, 35, 1975.
15. *Л.Г.Арабаджян, Н.Б.Енгибарян*, Итоги науки и техн., Мат. анализ, **22**, 175, 1984.
16. *Н.Б.Енгибарян, А.Х.Хачатрян*, Астрофизика, **23**, 145, 1985.
17. *К.Кейз, П.Цвайфель*, Линейная теория переноса, Мир, М., 1972.
18. *Ф.Д.Гахов*, Красвые задачи, Наука, М., 1977.

УДК: 524.8:531.51

## О СТРУННОЙ КОСМОЛОГИИ С ПЕТЛЕВЫМИ ПОПРАВКАМИ

А.А.СААРЯН

Поступила 8 августа 1997

Принята к печати 10 сентября 1997

Исследованы однородные космологические модели в рамках низкоэнергетической струнной гравитации с петлевыми поправками. Рассмотрены различные конформные представления эффективного действия. Без конкретизации поправочных функций в лагранжиане найдены космологические решения с произвольной кривизной и с полями дилатона, модулей и полями Калба-Рамона, соответствующими источнику с предельно жестким уравнением состояния. Они обобщают ранее известные решения древесного приближения. Исследовано поведение решений в различных асимптотических областях.

1. *Введение.* Последние годы ознаменовались существенным прогрессом в области непертурбативной теории суперструн и суперсимметричных теорий Янга-Миллса (см. [1-12] и приведенные там ссылки), что привело к значительному продвижению в нашем понимании сущности этих теорий. Однако в связи с тем, что теория суперструн окончательно не сформулирована, вывод определенных предсказаний относительно квантово-гравитационных эффектов в рамках этой теории в настоящее время затруднен. Поэтому приобретают важное значение исследования на основе низкоэнергетической эффективной теории струн, которая вследствие наличия дополнительных степеней свободы (дилатон, аксион, поля модулей, определяющие геометрию внутренних подпространств, и т.д.) существенно отличается от ОТО. В частности, в рамках такого подхода в настоящее время получен ряд интересных результатов в физике черных дыр (см. [13-17] и приведенные там ссылки). Другой областью исследования струнных эффектов является ранняя космология. Эти эффекты и их наблюдательные проявления важны как с точки зрения проверки теории струн, так и для разрешения ряда проблем современной космологии. Все более возрастающее число работ в этом направлении (см. [18-45] и приведенные там ссылки) привело к формированию новой области космологических исследований - струнной космологии.

Данная работа посвящена  $D$ -мерным космологическим моделям с переменным дилатоном в рамках низкоэнергетической эффективной

струнной гравитации с петлевыми поправками. В качестве дополнительного источника рассматривается совокупность полей модулей и поля Калба-Рамона. В разделе 2 обсуждается структура эффективного действия теории и различные конформные представления. Наиболее важными из этих представлений являются струнное представление, представления Эйнштейна и Йордана. В разделе 3 выведены соответствующие уравнения поля в общем конформном представлении и рассмотрена  $D$ -мерная однородная анизотропная космологическая модель. Уравнения модели наиболее просты в эйнштейновском представлении (раздел 4). В частности, в этом представлении легко находятся вакуумные решения с Риччи-плоскими подпространствами. Далее рассмотрены анизотропные решения с набором скалярных полей без потенциала в качестве негравитационного источника. При  $D=4$  к скалярному полю аксиона сводится также поле Калба-Рамона. Однако для аксиона, в отличие от обычных скалярных полей, представления Эйнштейна и Йордана в древесном приближении не совпадают. Набор скалярных полей и поля Калба-Рамона эквивалентен дополнительному источнику с предельно жестким уравнением состояния. Для такого источника уравнения, описывающие эволюцию космологической модели в эйнштейновском представлении, существенно упрощаются. Это позволяет найти явный вид общего решения для анизотропной модели с Риччи-плоскими подпространствами. В разделе 5 рассмотрены изотропные модели с искривленным пространством. Как и в предыдущем случае, предельно жесткое уравнение состояния источника позволяет найти общее решение для совокупности скалярных полей и поля Калба-Рамона. Оно обобщает ранее известные решения древесного приближения.

2. *Струнное эффективное действие и конформные представления.* Пертурбативная теория струн содержит два параметра: натяжение струны  $\alpha'$  с размерностью обратного квадрата массы (единицы  $\hbar = c = 1$ ) и безразмерная струнная постоянная связи  $g$ . Первый из них определяет масштаб длины (или массы) в теории и контролирует струнные эффекты: при  $\alpha' \rightarrow 0$  теория становится эффективной теорией поля. Второй параметр  $g$ , контролирует квантовые поправки и является параметром петлевого разложения. В ведущем порядке по натяжению струны эффективное действие можно записать в виде [46-51]

$$S = \int d^D x \sqrt{|\bar{G}|} \left[ -\bar{F}_R(\varphi) \bar{R} - 4\bar{F}_\varphi(\varphi) \partial_M \varphi \bar{\partial}^M \varphi + \bar{L}_m(\varphi, \bar{G}_{MN}, \psi) \right], \quad (2.1)$$

где  $\varphi$  - поле дилатона,  $\bar{R}$  - скаляр Риччи  $D$ -мерной метрики  $\bar{G}_{MN}$ ,  $\bar{L}_m$  - плотность лагранжиана других полей, коллективно обозначенных символом  $\psi$ , и, вообще говоря, зависящая как от метрики, так и от

дилатона (см. ниже). Здесь и далее символ  $\sim$  над буквами указывает величины в струнном конформном представлении, метрика которого является метрикой соответствующей  $\sigma$ -модели. Наиболее важными частными случаями лагранжиана в действии (2.1) являются:

1) антисимметричное поле Калба-Рамона  $B_{MN}$  с напряженностью  $H_{MNP} = 3\partial_{[P}B_{MN]}$ :

$$\tilde{L}_m = \frac{1}{12} \tilde{F}_H(\varphi) \tilde{H}^2, \quad \tilde{H}^2 = H_{MNP} \tilde{H}^{MNP}; \quad (2.2)$$

2) калибровочное поле с тензором напряженности  $F_{iMN}$ :

$$\tilde{L}_m = \sum_{i,a} \frac{1}{4g_i^2} F_F(\varphi) F_{iMN}^a \tilde{F}_i^{aMN} \quad (2.3)$$

где индекс  $i$  нумерует различные простые компоненты калибровочной группы, а индекс  $a$  указывает на присоединенное представление;

3) дилатонный потенциал

$$\tilde{L}_m = -\tilde{V}(\varphi); \quad (2.4)$$

4) поля модулей  $\psi_i$ , представляющие внутренние степени свободы, связанные с компактифицированными размерностями при  $D < D_c$ :

$$\tilde{L}_m = \sum_i \tilde{F}_{\psi_i}(\varphi) \tilde{G}^{MN} \partial_M \psi_i \partial_N \psi_i - U(\varphi, \psi_i). \quad (2.5)$$

Потенциальные члены в (2.4) и (2.5) имеют непертурбативный характер и обычно связаны с нарушением суперсимметрии в теории. В функции же  $\tilde{F}_k(\varphi)$ ,  $k = R, \varphi, H, F, \psi_i$ , вообще говоря, дают вклад как пертурбативные, так и непертурбативные эффекты. Для них на пертурбативном уровне можно написать следующее разложение:

$$\tilde{F}_k(\varphi) = e^{-2\varphi} \left( 1 + \sum_{l=1}^{\infty} \tilde{Z}_k^{(l)} e^{2l\varphi} \right), \quad (2.6)$$

где  $\tilde{Z}_k^{(l)}$  представляет  $l$ -петлевой вклад, а параметр петлевого разложения является  $e^{2\varphi} (= g_s)$ : каждая петля струнных диаграмм дает вклад  $\sim e^{2\varphi}$ . При  $\varphi \ll -1$  система находится в области слабой связи и описывается древесным приближением струнных диаграмм.

Как уже отмечалось выше, действие (2.1) написано в струнном конформном представлении. Однако, в зависимости от того, какой процесс лежит в основе акта изменения, физическими являются различные конформные представления. Например, если акт измерения имеет электромагнитный характер, то в этом процессе измеряется метрика

конформного представления, в котором электромагнитная часть действия не зависит от поля дилатона (представление Йордана для электромагнитного поля). С точки зрения сравнения динамической картины эволюции конкретной модели в различных конформных представлениях удобно рассматривать общее конформное представление, связанное со струнным представлением преобразованием  $D$ -мерной метрики

$$G^{MN} = \Omega^2(\varphi) \tilde{G}^{MN} \quad (2.7)$$

с произвольной, достаточно гладкой функцией  $\Omega(\varphi)$ . С точностью до дивергентных членов действие (2.1) в новом конформном представлении примет вид

$$S = \int d^D x \sqrt{|G|} \left[ -F_R(\varphi) R - 4F_\varphi(\varphi) \partial_M \varphi \partial^M \varphi + L_m(\varphi, G_{MN}, \psi) \right], \quad (2.8)$$

где введены новые функции

$$\begin{aligned} 4F_\varphi(\varphi) &= \Omega^{n-1} \left[ n(n-1) (\Omega'/\Omega)^2 \tilde{F}_R + 2n(\Omega'/\Omega) \tilde{F}'_R + 4\tilde{F}_\varphi \right], \\ F_R(\varphi) &= \Omega^{n-1} \tilde{F}_R, \quad L_m(\varphi, G_{MN}, \psi) = \Omega^D \tilde{L}_m(\varphi, \Omega^2 G_{MN}, \psi), \end{aligned} \quad (2.9)$$

$n = D - 1$  - число пространственных измерений, а штрих означает производную по  $\varphi$ . Действие (2.8) представляет обобщенную  $D$ -мерную скалярно-тензорную теорию с зависящим от скалярного поля негравитационным лагранжианом.

В древесном приближении конформный множитель в (2.7) удобно выбрать в виде

$$\Omega^2(\varphi) = e^{c\varphi}, \quad (2.10)$$

с произвольной постоянной  $c$ . Гравитационная часть соответствующего действия теперь эквивалента  $D$ -мерной теории Йордана-Бранса-Дикке с параметром

$$\omega = -1 + \frac{8 - (n-1)c}{[4 - (n-1)c]^2} c. \quad (2.11)$$

В частности, в струнном представлении отсюда получаем  $\omega = -1$ .

Наиболее важным частным случаем действия (2.8) является действие в эйнштейновском (E-) представлении, когда член со скаляром Риччи имеет стандартный канонический вид. Этому представлению соответствует выбор конформного множителя в (2.7) согласно

$$\Omega^2(\varphi) = \tilde{F}_R^{-2/(n-1)} \quad (2.12)$$

и действие

$$S = \int d^D x \sqrt{|\bar{G}|} \left[ -\bar{R} - 4\bar{F}_\varphi \partial_M \varphi \bar{\partial}^M \varphi + \bar{L}_m(\varphi, \bar{G}_{MN}, \psi) \right], \quad (2.13)$$

где черточки над буквами указывают на величины в E-представлении. Здесь мы предполагали, что  $\bar{F}_R > 0$ . Если эта функция отрицательно определена, то конформный множитель можно выбрать аналогично (2.12) с абсолютным значением. Теперь в соответствующем действии скаляр Риччи будет входить с положительным знаком, т.е. соответствующая гравитационная постоянная будет отрицательной. Функция при кинетическом члене поля дилатона связана с соответствующей функцией струнного представления соотношением

$$4\bar{F}_\varphi(\varphi) = -\frac{n}{n-1} \left( \frac{\bar{F}'_R}{\bar{F}_R} \right)^2 + \frac{4\bar{F}_\varphi}{\bar{F}_R}. \quad (2.14)$$

При  $\bar{F}_\varphi < 0$ , введя новое скалярное поле  $\phi$ , согласно

$$d\phi = 2\sqrt{-\bar{F}_\varphi} d\varphi, \quad (2.15)$$

кинетический член можно записать в каноническом виде. Ниже мы будем рассматривать именно этот случай. В древесном приближении  $\bar{F}_\varphi = -1/(n-1)$ , и новое скалярное поле пропорционально дилатону

$$\phi = \frac{2}{\sqrt{n-1}} \varphi. \quad (2.16)$$

Другим важным конформным представлением скалярно-тензорных теорий является представление Йордана, в котором негравитационная часть действия не зависит от скалярного поля. Для действия (2.8) такое представление, вообще говоря, нереализуемо. Рассмотрим важный частный случай, когда в (2.1) зависимость  $\bar{L}_m$  от поля дилатона факторизуется:

$$\bar{L}_m(\varphi, \bar{G}_{MN}, \psi) = \bar{F}_L(\varphi) \bar{L}(\bar{G}_{MN}, \psi). \quad (2.17)$$

Для этих лагранжианов представление Йордана реализуемо, если функция  $\bar{L}$  обладает определенным конформным весом  $\beta$ :

$$\bar{L}(\Omega^2 G_{MN}, \psi) = \Omega^{2\beta} \bar{L}(G_{MN}, \psi). \quad (2.18)$$

Соответствующая функция в общем конформном представлении определяется из последнего соотношения (2.9) и имеет вид

$$L_m = \Omega^{D+2\beta} \bar{F}_L(\varphi) \bar{L}(G_{MN}, \psi). \quad (2.19)$$

Теперь выбор конформного множителя согласно

$$\Omega^{D+2\beta} = |\bar{F}_L(\Phi)|^{-1} \quad (2.20)$$

приводит к представлению Йордана. Исключение составляет случай  $\beta = -D/2$ , когда лагранжиан  $\bar{L}_m$  является конформно инвариантной величиной. Для рассмотренных выше примеров параметр  $\beta$  имеет следующие значения:  $\beta = -3$  в случае поля Калба-Рамона,  $\beta = -2$  для калибровочного поля,  $\beta = 0$  для дилатонного потенциала. Лагранжиан (2.5) обладает определенным конформным весом ( $\beta = -1$ ), если потенциальные члены отсутствуют, и обладает свойством (2.17), если функции при кинетических членах универсальны.

3. Уравнения поля и космологическая модель. Введя новое скалярное поле

$$\Phi = F_R(\varphi), \quad (3.1)$$

действие (2.8) можно записать в виде

$$S = \int d^D x \sqrt{|G|} \left[ -\Phi R + \omega(\Phi) \partial^M \Phi \partial_M \Phi + L(\Phi, G_{MN}, \psi) \right], \quad (3.2)$$

где введены обозначения

$$\omega(\Phi) = -4 F_\varphi \frac{F_R}{F_R^2}, \quad L(\Phi, G_{MN}, \psi) = L_m(\varphi(\Phi), G_{MN}, \psi). \quad (3.3)$$

Вариация этого действия приводит к следующим уравнениям поля:

$$\begin{aligned} R_{MN} - \frac{1}{2} G_{MN} R &= \frac{1}{2\Phi} T_{MN} + \frac{\omega}{\Phi^2} \left( \partial_M \Phi \partial_N \Phi - \frac{1}{2} G_{MN} \partial_p \Phi \partial^p \Phi \right) + \\ &+ \Phi^{-1} (D_M D_N \Phi - G_{MN} \square \Phi), \\ \frac{2\omega}{\Phi} \square \Phi + \partial_p \Phi \partial^p \left( \frac{\omega}{\Phi} \right) + R &= \frac{1}{\sqrt{|G|}} \frac{\delta(L\sqrt{|G|})}{\delta\Phi}, \end{aligned} \quad (3.4)$$

где  $D_M$  - ковариантная производная относительно метрики  $G_{MN}$ ,  $\square = G^{MN} D_M D_N$  - ковариантный даламбертиан,

$$T_{MN} = \frac{2}{\sqrt{|G|}} \frac{\delta(L\sqrt{|G|})}{\delta G^{MN}} \quad (3.5)$$

- тензор энергии-импульса. Исключая  $R$  с помощью свертки первого уравнения (3.4), эти уравнения можно записать также в виде

$$R_{MN} = \frac{1}{2\Phi} \left( T_{MN} - \frac{G_{MN}}{n-1} T \right) + \frac{\omega}{\Phi^2} \partial_M \Phi \partial_N \Phi + \Phi^{-1} \left( D_M D_N \Phi + \frac{G_{MN}}{n-1} \square \Phi \right),$$

$$2 \left( \omega + \frac{n}{n-1} \right) \square \Phi + \partial_p \Phi \partial^p \omega = \frac{1}{n-1} \left( T + \frac{n-1}{\sqrt{|G|}} \Phi \frac{\delta L \sqrt{|G|}}{\delta \Phi} \right). \quad (3.6)$$

Ковариантное уравнение неразрывности для тензора энергии-импульса имеет вид

$$D_M T_N^M = - \frac{1}{\sqrt{|G|}} \frac{\delta L \sqrt{|G|}}{\delta \Phi} \partial_N \Phi. \quad (3.7)$$

Правая часть этого уравнения появляется вследствие зависимости негравитационного лагранжиана от поля дилатона и исчезает в представлении Йордана.

Рассмотрим  $D$ -мерную однородную космологическую модель с пространственно-временной структурой  $R \otimes M^1 \otimes \dots \otimes M^p$  и с метрикой

$$G_{MN} = \text{diag} \left( N^2(t), \dots, -R_i^2(t) g_{lm}^{(i)} \right), \quad (3.8)$$

где  $M^i$  - максимально симметричное пространство размерности  $n_i$ ,

$\sum_i n_i = n$ ,  $g_{lm}^{(i)}$  - метрика в этом пространстве,  $R_i(t)$  - соответствующие масштабные факторы. Функции  $N(t)$ ,  $R_i(t)$  зависят от конформного представления и связаны с соответствующими величинами в струнном и E-представлениях соотношениями

$$N(t) = \Omega^{-1}(\Phi) \tilde{N}(t) = \bar{\Omega}^{-1} \bar{N}(t), R_i(t) = \Omega^{-1} \tilde{R}_i(t) = \bar{\Omega}^{-1} \bar{R}_i(t), \bar{\Omega} = \Omega \tilde{R}_R^{1/(n-1)}. \quad (3.9)$$

Они связывают картины космологической эволюции в различных представлениях.

Из уравнений поля следует, что для метрики (3.8) тензор энергии-импульса диагонален и может быть представлен в виде

$$T_M^N = \text{diag} \left( \varepsilon, \dots, -\delta_m^l p_l, \dots \right), \quad (3.10)$$

где  $\varepsilon$  - плотность энергии,  $p_l$  - эффективное давление в подпространстве  $M^l$ . Для лагранжианов, не зависящих от производных метрики, значения этих величин связаны соотношениями

$$T_M^N = \Omega^D \tilde{T}_M^N = \bar{\Omega}^D \bar{T}_M^N. \quad (3.11)$$

Введем обозначения

$$a_l = p_l / \varepsilon, \quad \alpha = \frac{1}{\varepsilon \sqrt{|G|}} \frac{\delta L \sqrt{|G|}}{\delta \Phi}, \quad \bar{\alpha} = 1 - \sum_{l=1}^p n_l a_l, \quad (3.12)$$

уравнения космологической модели можно записать в виде

$$\begin{aligned} \dot{H}_i + \gamma H_i - \delta_i \frac{b^2}{2} \frac{\dot{\Phi}}{\Phi} + N^2 k_i \frac{n_i - 1}{R_i^2} &= \frac{N^2}{\Phi} b_i \varepsilon, \quad i = 0, 1, \dots, p \\ \frac{N^2}{\Phi} \varepsilon &= \sum_{i=1}^p a_{i1} H_i H_i + \sum k_i n_i \frac{n_i - 1}{R_i^2}, \end{aligned} \quad (3.13)$$

где точка над буквой означает производную по времени,  $k_i = -1, 0, 1$  для подпространства  $M^i$  с отрицательной, нулевой и положительной кривизной, соответственно,

$$H_i = \dot{R}_i / R_i, \quad i = 0, 1, \dots, p, \quad R_0 = \Phi, \quad n_0 = 1$$

$$\gamma = \sum_{i=1}^p n_i H_i - \dot{N} / N, \quad b^2 = [\omega(n-1) + n]^{-1} = -[4(n-1)\bar{F}_\varphi]^{-1} (F'_R / F_R)^2,$$

$$b_0 = \frac{1}{2} b^2 [\bar{a} + (n-1)\alpha F_R / F'_R], \quad b_i = \frac{1}{2} \left( a_i + \frac{\bar{a}}{n-1} \right) - \frac{b_0}{n-1}, \quad i = 1, \dots, p, \quad (3.14)$$

$$\delta_0 = 1 - n, \quad \delta_i = 1, \quad a_{ii} = n_i n_i - n_i \delta_{ii}, \quad i = 1, \dots, p, \quad a_{00} = -\omega.$$

В древесном приближении функция  $b(\varphi)$  является постоянной

$$b = \frac{c}{4} (n-1) - 1, \quad F_R = e^{2b\varphi}. \quad (3.15)$$

Выбор  $N=1$  в приведенных выше формулах соответствует синхронной в общем конформном представлении системе отсчета, причем синхронная временная координата зависит от конкретного представления. Заметим также, что в представлении Йордана  $\alpha = 0$ .

Уравнение непрерывности (3.7) в космологическом контексте примет вид

$$\dot{\varepsilon} / \varepsilon + \sum_{i=1}^p n_i (1 + a_i) H_i + \alpha \dot{\Phi} = 0. \quad (3.16)$$

Величины  $a_i$  и  $\alpha$ , вообще говоря, являются функциями от времени. Из (3.11) следует, что  $a_i$  конформно-инвариантны, а величины  $\alpha$  в различных конформных представлениях связаны соотношением

$$\alpha = \bar{\alpha} - \bar{a} \Omega' / \Omega, \quad (3.17)$$

если лагранжиан  $\bar{L}_m$  не зависит от производных метрики.

В случае уравнения состояния с постоянными  $a_i$  и для функции  $\alpha$ , зависящей только от поля дилатона, интегрирование уравнения непрерывности (3.16) приводит к следующему результату:

$$\varepsilon = \text{const} \cdot \exp \left( - \int \alpha(\varphi) d\varphi \right) \prod_{i=1}^p R_i^{-n_i(1+a_i)}. \quad (3.18)$$

В частности, для пылевидной материи  $a_i = 0$  мы получим  $\varepsilon \sim 1/V$ , где  $V$  - объем многомерного пространства. В качестве примера дополнительного источника рассмотрим систему скалярных полей  $\psi_i$  с плотностью лагранжиана (2.5) для случая нулевого потенциала. В рамках однородных космологических моделей, полагая  $\psi_i = \psi_i(t)$ , для соответствующей плотности энергии и давления получим

$$\varepsilon = p_i = L_m = \sum_i F_{\psi_i} \dot{\psi}_i^2 / N^2 \quad (3.19)$$

и, следовательно,

$$a_i = 1, \quad i = 1, \dots, p, \quad (3.20)$$

т.е. система описывается предельно жестким уравнением состояния. Соответствующие коэффициенты  $b_i$  определяются из (3.14) и равны

$$b_0 = \frac{F'_R}{8 F_R F_\psi} \left( \frac{F'_R}{F_R} - \alpha \right), \quad b_i = \frac{b_0}{1-n}, \quad i = 1, \dots, p. \quad (3.21)$$

Из уравнения движения поля  $\psi_i$

$$\partial_M \left( \sqrt{|G|} F_{\psi_i} G^{MN} \partial_N \psi_i \right) = 0 \quad (3.22)$$

теперь получим

$$\dot{\psi} = \frac{C_i N}{V F_{\psi_i}}, \quad V = \prod_{i=1}^p R_i^{n_i}, \quad (3.23)$$

где  $C_i$  - постоянные интегрирования. Следовательно, выражения для плотности энергии и функции  $\alpha$  примут вид

$$\varepsilon = V^{-2} \sum_i C_i^2 F_{\psi_i}^{-1}, \quad \alpha = \frac{1}{V^2} \sum_i C_i^2 F'_{\psi_i} / F_{\psi_i}^2. \quad (3.24)$$

Поскольку функция  $\alpha$  зависит только от поля дилатона, то эту формулу для плотности энергии можно получить также из (3.18).

Другим важным примером дополнительного источника является поле Калба-Рамона (см. (2.2)). Соответствующее уравнение поля имеет вид

$$\partial_M \left( \sqrt{|G|} F_H H^{MNP} \right) = 0, \quad F_H = \Omega^{D-6} \bar{F}_H. \quad (3.25)$$

При  $D=4$  это уравнение решается с помощью анзаца

$$H^{MNP} = \frac{1}{\sqrt{|G|}} F_H^{-1} \varepsilon^{MNPQ} \partial_Q h, \quad (3.26)$$

где  $\varepsilon^{MNPQ}$  - полностью антисимметричный 4-тензор,  $h$  - скалярное поле аксиона. Из тождества Бьянки  $\partial_Q H_{MNP} = 0$  следует уравнение для поля  $h$ :

$$\square h - \partial^M h \partial_M F_H / F_H = 0. \quad (3.27)$$

Соответствующая плотность лагранжиана, из которого следует это уравнение, имеет вид

$$L_m = F_h \partial^M h \partial_M h, \quad F_h = 1/(2F_H). \quad (3.28)$$

Таким образом, в этом случае поле Калба-Рамона эквивалентно скалярному полю  $h$  и соответствующие формулы являются частным случаем предыдущего примера. Однако следует отметить, что если для обычных скалярных полей в древесном приближении  $\tilde{F}_\psi = e^{-2\varphi}$ , то для поля  $h$ , как это следует из (3.28),  $\tilde{F}_h = e^{2\varphi}/2$ .

4. *Решения с Риччи-плоскими подпространствами.* Картину эволюции рассмотренной выше космологической модели наиболее удобно рассматривать в E-представлении. Введя новое скалярное поле согласно (2.15), систему уравнений (3.13) можно записать в виде (здесь и ниже, чтобы не усложнять запись формул, черточки над буквами, указывающие на величины в E-представлении, опускаем, везде, где особо не оговорено, рассматривается E-представление)

$$\begin{aligned} \dot{H}_i + y H_i + k_i N^2 \frac{n_i - 1}{R_i^2} &= N^2 b_i \varepsilon, \quad i = 1, \dots, p \\ \ddot{\phi} + y \dot{\phi} &= \frac{1}{2} N^2 \alpha \varepsilon, \\ N^2 \varepsilon + \dot{\phi}^2 &= \sum_{i,j=1}^p a_{ij} H_i H_j + \sum_{i=1}^p k_i n_i (n_i - 1) N^2 / R_i^2, \end{aligned} \quad (4.1)$$

где теперь в E-представлении

$$b_i = \frac{1}{2} \left( a_i + \frac{\bar{a}}{n-1} \right). \quad (4.2)$$

Из второго уравнения (4.1) следует, что для решений с постоянным дилатоном  $\varphi = \varphi_0$  значения  $\varphi_0$  должны быть корнями уравнения  $\alpha(\varphi) = 0$ . Значение дилатона может быть фиксировано как с помощью дилатонного потенциала, так и нетривиальной зависимостью от  $\varphi$  лагранжиана других полей (см., например, (2.2) и (2.3)). Второй способ в литературе известен как механизм Дэмюра-Полякова [45].

Для Риччи-плоских подпространств  $M^k$  ( $k_i = 0$ ) и при отсутствии негравитационных источников ( $L_m = 0$ ) из системы (4.1) находим

$$H = \text{const} \cdot N/V, \quad \dot{\phi} = \text{const} \cdot N/V. \quad (4.3)$$

Введя синхронную в E-представлении временную координату  $t_\varepsilon$ :

$$dt_E = N(t) dt, \quad (4.4)$$

соответствующие решения можно записать в виде

$$H_I = \frac{H_{I_0}}{t_E - t_0}, \quad R_I = R_{I_0} |t_E - t_0|^{H_{I_0}}, \quad \sum_{I=1}^p n_I H_{I_0} = 1, \quad (4.5a)$$

$$\phi = \phi_0 \ln |t_E - t_0| + \phi_0, \quad \phi_0^2 + \sum n_I H_{I_0}^2 = 1, \quad (4.5b)$$

где  $H_{I_0}$ ,  $R_{I_0}$ ,  $\phi_0$ ,  $t_0$  - постоянные интегрирования. Последнее соотношение является следствием уравнения связи. Решение (4.5) является аналогом решения Казнера в многомерной ОТО. Для заданных функций  $\tilde{F}_\varphi(\varphi)$  и  $\tilde{F}_R(\varphi)$  зависимость поля дилатона от времени определяется из

$$\phi_0 \ln |t_E - t_0| = 2 \int \sqrt{-\tilde{F}_\varphi} d\varphi, \quad (4.6)$$

где подинтегральная функция выражается через указанные функции соотношением (2.14). Соответствующее решение в струнном представлении находится преобразованием

$$\tilde{R}_I = \tilde{F}_R^{1/(1-n)} R_I, \quad dt_s = \tilde{F}_R^{1/(1-n)} dt_E, \quad (4.7)$$

где  $t_s$  - синхронная в струнном представлении временная координата. В древесном приближении решение струнного представления примет вид [18,19]

$$\begin{aligned} \varphi &= \varphi_{10} \ln |t_s - t_{s0}| + \varphi_0, & \tilde{R}_I &= \tilde{R}_{I_0} |t_s - t_{s0}|^{\tilde{H}_{I_0}}, \\ \sum_{I=1}^p n_I \tilde{H}_{I_0} &= 1 + 2\varphi_{10}, & \sum_{I=1}^p n_I \tilde{H}_{I_0}^2 &= 1. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Это же решение в общем конформном представлении древесного приближения можно найти в работе [42].

В уравнениях (4.1) в качестве дополнительного источника рассмотрим совокупность скалярных полей  $\psi_i$  и поля Калба-Рамона:

$$L_m = \sum_I F_{\psi_i} \partial^M \psi_i \partial_M \psi_i + \frac{1}{12} F_H(\varphi) H^2. \quad (4.9)$$

Как уже отмечалось выше, если принять анзац (3.26), то к скалярному полю аксиона с лагранжианом (3.28) сводится также поле Калба-Рамона. В частности, в космологическом контексте мы будем полагать

$$\varepsilon = p_i = L_m = \sum_I F_{\psi_i} \dot{\psi}_i^2 / N^2 = \sum_I F_{\psi_i} \dot{\psi}_i^2 / N^2 + F_h \dot{h}^2 / N^2, \quad (4.10)$$

а штрих указывает на то, что соответствующая сумма включает также вклад поля аксиона. Для функций  $F_{\psi_i}$ , согласно (2.7) и (2.12),

в  $E$ -представлении имеем

$$F_{\psi_i} = \bar{F}_{\psi_i} / \bar{F}_R, \quad F_h = \left( 2 \bar{F}_H \bar{F}_R \right)^{-1}. \quad (4.11)$$

Отсюда следует, что в древесном приближении, вследствие универсальности функций  $\bar{F}_k (= e^{-2\varphi})$

$$F_{\psi_i} = 1, \quad F_h = e^{4\varphi/2}. \quad (4.12)$$

Таким образом, для обычных скалярных полей (это относится также к полю дилатона) в древесном приближении представления Эйнштейна и Йордана совпадают, в то время как для поля аксиона это не так.

Из (4.10) следует, что для источника с лагранжианом (4.9) все коэффициенты  $a_i$  равны единице, откуда, в свою очередь, исходя из (4.2), получаем, что все коэффициенты  $b_i$  равны нулю. Для этих значений и для Риччи-плоских подпространств решение первого уравнения (4.1) в синхронной в  $E$ -представлении системе координат по-прежнему задается соотношениями (4.5а). Из уравнения связи теперь имеем

$$\varepsilon + \dot{\phi}^2 = A(t_E - t_0)^{-2}, \quad A = 1 - \sum_{i=1}^p n_i H_{i0}^2, \quad (4.13)$$

где плотность энергии с учетом (3.24) определяется соотношением

$$\varepsilon = \frac{1}{V_0^2 (t_E - t_0)^2} \sum_i C_i^2 / F_{\psi_i}. \quad (4.14)$$

Подстановка этого выражения в (4.13) и интегрирование полученного уравнения приводят к следующему результату:

$$\ln|t_E - t_0| = \pm \int \left[ A - \sum_i C_i^2 V_0^{-2} / F_{\psi_i} \right]^{-1/2} d\phi. \quad (4.15)$$

Здесь функции  $F_{\psi_i}$  связаны с соответствующими функциями струнного представления соотношениями (4.11). Зная функцию  $\phi(t_E)$ , далее из уравнений (см. (3.23))

$$\frac{d\psi_i}{dt_E} = \frac{C_i}{V_0 F_{\psi_i}(\phi) |t_E - t_0|}. \quad (4.16)$$

В древесном приближении с учетом выражений (4.12) из (4.15) для дилатона находим

$$e^{2\varphi} = \frac{A_1}{2} \left( |t_E - t_o|^{\alpha_1} + \frac{\alpha_2}{A_1^2} |t_E - t_o|^{-\alpha_1} \right),$$

$$\alpha_1 = \pm \sqrt{\left( A - \sum_i C_i^2 V_0^{-2} \right) (n-1)}, \quad \alpha_2 = 2 C_h^2 (n-1) / \alpha_1^2 V_0^2, \quad (4.17)$$

$A_1$  - постоянная интегрирования. В том же приближении из уравнений (4.16) получим

$$\psi_i = \psi_{io} + \frac{C_i}{V_0} \ln |t_E - t_o|, \quad (4.18)$$

$$h = h_0 - \frac{4 C_h}{\alpha_1 V_0 A_1^2} \left[ |t_E - t_o|^{2\alpha_1} + \alpha_2 / A_1^2 \right]^{-1} \quad (4.19)$$

с постоянными интегрирования  $\psi_{io}$  и  $h_0$ . Соответствующие решения в струнном представлении могут быть найдены преобразованием (4.7). Рассмотрим здесь простой случай нулевого поля Калба-Рамона, соответствующий значению постоянной  $\alpha_2 = 0$  ( $C_h = 0$ ). Синхронные временные координаты в струнном и E-представлениях в древесном приближении связаны соотношением

$$t_s - t_{so} = \text{const} \cdot |t_E - t_o|^{\frac{\alpha_1}{n-1} + 1} \quad (4.20)$$

и решения струнного представления имеют вид

$$\tilde{R}_i \sim |t_s - t_{so}|^{\tilde{H}_i}, \quad e^{2\varphi} \sim |t_s - t_{so}|^{\tilde{\alpha}_1} \quad (4.21)$$

$$\psi_i \sim \ln |t_s - t_{so}|, \quad \sum_{i=1}^p n_i \tilde{H}_i = 1 + \tilde{\alpha}_1,$$

где постоянные выражаются через постоянные  $H_0$  и  $\alpha_1$  в формулах (4.5a) и (4.17).

5. *Изотропные модели с искривленным пространством.* В предыдущем разделе мы рассмотрели космологические модели со скалярными полями и полем Калба-Рамона в случае Риччи-плоских подпространств. Здесь мы рассмотрим изотропные модели с искривленным пространством. Соответствующая система космологических уравнений в E-представлении получается из (4.1):

$$\dot{H} + H(nH - \dot{N}/N) + N^2 k \frac{n-1}{R^2} = N^2 b_1 \varepsilon,$$

$$\ddot{\phi} + \dot{\phi}(nH - \dot{N}/N) = \frac{1}{2} N^2 \alpha \varepsilon, \quad (5.1)$$

где

$$b_1 = \frac{1 - a_1}{2(n-1)}, \quad a_1 = \frac{p}{\varepsilon}. \quad (5.2)$$

Уравнение связи запишется в виде

$$N^2 \varepsilon + \dot{\phi}^2 = n(n-1) \left( H^2 + k N^2 / R^2 \right). \quad (5.3)$$

Решение космологических уравнений существенно упрощается для источника с предельно жестким уравнением состояния  $p = \varepsilon$  ( $a_1 = 1$ ). В частности, как это было показано в предыдущем разделе, этому условию удовлетворяет совокупность скалярных полей и поля Калба-Рамона с лагранжианом (4.9). Для таких источников первое уравнение системы (5.1) совпадает с соответствующим вакуумным уравнением и наиболее просто решается в терминах конформного времени  $\eta$ , соответствующего калибровке  $N = R$ :

$$ds^2 = R^2 (d\eta^2 - dt^2). \quad (5.4)$$

Теперь, интегрируя первое уравнение (5.1), для функции Хаббла получим

$$H^2 = B/R^{2(n-1)} - k, \quad (5.5)$$

где  $B$  - постоянная интегрирования. Отсюда следует, что для закрытых моделей ( $k = 1$ ) масштабный фактор меняется в конечном интервале  $0 \leq R \leq R_m$ , где  $R_m = B^{1/2(n-1)}$ . С учетом (5.5) из уравнения связи получаем

$$N^2 \varepsilon + \left( \frac{d\phi}{d\eta} \right)^2 = \frac{n(n-1)}{R^{2(n-1)}} B \quad (5.6)$$

и поэтому, если плотность энергии неотрицательна, то таковой должна быть и постоянная  $B$ . Заметим, что решения с отрицательной  $B$  реализуются только для моделей с пространствами отрицательной кривизны, причем в этом случае масштабный фактор меняется в пределах

$$|B|^{1/2(n-1)} = R_{\min} \leq R < \infty, \quad (5.7)$$

и соответствующие модели являются несингулярными:

$$R = R_{\min} [\operatorname{ch}(n-1)\eta]^{1/(n-1)} \quad (5.8)$$

Для решений с неотрицательной плотностью энергии еще одно интегрирование уравнения (5.5) приводит к следующему результату:

$$R = R_m \left| \frac{1}{\sqrt{k}} \sin[\sqrt{k}(n-1)\eta] \right|^{1/(n-1)}. \quad (5.9)$$

С учетом этого из уравнения связи для плотности энергии находим

$$N^2 \varepsilon + \left( \frac{d\phi}{d\eta} \right)^2 = \frac{kn(n-1)}{\sin^2[\sqrt{k}(n-1)\eta]}. \quad (5.10)$$

В качестве негравитационного источника рассмотрим систему с плотностью лагранжиана (4.9) и плотностью энергии (4.10), причем не будем конкретизировать значение  $n$  размерности пространства. Подстановка (4.10) в уравнение связи (5.10) приводит к следующему уравнению:

$$\frac{d\phi}{d\eta} = \frac{\pm \sqrt{k}}{\sin[\sqrt{k}(n-1)\eta]} \left[ n(n-1) - R_m^{2(1-n)} \sum_i \frac{C_i^2}{F_{\psi_i}} \right]^{1/2}, \quad (5.11)$$

интегрируя которое, для поля дилатона находим соотношение

$$\begin{aligned} \pm \ln \left| \frac{1}{\sqrt{k}} \operatorname{tg}[\sqrt{k}(n-1)\eta/2] \right| &= (n-1) \int \left[ \frac{n}{n-1} \left( \frac{\tilde{F}_R}{\tilde{F}_R} \right)^2 - \frac{4\tilde{F}_\phi}{\tilde{F}_R} \right]^{1/2} \times \\ &\times \left[ n(n-1) - R_m^{2(1-n)} \sum_i \frac{C_i^2 \tilde{F}_R}{\tilde{F}_{\psi_i}} \right]^{-1/2} d\phi. \end{aligned} \quad (5.12)$$

Для заданных функций  $\tilde{F}_k(\phi)$  в лагранжиане (2.1) эта формула совместно с (5.9) определяет динамику соответствующей космологической модели. Для моделей с отрицательной плотностью энергии эволюция поля дилатона определяется из соотношения

$$\pm 2 \operatorname{arctg} \left[ e^{(n-1)\eta} \right] = (n-1) \int \left[ \sum_i \frac{C_i^2}{F_{\psi_i}} R_{\min}^{2(1-n)} - n(n-1) \right]^{1/2} d\phi, \quad (5.13)$$

а масштабный фактор имеет вид (5.8). Далее мы будем рассматривать модели с неотрицательной плотностью энергии.

Для заданной функции  $\phi(\eta)$ , определяемой из (5.12), зависимость остальных полей от времени определяется из уравнения (3.23):

$$\frac{d\psi_i}{d\eta} = \frac{C_i}{R_m^{n-1}} \frac{\sqrt{k} F_{\psi_i}^{-1}(\phi)}{\sin[\sqrt{k}(n-1)\eta]}. \quad (5.14)$$

В частности, при  $\psi_i = h$  получаем уравнение для поля аксиона. В дальнейшем удобно ввести новую переменную  $z$  согласно

$$z = \left| \frac{1}{\sqrt{k}} \operatorname{tg}[\sqrt{k}(n-1)\eta/2] \right|. \quad (5.15)$$

Формула (5.9) для масштабного фактора теперь запишется в виде

$$R = R_0 \left( \frac{z}{1 + kz^2} \right)^{1/(n-1)} \quad (5.16)$$

Приведенные выше решения написаны через конформное время  $\eta$ . Оно связано с синхронной временной координатой  $t_E$  эйнштейновского представления соотношением

$$t_E - t_0 = \pm \int R d\eta = \pm \frac{2R_0}{n-1} \int_0^z \frac{z^{1/(n-1)} dz}{(1 + kz^2)^{n/(n-1)}}, \quad (5.17)$$

где интеграл в правой части можно выразить через гипергеометрическую функцию. Соответствующие решения в струнном представлении можно найти преобразованием (4.7). Для открытых моделей ( $k=-1$ ) переменная  $z$  меняется в пределах  $0 \leq z \leq 1$ , при этом, как это следует из (5.17), временная координата  $t_E$  не ограничена. В случае закрытых моделей  $0 \leq z < \infty$ , а  $t_E$  меняется в конечных пределах:

$$|t_E - t_0| \leq t_{Em}, \quad t_{Em} = \frac{R_0}{n-1} B \left( \frac{n}{2(n-1)}, \frac{n}{2(n-1)} \right), \quad (5.18)$$

где  $B(x, y)$  - бета-функция Эйлера.

Рассмотрим полученные решения в древесном приближении, когда соответствующие функции В-представления определяются соотношениями (4.12). Интегрирование (5.14) теперь приводит к результату

$$\psi_i = \psi_{i1} \ln z + \psi_{i0}, \quad \psi_{i1} = \frac{C_i}{(n-1)R_m^{n-1}}. \quad (5.19)$$

Аналогичным образом, из соотношения (5.12), для поля дилатона находим

$$e^{2\varphi} = (A_1 z^{\pm\beta_1} + \beta_2 z^{\mp\beta_1} / A_1) / 2, \quad (5.20)$$

где  $A_1$  - постоянная, а  $\beta$ , связаны с ранее введенными постоянными соотношениями

$$\beta_1 = \left[ n - R_m^{2(1-n)} \sum_i C_i^2 / (n-1) \right]^{1/2}, \quad \beta_2 = 2C_h^2 / \left[ n(n-1)R_m^{2(n-1)} - \sum_i C_i^2 \right]. \quad (5.21)$$

Как это следует из (5.20) для моделей с отличным от нуля полем Калба-Рамона значение поля дилатона ограничено снизу неравенством  $e^{4\varphi} \geq \beta_2$ . Отсюда в качестве необходимого условия существования области слабой связи получаем:  $\beta_2 \ll 1$ . С учетом выражения древесного приближения

$F_h = e^{4\varphi} / 2$  для поля аксиона из уравнения (5.14) получим

$$h = h_0 \mp \frac{4C_h}{(n-1)\beta_1 R_m^{n-1}} (A_1^2 z^{\pm 2\beta_1} + \beta_2)^{-1} \quad (5.22)$$

с новой постоянной интегрирования  $h_0$ . Для масштабного фактора и синхронной временной координаты  $t$ , струнного представления из соотношений (4.7) находим

$$\bar{R} = \bar{R}_0 \left( z \frac{z^{\pm\beta_1} + \beta_2 z^{\pm\beta_1}/A_1^2}{1 + kz^2} \right)^{1/(n-1)}, \quad t_s - t_{s0} = \frac{\pm 2}{n-1} \int_0^z \frac{\bar{R}(z) dz}{1 + kz^2}. \quad (5.23)$$

Как и в E-представлении, здесь временная координата  $t$ , меняется в конечных пределах для закрытых моделей и неограничена при  $k=0, -1$ . В пределе  $z \rightarrow 0$  все решения стремятся к решению с плоским пространством, причем в E-представлении

$$R \sim |t_E - t_0|^{1/n}, \quad e^{2\varphi} \sim |t_E - t_0|^{\beta_1 \frac{n-1}{n}}, \quad t_E \rightarrow t_0 \quad (5.24)$$

$$\beta_3 = -\beta_1 \text{ при } \beta_2 \neq 0, \quad \beta_3 = \pm\beta_1 \text{ при } \beta_2 = 0,$$

а в струнном представлении

$$\bar{R} \sim |t_s - t_{s0}|^{\frac{1+\beta_3}{n+\beta_3}}, \quad |t_s - t_{s0}| \sim |t_E - t_0|^{\frac{n+\beta_3}{n}}, \quad t_s \rightarrow t_{s0} \quad (5.25)$$

Для моделей с нулевыми скалярными полями  $\psi$ , постоянная  $\beta_1 = \sqrt{n}$  и получаем решения, ранее рассмотренные в [39].

При  $n=3$ , введя новую временную координату  $t$ , согласно

$$2kt^2 = t_+^2 + kt_-^2 - (t_+^2 - kt_-^2) \cos 2\sqrt{k}\eta, \quad z = \sqrt{\frac{t^2 - t_-^2}{t_+^2 - kt_-^2}} \quad (5.26)$$

и выбирая  $R_m^2 = \frac{1}{2}(t_+^2 - kt_-^2)$  для частных значений постоянных интегрирования  $\psi_{11} = -1$ ,  $\beta_1 = 1$ , получим решения, которые ранее были найдены в работе [43] исходя из 5D решения [52,53].

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

Ереванский государственный  
университет, Армения

# ON STRING COSMOLOGY WITH HIGHER GENUS CORRECTIONS

A.A.SAHARIAN

The homogeneous cosmological models are investigated within the framework of the low-energy effective string gravity with higher genus corrections. The various conformal frames are considered. For the general case of the loop correction functions the cosmological solutions are found with dilaton, moduli fields and Kalb-Ramond field in the case of arbitrary constant spatial curvature. They generalize the previously known tree level solutions.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *A.Sen*, Int. J. Mod. Phys., **A9**, 3707, 1994.
2. *J.H.Schwarz*, Lett. Math. Phys., **34**, 309, 1995.
3. *M.Duff*, Nucl. Phys., **B442**, 47, 1995.
4. *C.Hull, P.Townsend*, Nucl. Phys., **B438**, 109, 1995.
5. *E.Witten*, Nucl. Phys., **B443**, 85, 1995.
6. *C.Vafa*, Nucl. Phys., **B469**, 403, 1995.
7. *P.Horava, E.Witten*, Nucl. Phys., **B460**, 506, 1996.
8. *J.Schwarz*, preprint CALTECH-68-2065 (hep-th/9607201); CALTECH-68-2034 (hep-th/9601077).
9. *A.Sen*, preprint MRI-PHY-96-28 (hep-th/9609176).
10. *J.Polchinski, E.Witten*, Nucl.Phys., **B460**, 525, 1996.
11. *E.Witten*, Nucl. Phys., **B471**, 121, 1996.
12. *S.Ferrara*, preprint CERN-TH/96-288.
13. *T.Banks*, preprint RU-94-91.
14. *R.R.Khuri*, preprint CERN-TH/95-57.
15. *M.J.Duff, R.R.Khuri, J.X.Lu*, Phys. Rep., **259**, 213, 1995.
16. *A.Strominger, C.Vafa*, Phys. Lett., **B379**, 99, 1996.
17. *P.Kanti, K.Tamvakis*, preprint CERN-TH/96-233 (hep-th/9609003).
18. *M.Mueller*, Nucl. Phys., **B337**, 37, 1990.
19. *G.Veneziano*, Phys. Lett., **B265**, 287, 1991.
20. *A.A.Tseytlin*, Class. Quantum Grav., **9**, 979, 1992.
21. *A.A.Tseytlin*, Int. J. Mod. Phys., **D1**, 223, 1992.
22. *P.Binetruy, M.K.Gaillard*, Phys. Rev., **D34**, 3069, 1986.
23. *B.A.Campbell, A.Linde, K.A.Olve*, Nucl. Phys., **B355**, 146, 1991.
24. *M.C.Bento, O.Bertolami, P.M.Sa*, Phys. Lett., **B262**, 11, 1991.
25. *J.A.Casas, J.Garcia-Bellido, M.Quiros*, Nucl. Phys., **B361**, 713, 1991.
26. *J.Garcia-Bellido, M.Quiros*, Nucl. Phys., **B368**, 463, 1992.

27. *M.C.Bento, O.Bertolami*, *Class. Quantum Grav.*, **12**, 1919, 1995.
28. *R.Poppe, S.Schwager*, *Phys. Lett.*, **B393**, 51, 1997.
29. *J.D.Barrow, K.E.Kunze*, *Phys. Rev.*, **D55**, 623, 1997.
30. *R.Easther, K.Maeda*, *Phys. Rev.*, **D54**, 7252, 1996.
31. *M.Gasperini*, preprint CERN-TH/96-330 (gr-qc/9611059).
32. *H.Lu*, preprint CTP-TAMU-51-96 (hep-th/9610107).
33. *M.Gasperini, J.Maharana, G.Veneziano*, *Nucl. Phys.*, **B472**, 349, 1996.
34. *T.Damour, A.Vilenkin*, *Phys. Rev.*, **D53**, 2981, 1996.
35. *M.Gasperini, G.Veneziano*, *Astropart. Phys.*, **1**, 317, 1993; *Mod. Phys. Lett.*, **A8**, 3701, 1993; *Phys. Rev.*, **D50**, 2519, 1994; *Phys. Lett.*, **B387**, 715, 1996.
36. *J.Levin*, *Phys. Rev.*, **D51**, 1536, 1995.
37. *N.Caloper, R.Madden, K.A.Olive*, *Nucl. Phys.* **B452**, 677, 1995; *Phys. Lett.*, **B371**, 34, 1996.
38. *R.Easther, K.Maeda, D.Wands*, *Phys. Rev.*, **D53**, 4247, 1996.
39. *E.J.Copeland, A.Lahiri, D.Wands*, *Phys. Rev.*, **D50**, 4868, 1994; **D51**, 1569, 1995.
40. *А.А.Саарян*, *Астрофизика*, **38**, 101, 1995.
41. *А.А.Саарян*, *Астрофизика*, **38**, 291, 1995; **38**, 448, 1995; **40**, 233, 1997; **40**, 1997.
42. *А.А.Саарян*, *Астрофизика*, **39**, 279, 1996.
43. *K.Behrndt, S.Förste*, *Nucl. Phys.*, **B430**, 441, 1994.
44. *J.Lévin, K.Freese*, *Nucl. Phys.*, **B421**, 635, 1994..
45. *T.Damour, A.M.Polyakov*, *Nucl. Phys.*, **B423**, 532, 1994.
46. *М.Грин, Дж.Шварц, Э.Виттен*, *Теория суперструн*, т.1, 2. Мир, М., 1990.
47. *C.Lovelace*, *Phys. Lett.*, **B135**, 75, 1984.
48. *E.S.Fradkin, A.A.Tseytlin*, *Phys. Lett.*, **B158**, 316, 1985; *Nucl. Phys.*, **B261**, 1, 1985.
49. *C.G.Gallan, D.Friedan, E.J.Martinec, M.J.Perry*, *Nucl. Phys.*, **B262**, 593, 1985.
50. *D.Gross, J.Sloan*, *Nucl. Phys.*, **B291**, 41, 1987.
51. *E.Kiritsis, C.Kounnas, P.M.Petropoulos, J.Rizos*, preprint CERN-TH/96-91.
52. *G.W.Gibbons, K.Maeda*, *Nucl. Phys.*, **B298**, 741, 1988.
53. *T.Horowitz, A.Strominger*, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 2930, 1991.

УДК: 524.354.6

## МОДЕЛИ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД С ПОСТОЯННЫМ СКАЛЯРНЫМ ПОЛЕМ В БСТТ. РАЗЛИЧНЫЕ ВАРИАНТЫ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ

Л.Ш.ГРИГОРЯН<sup>1,2</sup>, П.Ф.КАЗАРЯН<sup>2</sup>, Г.Ф.ХАЧАТРЯН<sup>1,2</sup>

Поступила 8 апреля 1997

Принята к печати 1 июня 1998

В предыдущей работе были найдены решения уравнений биметрической скалярно-тензорной теории гравитации для нейтронных звезд, в которых скалярное поле постоянно, а метрический тензор удовлетворяет уравнениям ОТО. В данной работе найдены аналогичные решения для различных вариантов уравнения состояния вещества нейтронной звезды.

Биметрическая скалярно-тензорная теория гравитации (БСТТ) отличается от скалярно-тензорной теории Йордана-Бранса-Дикке наличием плоской фоновой метрики  $\gamma_{ik}$ . В [1] найдены решения уравнений БСТТ для нейтронных звезд, в которых скалярное поле постоянно

$$\varphi = \frac{c^4}{8\pi G} = \varphi_0, \quad (1)$$

метрический тензор  $g_{ik}$  пространства-времени удовлетворяет уравнениям ОТО, а фоновая метрика - уравнению

$$\varphi_0 g^{mn} (\bar{\Gamma}^i_{m;l} - g^{ik} \bar{\Gamma}^i_{mn;l}) = T, \quad (2)$$

где  $T$  - след тензора энергии-импульса звездного вещества,

$\bar{\Gamma}^i_{ik} = \Gamma^i_{ik} - \bar{\Gamma}^i_{ik}$ ,  $\Gamma^i_{ik}$  и  $\bar{\Gamma}^i_{ik}$  - символы Кристоффеля для метрик  $g_{ik}$  и  $\gamma_{ik}$  соответственно, и, наконец, ";" - операция ковариантного дифференцирования по  $g_{ik}$

В шварцшильдовской системе координат  $r, \vartheta, \phi$  с

$$g_{ik} dx^i dx^k = e^{\nu} c^2 dt^2 - e^{\lambda} dr^2 - r^2 (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\phi^2) \quad (3)$$

можно считать

$$\gamma_{ik} dx^i dx^k = c^2 dt^2 - du^2 - u^2 (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\phi^2), \quad (4)$$

где  $\nu(r)$  и  $\lambda(r)$  - известные функции, определяемые уравнениями ОТО, а  $u$  - некая радиальная переменная, зависящая от  $r$ . Функция  $u(r)$

определяется уравнением (2) и удовлетворяет граничному условию  $u/r \rightarrow 1$  на больших расстояниях от небесного тела. В [1] были получены аналитические выражения для  $u(r)$  за пределами нейтронной звезды и приведены результаты численного интегрирования уравнения (2) внутри небесного тела. Из них следует, что функция  $u(r)$  определяется с точностью до некой произвольной постоянной интегрирования

$$l \geq \frac{3}{c^2} G \int P \sqrt{-g} d^3x = l_{\min}, \quad (5)$$

и что имеются две ветви решений с различным поведением  $u(r)$  в центре конфигурации  $r=0$ .

В расчетах [1] было использовано уравнение состояния  $\rho = \rho(P)$  сверхплотного вещества из работы [2] ( $\rho$  и  $P$  - плотность и давление звездного вещества соответственно). В данном сообщении приведены результаты интегрирования уравнения (2) для нейтронных звезд с различными вариантами уравнения состояния. Информация о них приведена в табл.1 Для полноты приведена также информация о  $\rho(P)$  из [2] (4-й вариант уравнения состояния).

На рис.1 приведены результаты расчетов в случае  $l = 10 l_{\min}$  для нейтронной звезды с массой  $M = 1 M_{\odot}$ . Верхняя и нижняя группы кривых соответствуют двум ветвям решений с различным поведением  $u(r)$  в

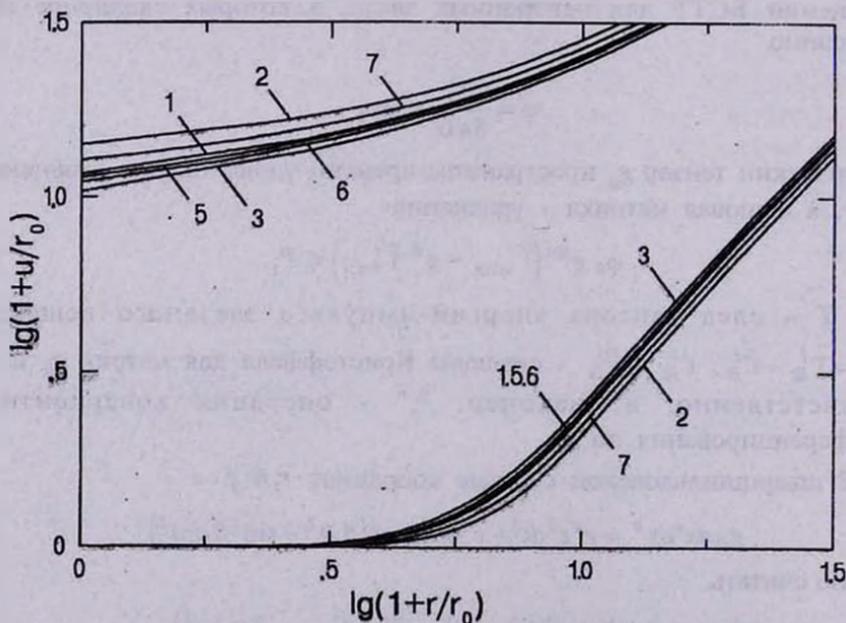


Рис.1 Функция  $u(r)$  для нейтронной звезды  $M = 1 M_{\odot}$ . Рядом с кривыми указаны варианты состояния из табл.1,  $r_0 = 1 \text{ км}$ ,  $l = 10 l_{\min}$ .

## УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ИЗ [2-5]

Вариант	Таблица, параграф*	Литература	Уравнение состояния
1	2	[3]	Pandharipande 1971 (neutron), BBP <sup>a</sup> , BPS <sup>b</sup> and FMT <sup>c</sup>
2	3	[3]	Pandharipande 1971 (hyperon), BBP <sup>a</sup> , BPS <sup>b</sup> and FMT <sup>c</sup>
3	7	[3]	Pandharipande 1971 (hyperon), Arponen 1972, BPS <sup>b</sup> and FMT <sup>c</sup>
4	6.2*	[2]	Grigorian & Sahakian 1983
5	2	[4]	PS <sup>d</sup> , AØ <sup>e</sup> -5, BBP <sup>a</sup> -2 and BBP <sup>a</sup> -1
6	7	[4]	PS <sup>d</sup> , WFF <sup>f</sup> -3, BBP <sup>a</sup> -2, BPS <sup>b</sup> -1 and HZD <sup>g</sup>
7	1	[5]	PS <sup>d</sup> , AØ <sup>e</sup> -5, BEHOØ <sup>h</sup> -nr (non relativistic), BBP <sup>a</sup> -2, BBP <sup>a</sup> -1 and HZD <sup>g</sup>

\*Baym, Bete&Pethik 1971

<sup>b</sup>Baym, Pethik&Sutherland 1971

<sup>c</sup>Feynman, Metropolis&Teller 1949

<sup>d</sup>Pandharipande&Smith 1975

<sup>e</sup>Armsten&Østgaard 1984

<sup>f</sup>Wiringa, Fiks&Fabrocini 1988

<sup>g</sup>Haensel, Zdunik&Dobaczewski 1989

<sup>h</sup>Bao, Engvik, Hjorth-Jensen, Onsen&Østgaard 1994

центре конфигурации. Как видим, расхождения между различными вариантами уравнения состояния незначительны. Они еще меньше в случае  $l = l_{\min}$ .

Кривые зависимости  $l_{\min}$  от центрального давления  $P_0$  нейтронной звезды приведены на рис.2. Сравнивая их, убеждаемся в том, что  $l_{\min} \leq 1$  км для всех вариантов уравнения состояния. Проведенные нами численные расчеты свидетельствуют о том, что для небесных тел со слабым гравитационным полем всюду в пространстве  $u(r) \approx r$ .

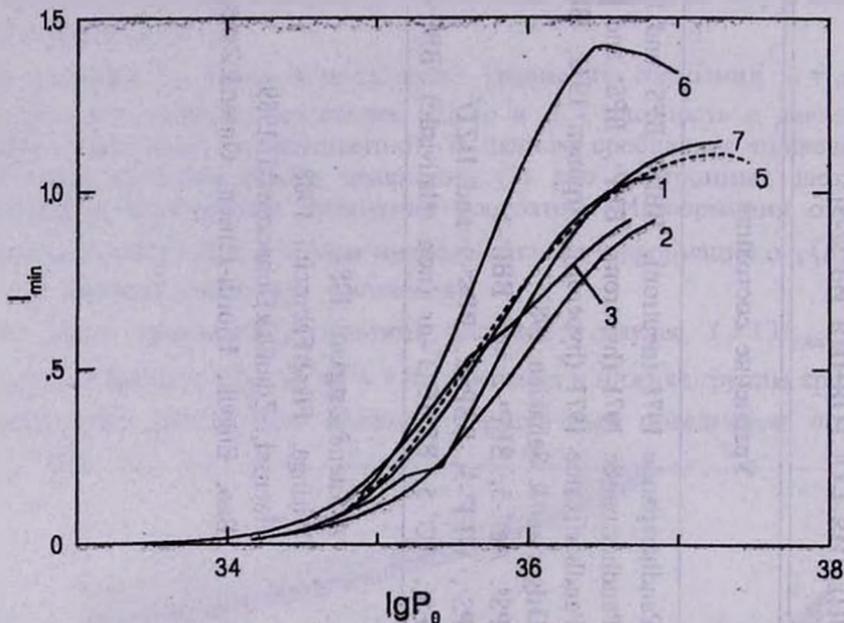


Рис.2. Минимальное значение  $l$ , измеренного в км, в зависимости от центрального давления конфигурации  $P_0$  - в эрг/см<sup>3</sup>. Цифры указывают варианты уравнения состояния из табл.1.

Резюмируя, можно утверждать, что, независимо от используемого варианта уравнения состояния вещества нейтронной звезды, скалярное поле (1) и метрический тензор пространства-времени, определяемый из уравнений Эйнштейна, удовлетворяют системе уравнений БСТТ. Это обстоятельство приводит к нетрадиционной для альтернативных теорий гравитации постановке вопроса о согласии теории с данными наблюдений двойных систем, содержащих нейтронную звезду. Задача сводится к согласию ОТО с этими данными. По этой причине можно считать БСТТ согласованной с данными наблюдений изменения орбитального периода двойного пульсара PSR1913+16.

С благодарностью отмечаем, что в расчетах использован PC Pentium, подаренный Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG).

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

<sup>1</sup>Институт прикладных проблем физики

<sup>2</sup>Ереванский государственный университет

## NEUTRON STAR MODELS WITH CONSTANT SCALAR FIELD IN BSTT. DIFFERENT VERSIONS OF EQUATION OF STATE.

L.SH.GRIGORIAN<sup>1,2</sup>, P.F.KAZARIAN<sup>2</sup>, H.F.KHACHATRIAN<sup>1,2</sup>

Formerly the solutions of field equations of Bimetric Scalar-Tensor Theory of gravitation for neutron stars were found, in which the scalar field was constant and the metric tensor of space-time satisfied to the field equations of GR. Here we obtain similar solutions with different versions of the equation of state for neutron star matter.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Ш.Григорян, П.Ф.Казарян, Г.Ф.Хачатрян, *Астрофизика*, **40**, 391, 1997.
2. L.Sh.Grigorian, G.S.Sahakian, *Astrophys. Space Sci.*, **95**, 305, 1983.
3. W.D.Arnett, R.L.Bowers, *Astrophys.J.*, **33**, 415, 1977.
4. G.Bao, E.Østgaard, B.Dybvik, *Int. J. Mod. Phys.*, **D3**, 813, 1994.
5. G.Bao, L.Engvik, M.Hjorth-Jensen, E.Osnes, E.Østgaard, *Nucl. Phys.*, **A575**, 707, 1994.

УДК: 52-355:51

## ЗАКОН ПОДОБИЯ ПРИ СПЕКТРАЛЬНОМ ОЦЕНИВАНИИ ВРЕМЕННОГО РЯДА. V

В.Ю.ТЕРЕБИЖ

Поступила 9 октября 1996

Продолжение статей [1-4]. При выполнении рекомендаций, вытекающих из закона подобия, оценка наименьших квадратов является состоятельной. Свободен от допущений, однако более сложен *оккамовский* подход; он приводит к результатам, близким к таковым для метода наименьших квадратов в сочетании с законом подобия и условием неотрицательности решения. Теоретические выводы иллюстрированы расчетами для процесса AR-1.

10. *Оценка наименьших квадратов.* Оставаясь в рамках модели кусочно-линейной спектральной плотности, запишем уравнение (6.22) с учетом представления (9.4) в матричном виде:

$$c = H \cdot s + \eta, \quad (10.1)$$

где  $c$  - несмещенная оценка вектора ковариаций  $r$  (например, можно задать  $c$  формулой (6.14)), матрица  $H$  определена в (9.6), а характеристики случайного вектора  $\eta$  указаны в п.6. Уравнение (10.1) описывает обратную задачу восстановления  $s$  по наблюдаемой выборке  $c$  при априорно заданных "функции рассеяния точки"  $H$  и свойствах "шума"  $\eta$ . Как известно [5], решение этой задачи неединственно; более того, оно является неустойчивым в том смысле, что малым вариациям данных наблюдений отвечают большие колебания инверсного решения (обратная задача обычно является *плохо определенной*).

Отвлечемся на время от условия неотрицательности искомой оценки плотности. В классическом подходе решением задачи (10.1) считается *оценка наименьших квадратов* (Least Squares Estimate, LSE)  $\hat{s}$ , позволяющая наилучшим в среднеквадратическом смысле образом объяснить данные наблюдений при минимально возможной дисперсии шума. Достаточно рассмотреть случай, когда матрица  $H$  имеет полный ранг. Поскольку  $F \leq N$ , ранг  $H$  равен при этом  $F$ , а LSE можно записать в виде:

$$\hat{s} = H^+ \cdot c, \quad H^+ \equiv (H' Q^{-1} H)^{-1} H' Q^{-1}, \quad (10.2)$$

где  $Q$  - ковариационная матрица  $\eta$  (см., напр., [6]). Согласно [7,8], устойчивость обратной задачи (10.1) определяется спектром

соответствующей матрицы Фишера:

$$I = H' Q^{-1} H. \quad (10.3)$$

Принимая во внимание соотношения (7.8) и (9.7), мы находим, что матрица  $I$  для приближенной задачи (10.1) асимптотически равна  $I_1$ , т.е. точной матрице Фишера для спектральной плотности. Это вполне естественно, поскольку именно  $I_1$  описывает область допустимых оценок спектральной плотности [7,8]. В первом приближении характеристикой устойчивости может служить число обусловленности  $\alpha_1$  симметрической положительно определенной матрицы  $I_1$ , равное отношению ее наибольшего и наименьшего собственных чисел.

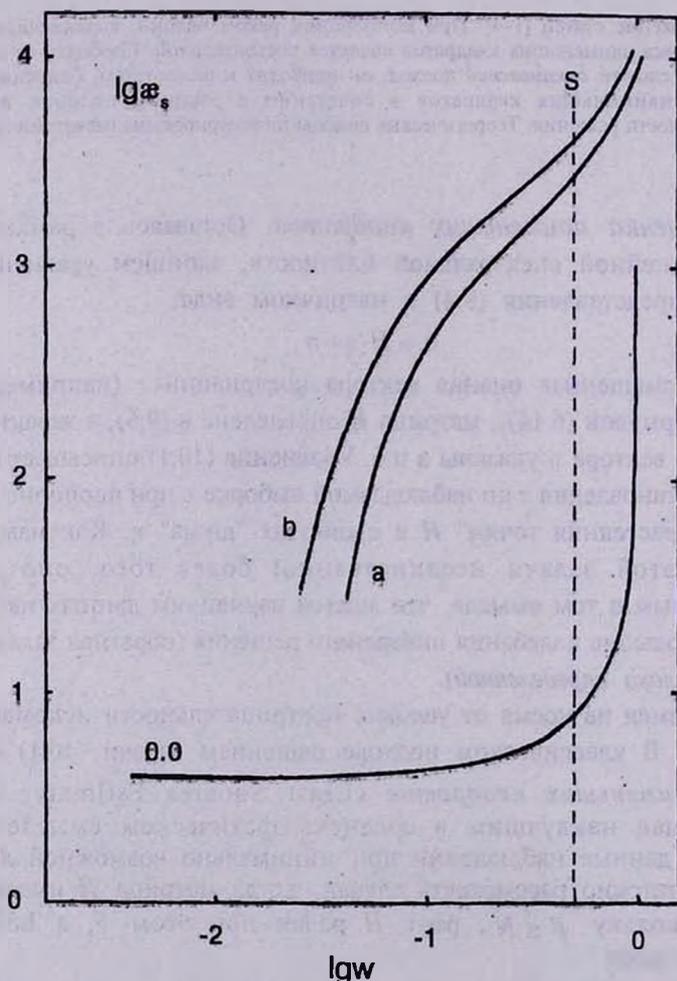


Рис. 10.1 Спектральное число обусловленности  $\alpha_1$  матрицы Фишера  $I_1$  для процесса AR-1 при  $\rho = 0, N \leq 1024$  и  $\rho = 0.7, N = 24$  (а),  $N = 40$  (б). Пунктир соответствует значению  $\omega \approx 1/2$ , характерному для периодограммы Шустера.

Значения  $\varepsilon$ , выводились в ходе численного моделирования процесса AR-1, результаты которого описаны в предыдущем параграфе (рис. 10.1). Подобно точности оценивания плотности, число обусловленности  $\varepsilon$ , является функцией параметра  $w = (F-1)/N$ , однако теперь результаты заметно меняются в зависимости от вида спектральной плотности. Привлекает внимание быстрое возрастание  $\varepsilon$ , при увеличении  $w$ ; это означает, что устойчивость задачи резко падает при увеличении относительного количества оцениваемых отсчетов спектральной плотности. В свете приведенных в п.9 результатов, касающихся наивысшей точности оценок плотности, такой вывод не является неожиданным: мы фактически имеем дело с двумя связанными между собой сторонами единого по своей сути явления. Периодограмме Шустера отвечает область, близкая к границе неустойчивости; при умеренных значениях  $w$ , скажем при  $w < 0.1$ , задача восстановления спектральной плотности обычно устойчива.

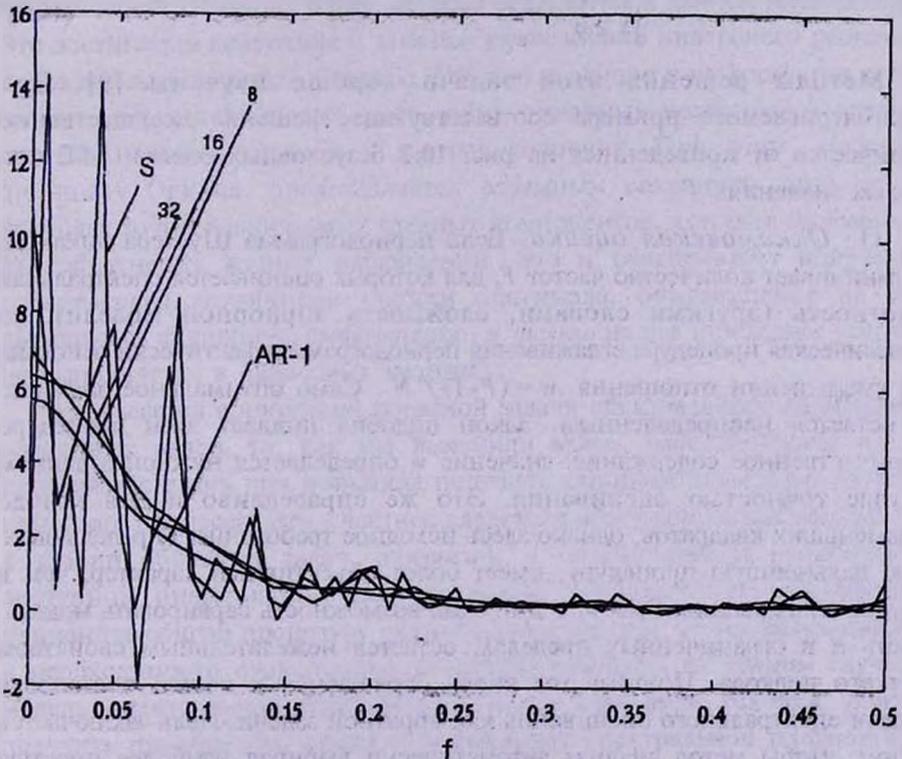


Рис. 10.2 Оценки Шустера (S) и наименьших квадратов LSE ( $F=8, 16, 32$ ) для реализации процесса AR-1 при  $\rho = 0.7, N = 128$ .

На рис. 10.2 представлены истинная спектральная плотность процесса AR-1 при  $\rho=0.7$ , периодограмма Шустера реализации этого процесса при  $N=128$  (см. рис.1.1) и три оценки наименьших квадратов этой же

реализации при  $F=8, 16$  и  $32$ . Значение  $\alpha$ , в данном примере не превосходило  $10$ , то есть обратная задача была достаточно устойчива. Как видно, умеренное увеличение количества частот, скажем, до  $F=16$ , мало меняет LSE - она остается близкой к истинной спектральной плотности. Однако при дальнейшем увеличении количества оцениваемых отсчетов LSE становится столь же неустойчивой, как и периодограмма Шустера. Это вполне согласуется с законом подобия. Обратим внимание, что при  $F=32$  безусловная оценка наименьших квадратов заходит в область отрицательных значений.

Детальное сравнение между собой сглаженных оценок плотности и LSE для различных исходных процессов заслуживает отдельной работы. Здесь мы лишь заметим, что корректное рассмотрение должно учитывать неотрицательность искомой оценки спектральной плотности, и потому следует решать *условную* задачу оптимизации

$$\begin{cases} (c - Hs)' Q^{-1} (c - Hs) = \min, \\ s \geq 0 \end{cases} \quad (10.4)$$

Методы решения этой задачи хорошо изучены [9]. Для рассматриваемого примера соответствующее решение несущественно отличается от приведенных на рис. 10.2 безусловных оценок LSE при малых значениях  $F$ .

11. *Оккамовская оценка.* Если периодограмма Шустера никак не ограничивает количество частот  $F$ , для которых оценивается спектральная плотность (другими словами, сложность априорной модели), то классическая процедура сглаживания периодограммы фактически основана на уменьшении отношения  $w = (F-1) / N$ . Само оптимальное значение  $w$  остается неопределенным. Закон подобия придает этой процедуре количественное содержание: значение  $w$  определяется нужной в данном случае точностью оценивания. Это же справедливо и для метода наименьших квадратов, однако здесь исходное требование, определяющее всю дальнейшую процедуру, имеет более объективный характер, чем в случае сглаживания. Вместе с тем, сама возможность варьировать модель, пусть и в ограниченных пределах, остается нежелательным свойством всякого подхода. Поэтому мы вновь обращаемся к общей постановке задачи спектрального оценивания как обратной задачи. Цель заключается в том, чтобы метод анализа автоматически выбирал наиболее простую модель, совместимую с данными наблюдений.

Обратные задачи математической физики редко бывают устойчивы; спектральное число обусловленности матрицы Фишера  $\alpha$  зачастую превосходит  $10^{10}$ . В этих условиях оценка наименьших квадратов, близкая к так называемому *инверсному* решению, оказывается совершенно

непригодной. Устойчивую оценку оригинала для плохо обусловленных задач можно получить в рамках *оккамовского* подхода к обратным задачам [7,8], причем, в отличие от известного *байесова* подхода, исследователю нет необходимости привлекать априорную информацию об оригинале помимо той, которая реально у него имеется. Поэтому найденное решение оказывается совершенно объективным.

Мы не будем здесь обсуждать оккамовский подход сколь-нибудь подробно; соответствующее описание можно найти в указанных выше обзорах. Отметим лишь, что этот подход опирается на следующие три основные положения. Во-первых, обратная задача естественным образом формулируется как статистическая проблема параметрического оценивания. Далее, понятие *допустимой* (feasible) оценки оригинала существенно уточняется, что позволяет сузить область допустимых решений обратной задачи. Наконец, все возможные линейные комбинации оцениваемых параметров ранжируются в соответствии с информацией Шеннона о них, которая содержится в данных наблюдений. Это достигается переходом к *главным компонентам* инверсного решения, порождаемым матрицей Фишера. Обычно различие в информации столь велико, что значительную часть таких линейных комбинаций следует считать невозстановимой в данных условиях. При этом, согласно принципу Оккама, представляется разумным сохранить лишь те из наиболее точно оцениваемых главных компонентов, которых *достаточно* для объяснения данных наблюдений. Это и обеспечивает получение *естественной* устойчивой оценки оригинала, опирающейся на всю имеющуюся априорную информацию, и *только* на нее (последнее условие не выполняется в байесовых методах).

Что касается конкретной обратной задачи спектрального оценивания временных рядов, то, как мы выяснили выше, неустойчивость в ней проявляется лишь при попытках получить слишком детальную картину исходного процесса. Это - частное следствие обычного положения вещей в теории обратных задач, связанное с ограниченным количеством доступной информации. Если к задаче спектрального оценивания применить общую процедуру оккамовского подхода, то мы вновь придем к необходимости существенно упростить оригинал (в данном случае - модель спектральной плотности). Только при этом условии удастся получить приемлемую точность оценивания спектральной плотности, и эта точность соответствует закону подобия (9.11). Поскольку суть дела была выяснена выше, мы не будем здесь приводить соответствующие выкладки, тем более, что они достаточно сложны. Вывод остается прежним: для получения устойчивой оценки спектральной плотности следует упростить ее модель в той мере, которая диктуется законом подобия.

12. *Замечания к результатам, касающимся равномерных рядов.* Задача данного исследования заключалась в том, чтобы на реалистическом примере выяснить характерные особенности, влияющие на получение состоятельных оценок спектральной плотности. Приведенный выше анализ гауссового процесса указывает на условия общего характера, требуемые для получения устойчивых оценок. Численные результаты вполне отвечают приложениям технического характера, где наблюдаемые сигналы хорошо описываются гауссовыми процессами. Что касается астрономических приложений, то в них речь чаще идет о кривых блеска переменных объектов, то есть о пуассоновских случайных процессах (именно процесс Пуассона описывает *фотонный шум*, неизбежно присутствующий при регистрации света [10-12]). Для ярких объектов допустима гауссовская аппроксимация, однако в области малых потоков нужно обращаться к точной модели пуассоновского случайного процесса. В той же мере желательно для астрономических приложений обобщение результатов на случай неравномерного временного ряда. Мы предполагаем провести соответствующее рассмотрение позже.

Следует еще раз подчеркнуть, что основные выводы работы не зависят от принятой модели спектральной плотности. Сущность проблемы несостоятельности оценок плотности связана не с выбором какой-либо конкретной модели (что находится во власти исследователя), но только с ограниченностью информации о спектре случайного процесса, заключенной в дискретной совокупности его отсчетов фиксированной длины.

Приношу благодарность В.В.Бирюкову за полезное обсуждение затронутых выше процессов.

Настоящая работа выполнена при содействии Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-17296а)

Крымская лаборатория

Гос. астрономического института им. П.К.Штернберга, Россия

SIMILARITY LAW IN A TIME SERIES  
SPECTRAL ESTIMATION. V

V.Yu.TEREBIZH

Continuation of [1-4]. The Least Squares Estimate is consistent, if the *similarity law* is fulfilled. The Occamian approach is free of the subjective assumptions but it is much more complicated. Under requirements of nonnegativity of the solution and the similarity law the Occamian approach gives the results that are close to the corresponding Least Squares Estimate. The theoretical results are illustrated by numerical simulations of the AR-1 process.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.Ю.Теребизж, *Астрофизика*, 40, 139, 1997 (часть I данной серии).
2. В.Ю.Теребизж, *Астрофизика*, 40, 273, 1997 (часть II данной серии).
3. В.Ю.Теребизж, *Астрофизика*, 40, 413, 1997 (часть III данной серии).
4. В.Ю.Теребизж, *Астрофизика*, 41, 113, 1998 (часть IV данной серии).
5. В.Ф.Турчин, В.П.Козлов, М.С.Малкевич, *Успехи физ. наук*, 102, 345, 1970.
6. С.М.Ермаков, А.А.Жигляевский, *Математическая теория оптимального эксперимента*, Наука, М., 1987.
7. В.Ю.Теребизж, *Успехи физ. наук*, 165, 143, 1995.
8. V.Yu.Terebizh, *Int. Journ. of Imaging Systems and Technology*, 6, 358, 1995.
9. M.S.Bazaraa, C.M.Shetty, *Nonlinear Programming Theory and Algorithms*, Wiley, New York, 1979; М.Базара, К.Шетти, *Нелинейное программирование*, Мир, М., 1982.
10. C.L.Mehta, In: *Progress in Optics*, Ed. E.Wolf, 8, North-Holland, Amsterdam, 1970, p.373.
11. G.G.Troup, In: *Progress in Quantum Electronics*, Eds. J.H.Sanders, S.Stenholm, 2, 1972, p.1.
12. В.Ю.Теребизж, *Анализ временных рядов в астрофизике*, Наука, М., 1992.

УДК: 523.64

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

### ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ КОМЕТЫ C/1995 01 (HALE-BOPP)

1. *Введение.* Комета C/1995 01 (Hale-Bopp) была обнаружена (независимо друг от друга) 23 июля 1995г. в созвездии Стрельца А.Хейлом и Т.Боппом в виде диффузного объекта (без хвоста) 10.0-10.5 звездной величины [1]. Как отмечено в [2], в это время расстояние кометы от Солнца было равно 7.1 а.е.

Головная часть (область вокруг ядра) кометы Hale-Bopp наблюдалась телескопом Hubble. По сообщению [3] получено 8 снимков в разное время, начиная с 26 сентября 1995г. по 17 октября 1996г. С помощью этих снимков определен поперечник ядра кометы, размер которого - не больше 15км.

Исследования кометы по спектральным наблюдениям [2] в диапазоне спектра  $\lambda = 3500-5000$  А показали, что в эмиссии находятся молекулярные полосы на  $\lambda 3883$ А CN(0-0),  $\lambda 4040$  А C<sub>2</sub> и полоса на  $\lambda 4273$  А CO<sup>+</sup>.

Наблюдения кометы Hale-Bopp в ИК диапазоне спектра [4] показали, что в эмиссии имеется CO<sub>2</sub>v<sub>3</sub> полоса на  $\lambda 4.26$  мкм.

Интересные данные о кометах, в том числе и о Hale-Bopp приведены в работе [5].

В настоящей работе мы представляем результаты поляриметрических и фотометрических наблюдений кометы Hale-Bopp.

2. *Наблюдения.* Поляриметрия и фотометрия кометы Hale-Bopp в Бюраканской обсерватории проводились с 4 по 10 мая 1997г. с помощью электрополяриметра, работающего в режиме усиления постоянного тока с регистрирующим прибором на выходе (самописец типа КСП-4). Электрополяриметр, смонтированный на 0.5м телескопе системы Кассегрена (АЗТ-14А) с масштабом 27" на 1мм, дает возможность одновременно измерять параметры поляризации и звездные величины наблюдаемых объектов.

В качестве светоприемника в поляриметре использован фотоумножитель типа ФЭУ-79 с полосой пропускания  $\lambda = 3500-8000$  А (максимум на  $\lambda 4500$  А).

Наблюдения проведены в  $U, B, V$  и  $R$  цветах. Во время наблюдения использована одна круглая диафрагма с диаметром 5мм, которая при масштабе вышеуказанного телескопа соответствует 135" на его фокальной плоскости. Была наблюдена только головная часть кометы, при этом центр диафрагмы совмещался с центром наиболее яркой ее части.

Для стандартизации фотометрических наблюдений кометы, как стандарт выбрана яркая звезда  $\beta$ Тау, спектральные и фотометрические данные которой представлены в табл.1 [6,7].

Таблица 1

## ПАРАМЕТРЫ СТАНДАРТА

Спектр	$V$	$B - V$	$U - B$	$V - R$
$B7 III$	1.66	-0.13	-0.49	-0.01

Результаты поляриметрии и фотометрии кометы Hale-Bopp приведены в табл.2, где указаны даты наблюдений, используемые светофильтры, параметры поляризации ( $P, \theta$ ) и звездные величины для  $U, B, V$  и  $R$  светофильтров. Ошибки измерений параметров поляризации и звездных величин соответственно равны:  $\sigma_p = 0.1\%$ ,  $\sigma_\theta = \pm 3^\circ$ , и  $\sigma_{U,B,V,R} = \pm 0.03$ .

Из данных табл.2 видно, что определенной зависимости между  $P$  и

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ПОЛЯРИМЕТРИИ И ФОТОМЕТРИИ КОМЕТЫ  
HALE-BOPP

Дата 1997г.	Фильтр	$P\%$	$\theta$	$m$	Дата 1997г.	Фильтр	$P\%$	$\theta$	$m$
4. V	$R$	3.0	177	2.72	7.V	$R$	2.3	2	2.49
	$V$	2.5	2	2.67		$V$	2.3	174	2.43
	$B$	2.5	5	3.10		$B$	2.5	178	2.42
	$U$	-	-	-		$U$	2.9	179	4.19
6. V	$R$	2.6	177	2.60	10. V	$R$	1.3	172	2.22
	$V$	2.5	5	2.53		$V$	1.7	3	1.69
	$B$	3.2	5	3.00		$B$	1.8	177	2.03
	$U$	-	-	-		$U$	2.3	174	3.40

$\lambda$ , а также между  $\lambda$  и  $\theta$  не существует.

На рис.1 приведена зависимость степеней поляризации в  $U, B, V, R$  цветах от даты наблюдения. Из этого рисунка видно, что поляризация излучения для головной части кометы в течение времени наблюдений

уменьшается.

Отметим, что величина поляризации этой кометы относительно поляризации других комет значительно меньше. Например, для кометы Икея-Секки 1965 [8], Беннета 1969i [9] и Галлея [10] максимальные поляризации соответственно равны 15%, 25% и 7%, а для C/1995 01 (Гале-Бопп) -  $P_{\max} = 3\%$ .

По данным табл.2 была построена также зависимость блеска кометы от даты наблюдения для  $U, B, V$  и  $R$  цветов (рис.1), откуда видно, что яркость кометы во всех цветах во время наших наблюдений увеличивается ( $\Delta U = 0^m.75$ ,  $\Delta B = 1^m.07$ ,  $\Delta V = 0^m.91$  и  $\Delta R = 0^m.57$ ). Это указывает на то, что в это время комета еще приближалась к Солнцу.

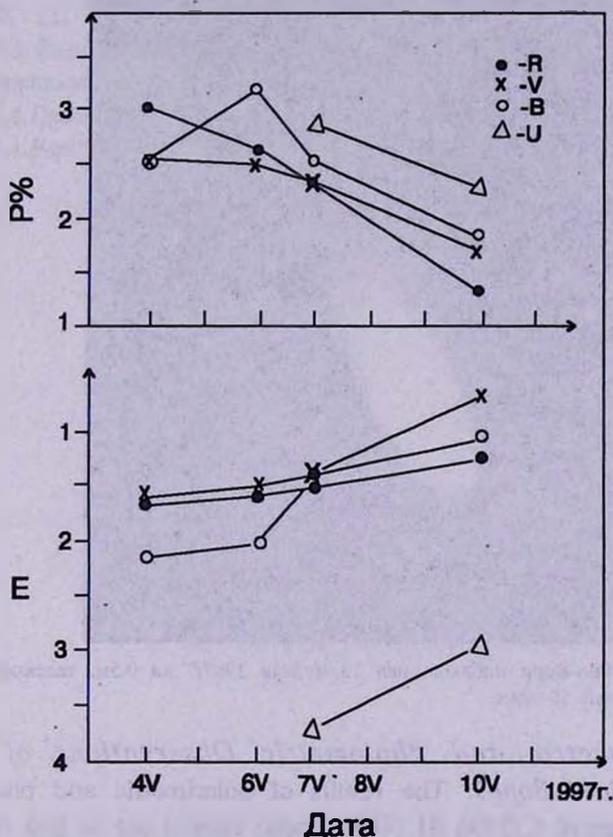


Рис.1. Зависимость степени поляризации ( $P_{U,B,V,R}$ ) и блеска ( $m_{U,B,V,R}$ ) кометы от даты наблюдения.

На рис.2, приведен один из фотоснимков кометы Hale-Bopp, полученный 13 апреля 1997г. на 0.5м телескопе системы Шмидта БАО (поле зрения -  $4^\circ \times 4^\circ$ ) с экспозицией 20 мин. При фотографических наблюдениях (без фильтров) использовались ORWO ZU 21 (spezial).

3. *Заключения.* По результатам наших наблюдений можно сказать следующее: Со временем наблюдений степень поляризации уменьшается, а яркость увеличивается (рис.1)

Не существует определенной зависимости между параметрами поляризации ( $P, \theta$ ) и длиной волны  $\lambda (U, B, V, R)$ .

Авторы выражают благодарность Л.Г.Ахвердян за предоставление фотоснимка, представленного на рис.2.



Рис.2. Комета Хейл-Бопп наблюденная 13 апреля 1997г. на 0.5м. телескопе системы Шмидта с экспозицией 20 мин.

*The Polarimetric and Photometric Observations of Comet C/1995 01 (Hale-Bopp).* The results of polarimetric and photometric observations of Comet C/1995 01 (Hale-Bopp) carried out in first decade of May 1997 are presented. The degree of polarization and position angle as well as the  $U, B, V, R$  magnitudes are determined. The noticeable changes of these parameters were registered.

5 февраля 1998  
Бюраканская астрофизическая  
обсерватория, Армения

М.А.Ерицян  
М.А.Егитсуян  
Р.Х.Оганесян  
R.Kh.Hovhannisyan

## ЛИТЕРАТУРА

1. *B.G.Marsden*, LAUC N6187, 23-th July, 1995, p.1.
2. *I.M.Cartwright*, Irish Astron. J., 24 (1), 47, 1997.
3. *H.Weaver*, JHU Space Telescope Science Institute, News letter, April, 14, N 2,7, 1997.
4. *J.Crovisier, T.Y.Brooke, M.S.Honner et al.*, Astron. Astrophys., 315, L 385, 1996.
5. *Jay M.Pasachoff*, Astronomy: from the Earth to the Universe, Fifth Edition Sanders College Publishing, 1997, p.275.
6. *H.L.Johnson*, Astrophys. J., 141, 923, 1965.
7. *B.Irarte, H.L.Johnson, R.I.Mitchell, W.K.Wisniewski*, Sky and Telescope, 30, 21, 1965.
8. *Р.А.Варданян, Р.А.Енремян, М.А.Казарян, Э.Е.Хачикян*, Сообщ. Бюраканской обс., 38, 1967.
9. *К.А.Григорян, М.А.Ерицян*, АЦ N 576, 1, 21 августа 1970.
10. *Р.А.Варданян, М.А.Ерицян*, Сообщ. Бюраканской обс., 60, 107, 1989.

# CONTENTS

Kinematical study of the ringed galaxy Arp 10	<i>V.P.Reshetnikov</i>	165
Spectrophotometry of eight galaxies with UV excess	<i>M.A.Kazarian, E.L.Karapetian</i>	175
Investigation of barred galaxies. II. A comparative statistics of SB and S galaxies in optical range	<i>A.T.Kalloghlian, R.A.Kandalian</i>	185
A description of synchro-self-compton mechanism of radiation from active galactic nuclei jets	<i>D.I.Nagirner, L.S.Nikolaeva</i>	197
On the location of quasars in the Universe	<i>H.A.Harutyunian</i>	217
On the physical connection of the quasars with the near-by galaxies	<i>R.A.Vardanyan</i>	227
Physical parameters of earlier spectral classes Trapezium type multiple systems derived from $uvby\beta$ photometry. II	<i>G.N.Salukvadze, G.Sh.Javakhtshvili</i>	235
On the distribution of pulsars in the vicinity of the Sun	<i>T.G.Mdzinarishvili, T.M.Borchkhadze, R.M.Dzjgvashvili, N.G.Kogoshvili</i>	245
Optical identifications of the IRAS point sources on the base of the FBS low-dispersion spectra. III	<i>A.M.Mikaelian, K.S.Gigoyan</i>	251
To the solution of equation of radiation transfer for a combination of rayleigh and isotropic scattering	<i>A.V.Latyshev, A.V.Molseev</i>	263
On string cosmology with higher genus corrections	<i>A.A.Saharian</i>	277
Neutron star models with constant scalar field in BSTT. Different versions of equation of state	<i>L.Sh.Grigorian, P.F.Kazarian, H.F.Khachatryan</i>	297
Similarity law in a time series spectral estimation. V	<i>V.Yu.Terebtzh</i>	303
NOTES		
The polarimetric and photometric observations of comet C/1995 01 (Hale-Bopp)	<i>M.A.Eritsian, R.Kh.Hovhannessian</i>	311

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

**О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПУЛЬСАРОВ В ОКРЕСТНОСТИ СОЛНЦА**  
*Т.Г.Мдзинаришвили, Т.М.Борчхадзе,  
 Р.М.Дзигвашвили, Н.Г.Когошвили* 245

**ОПТИЧЕСКИЕ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ТОЧЕЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ  
 IRAS НА ОСНОВЕ НИЗКОДИСПЕРСИОННЫХ СПЕКТРОВ  
 FBS. III**  
*А.М.Микаелян, К.С.Гигоян* 251

**К РЕШЕНИЮ УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ  
 КОМБИНАЦИИ РЭЛЕЕВСКОГО И ИЗОТРОПНОГО РАССЕЯНИЯ**  
*А.В.Латышев, А.В.Моисеев* 263

**О СТРУННОЙ КОСМОЛОГИИ С ПЕТЛЕВЫМИ ПОПРАВКАМИ**  
*А.А.Саарян* 277

**МОДЕЛИ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД С ПОСТОЯННЫМ СКАЛЯРНЫМ  
 ПОЛЕМ В БСТТ. РАЗЛИЧНЫЕ ВАРИАНТЫ УРАВНЕНИЯ  
 СОСТОЯНИЯ**  
*Л.Ш.Григорян, П.Ф.Казарян, Г.Ф.Хачатрян* 297

**ЗАКОН ПОДОБИЯ ПРИ СПЕКТРАЛЬНОМ ОЦЕНИВАНИИ  
 ВРЕМЕННОГО РЯДА. V**  
*В.Ю.Теребизж* 303

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ  
 ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЮДЕНИЯ  
 КОМЕТЫ С/1995 01 (NALE-VORP)**  
*М.А.Ершцян, Р.Х.Оганесян* 311