

# ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 18

МАЙ, 1982

ВЫПУСК 2

НАБЛЮДЕНИЯ СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК В ВОЛОСАХ ВЕРОНИКИ (A 1656) НА ЧАСТОТЕ 102.5 МГ <sub>ц</sub> . . . . .	<i>А. Г. Губанов</i>	177
СПЕКТРАЛЬНОЕ И МОРФОЛОГИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С UV-ИЗБЫТКОМ IV . . . . .	<i>Д. А. Кизляр, В. С. Тамаян</i>	192
ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГАЛАКТИКАХ. КОМПОНЕНТАХ ИЗОЛИРОВАННЫХ ПАР И ИЗОЛИРОВАННЫХ ГАЛАКТИКАХ . . . . .	<i>В. А. Досталя</i>	201
НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК С УФ-КОНТИНУУМОМ НА ЧАСТОТЕ 102 МГ <sub>ц</sub> . . . . .	<i>В. А. Артюх, Р. А. Кавдалян, М. А. Ошникян, В. А. Сивамян</i>	215
ОБ АКТИВНОСТИ ЯДЕР ГАЛАКТИК В ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ . . . . .	<i>Г. М. Тимонян</i>	227
О ВОЗМОЖНОСТИ ВЫМЕТАНИЯ ГАЗА ИЗ ГАЛАКТИКИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ДАВЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ АКТИВНОГО ЯДРА . . . . .	<i>В. Г. Горбуцкий</i>	231
ОПТИЧЕСКАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ И РАДИОСТРУКТУРА ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ . . . . .	<i>В. А. Гизен-Тори, И. И. Шевченко</i>	245
ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ГАЛАКТИКИ . . . . .	<i>Р. Р. Андросян</i>	255
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗВЕЗД IV. О СПЕКТРЕ V 1057 ЛЕБЕДЯ . . . . .	<i>[Д. Шолош], А. Дитяч, А. В. Мироян</i>	263
ИНФРАКРАСНЫЕ ИЗБЫТКИ ЗВЕЗД С СОБСТВЕННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ . . . . .	<i>Ю. К. Медик-Алавердян, Т. А. Мовсесян</i>	275
ПРИБЛИЖЕННЫЕ МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЕ С СИЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ . . . . .	<i>А. Д. Каминкер, Г. Г. Павлов, Н. А. Сисакьян, Ю. А. Шибиков</i>	283
ИНВАРИАНТНЫЕ СТРУКТУРЫ МАГНИТНОГО ЖУТА . . . . .	<i>А. А. Содакян</i>	300
„ПРЕДЕЛЬНО ЖЕСТКАЯ“ ВСЕЛЕННАЯ И СПЕКТР МАСС ПЕРВИЧНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР . . . . .	<i>Н. А. Зоботин, П. Д. Набелский</i>	311
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК ВЫСОКОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ НА ЧАСТОТЕ 100 МГ <sub>ц</sub> . . . . .	<i>В. Г. Младян, Г. А. Ошмян</i>	321

Астрофизика, АН Арм.ССР, 1982 г., том 18, вып. 2, стр. 177—328

Е Р Е В А Н

Խ Մ Բ Պ Ր Ք Կ Վ Ա Ն Կ Ո Ղ Ե Գ Ի Պ

Փ. Ս. Բիսնովատի-Վոզան, Ա. Ա. Բոլարչուկ, Վ. Գ. Գորրացկի, Հ. Մ. Թովմասյան,  
Ի. Մ. Վոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ն. Մարգարյան,  
Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Փ. Ա. Սահակյան, Լ. Ի. Սեդով,  
Վ. Վ. Սորոյն (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Ա. Տ. Քալոյդյան (պատ. քարտուղար)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), Г. С. Бисноватий-Коган, А. А. Боярчук,  
В. Г. Горбацикий, А. Т. Каллоглян (ответственный секретарь), И. М. Копылов,  
Б. Е. Маркрян, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Г. С. Саахян,  
А. И. Седов, В. В. Соболев (зам. главного редактора), Г. М. Томасян

«АСТРОФИЗИКА» — научный журнал, издаваемый Академией наук Армянской ССР. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи из областей науки, соприкасающимся с астрофизикой.

Журнал предназначается для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

Журнал выходит 4 раза в год, цена одного номера 1 р. 40 к., подписная плата за год 5 р. 60 к. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական ճանրու է. որը ճատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ երզվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միզամաճությունների ու միշտազային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտազայտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների զճով:

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների ճամար:

Հանդեսը յույն է տեսնում տարեկան 4 անդամ. 1 ճամարի արճին է 1 ո. 40 կ., բաճառողիցը 3 ո. 60 կ. մեկ տարվա ճամար: Բաճառողազրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաճանաճուններում, իսկ արտասահմանում «Մեճգունարողնայ կնիգա» զորճակայության միջոցով. Մոսկվա, 200.

УДК 524.7—77—13

## НАБЛЮДЕНИЯ СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК В ВОЛОСАХ ВЕРОНИКИ (А 1656) НА ЧАСТОТЕ 102.5 МГц

А. Г. ГУБАНОВ

Поступила 1 октября 1980

Принята в печати 18 марта 1982

Приведены результаты наблюдений скопления галактик А 1656 на частоте 102.5 МГц с радиотелескопами Восток-Запад ДКР-1000 и БСА ФИАН. Получены карта распределения яркости с разрешением  $48' \times 26'$  и стрип-распределение яркости скопления с разрешением  $10'$ . Измерены поток и размеры радионисточника Сопла С и оценен относительный вклад в радионизлучение этого источника протяженного радиогало, радиогалактик NGC 4869 и NGC 4874 и «псевдогало». Поток радиогало составляет  $26 \pm 4$  Ян на частоте 102.5 МГц, а его размеры  $\sim 35' \times 25'$ . Показано, что недалеко от радионисточника Сопла С находится еще один протяженный радионисточник с потоком  $S_{102.5} = 7 \pm 2$  Ян и крутым спектром с  $\alpha \approx 11$ . Большую протяженность радиогало трудно объяснить быстрой диффузией релятивистских частиц от его центра к периферии и, таким образом, необходимо предположить переускорение релятивистских частиц в межгалактической среде скопления.

1. *Введение.* Скопление галактик Abell 1656 в созвездии Волосы Вероники является классическим примером правильного богатого скопления. Оно подробно изучено в оптическом диапазоне, поскольку находится в направлении Северного галактического полюса на сравнительно близком расстоянии, равном 140 Мпс (при постоянной Хаббла  $H = 50 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$ ). Однако характеристики довольно слабого радионизлучения этого скопления до сих пор известны далеко не полно, особенно на длинных волнах.

Вилссен [1] впервые отождествил отдельные радионисточники с галактиками скопления, наиболее мощными из которых являются галактики NGC 4869 и NGC 4874, расположенные вблизи центра скопления. Ему также удалось убедительно показать, анализируя предыдущие наблюдения и полученные им данные, что в центре скопления находится протяженный радионисточник, радиогало, с крутым спектром. Последующие наблюдения, выполненные в Вестерборке [2—4], позволили существенно уточнить характеристики дискретных радионисточников скопления. Диффузное радиогало было хорошо выделено в работах [5, 6]. Однако ни спектр,

ни структура радионисточников скопления не известны достаточно надежно. Особенно это относится к наиболее интересному радионисточнику этого скопления — протяженному радиогало радиусом  $\sim 1$  Мпс.

Вопрос о природе радиогало интересен с различных точек зрения. В частности, его большой размер свидетельствует о том, что скорость расширения радионисточника в межгалактической среде скопления может на несколько порядков превышать альевеновскую скорость, иначе должен существовать эффективный механизм ускорения (или переускорения) релятивистских частиц в этой среде (см., например, [5—7]).

Поскольку спектр радиогало довольно крутой (спектральный индекс  $\alpha \sim 1.2$ ) и его излучение преобладает на метровых и более длинных волнах, то можно надеяться получить его параметры достаточно надежно именно в этом диапазоне. В статье приводятся результаты наблюдений скопления галактик в Волосах Вероники на частоте 102.5 МГц. Раздел 2 посвящен описанию наблюдений и обработки, а раздел 3 — анализу полученных данных. В заключении приводятся соображения, свидетельствующие в пользу существования эффективного механизма ускорения, или переускорения, релятивистских частиц в межгалактической среде скопления.

2. *Наблюдения и обработка.* Наблюдения скопления галактик А 1656 были проведены в первой половине 1978 г. Две антенны Радиоастрономической станции ФИАН, БСА и Восток-Запад ДКР-1000, использовались для получения карты и стрип-распределения радиояркости на частоте 102.5 МГц.

2.1. *Наблюдения на БСА ФИАН.* Характеристики меридианного радиотелескопа с заполненной апертурой БСА ФИАН подробно описаны в работе [8]. Размеры главного лепестка его диаграммы направленности по уровню половинной мощности составляли  $48'$  по прямому восхождению и  $26'$  по склонению. Радиотелескоп имеет электрическое управление положением диаграммы направленности антенны по склонению. С помощью этого телескопа наблюдалась площадка неба с координатами в пределах  $\alpha = 12^{\text{h}}25^{\text{m}} - 13^{\text{h}}25^{\text{m}}$  и  $\delta = 25^{\circ} - 31^{\circ}$ , центр которой расположен в скоплении галактик А 1656. Наблюдения проводились сканированием исследуемой области в 26 строках, т. е. при 26 положениях диаграммы направленности антенны по склонению, отстоящих друг от друга на  $15'$ .

Процедура первичной обработки записей, полученных в каждой строке, заключалась в следующем. Для каждой записи выбирались участки, свободные от источников. По этим участкам определялся средний уровень фона, аппроксимируемый квадратичным полиномом. После вычитания фона записи калибровались по калибровочным источникам, наблюдавшимся в тех же строках, и усреднялись. Обработанные таким образом записи

использовались для построения изофот исследуемой области. Эти изофоты изображены на рис. 1 в единицах янский на эффективный телесный угол диаграммы направленности БСА.

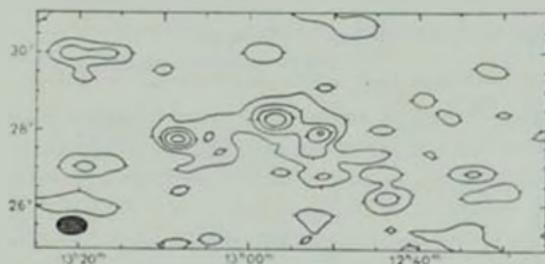


Рис. 1. Карта радионизлучения области неба, включающей скопление А 1656, на частоте 102.5 МГц.

2.2. Наблюдения на В-З ДКР-1000. Описание Диапазонного крестообразного радиотелескопа ФИАН приведено в работе [9]. Ножевая диаграмма направленности его антенны Восток-Запад имеет ширину по уровню половинной мощности  $10^\circ$  по прямому восхождению и  $4^\circ$  по склонению на частоте 102.5 МГц. С помощью этой антенны было получено стрип-распределение яркости скопления А 1656, приведенное на рис. 2а в единицах янский на эффективный угол ножевой диаграммы. При построении стрипа были усреднены три записи, полученные по наблюдениям в ночное время с относительно малым уровнем помех. Записи калибровались по источнику 3С 284, для которого значение плотности потока на частоте 102.5 МГц принималось равным 21.0 Ян. Для каждой записи определялся линейный нулевой уровень.

Наблюдения как на БСА, так и на В-З ДКР-1000 проводились с одним и тем же приемником, который описан в [10]. Приемник имеет четыре канала, при этом модуляция положения диаграммы направленности БСА по склонению позволила вести наблюдения одновременно в 8 строках. Влияние шумов аппаратуры на чувствительность наблюдений не существенно по сравнению с влиянием других ошибок наблюдений.

Как показал анализ, основные искажения карты обусловлены ошибками калибровки. Их величина для отдельных строк может составлять  $10 \div 25\%$ . При определении потоков рассматриваемых ниже источников некоторую роль могут сыграть также ошибки проведения нулевого уровня и неточность юстировки антенны.

Для стрипа основные искажения могут определяться также помехами искусственного происхождения. Чувствительность наблюдений на обоих радиотелескопах такова, что позволяет выделить источники с потоком  $\approx 3$  Ян, что определяется, в основном, эффектом путаницы. Необходимо

отметить, что сочетание наблюдений БСА и В-З ДКР-1000, имеющих различные диаграммы направленности, а также знание параметров дискретных источников для исследуемой области из обзора 5С4 [1] позволили значительно повысить реальную чувствительность наблюдений, существенно уменьшив влияние эффекта путаницы.

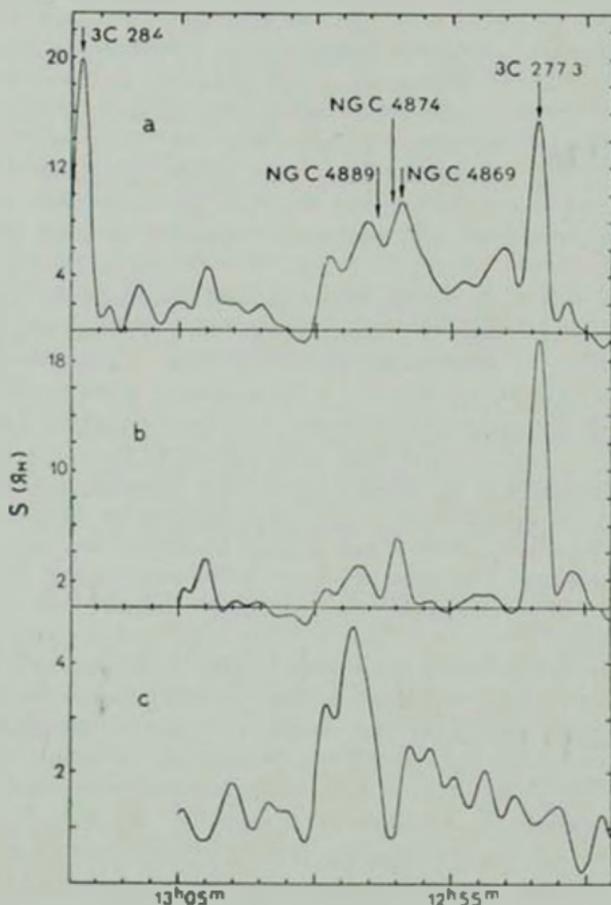


Рис. 2. Стрип-распределение яркости в окрестности скопления А 1656: а) наблюдения на В-З ДКР-1000; б) искусственный стрип, построенный по всем источникам из 5С4; в) искусственный стрип, построенный по слабым источникам из 5С4.

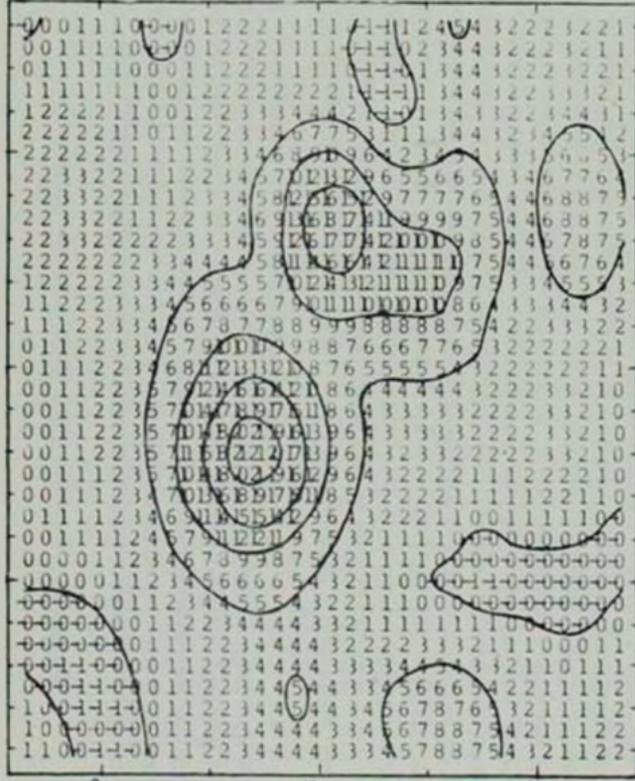
3. Анализ наблюдений. Как показал Вилсон [1], поток радионисточника, находящегося в направлении скопления, полученный по наблюдениям с широкой диаграммой направленности, определяется не только протяженным радиогало и наиболее мощными радиогалактиками скопления

NGC 4869 и NGC 4874, но и некоторым избытком слабых радиосточников в направлении скопления, т. е. здесь может существенно сказаться влияние эффекта путаницы. Полученные стрип и карта распределения яркости использовались для того, чтобы определить общий поток и угловой размер этого сложного радиосточника, а также оценить параметры его отдельных компонентов и влияние эффекта путаницы.

3.1. *Описание карты и стрипа.* Изофоты на рис. 1 проведены по уровням, которые превышают средний уровень фона на 2.5, 7.5, 12.5 и 17.5 Ян/на диаграмму, соответственно. Координаты, как и на всех других рисунках, приведены в эпохе 1950.0. В левом нижнем углу карты заштрихованный эллипс соответствует сечению диаграммы направленности БСА по уровню половинной мощности. На рис. 3, вверху, представлены изофоты центральной части карты, где находится скопление, а внизу, для сравнения, искусственная карта той же области, т. е. рассчитанное распределение яркости, каковым оно должно бы быть при наблюдениях с БСА источников из обзора 5С4 в предположении, что спектральный индекс всех источников одинаков и равен 0.8. Цифры соответствуют яркости в единицах Ян/на диаграмму направленности.

Радиосточник, отождествляемый со скоплением А 1656, или Со-Ша С, как он назван в работе [11], где впервые получена радиокarta области вблизи скопления, находится в центре карты на рис. 1. Его координаты  $\alpha \approx 12^{\text{h}}57^{\text{m}}$ ;  $\delta \approx 28^{\circ}15'$  совпадают с центром скопления. Заметно, что радиосточник Соша С является протяженным. Два мощных радиосточника, не связанных со скоплением, находятся к западу и к востоку от него — 3С 277.3 ( $\alpha \approx 12^{\text{h}}52^{\text{m}}$ ,  $\delta \approx 27^{\circ}52'$ ) и 3С 284 ( $\alpha \approx 13^{\text{h}}08^{\text{m}}$ ,  $\delta \approx 27^{\circ}42'$ ). Как будет показано ниже, около  $\alpha \approx 12^{\text{h}}53^{\text{m}}$ ,  $\delta \approx 27^{\circ}30'$  находится довольно мощный радиосточник, который не удастся отождествить с каким-либо дискретным радиосточником или совокупностью дискретных источников, обнаруженных в этой области на высоких частотах с радиотелескопами апертурного синтеза.

На стрипе, изображенном на рис. 2а, стрелками отмечены положения радиосточников 3С 277.3 и 3С 284, а также положения радиогалактик NGC 4869, NGC 4874 и ярчайшей галактики скопления NGC 4889. Протяженный радиосточник с тремя локальными максимумами тянется от  $\alpha \approx 12^{\text{h}}55^{\text{m}}$  до  $\alpha \approx 13^{\text{h}}00^{\text{m}}$ . Ниже будет показано, что правый максимум обусловлен радиоизлучением галактики NGC 4869, а два других — радиоизлучением совокупности слабых дискретных радиосточников. Основную долю радиоизлучения протяженного компонента вносит радиогало. Несколько довольно мощных и ряд слабых радиосточников справа от



13 00 m

12 50

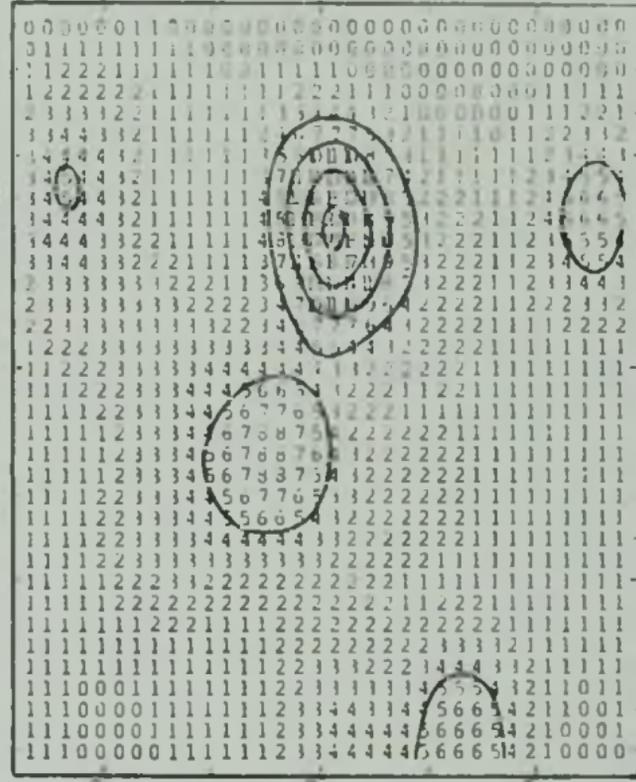


Рис. 3. Наблюдения (вверх) и искусственная (вниз) карта распределения яркости в окрестности А 1656.

скопления образуют область повышенной яркости между радиосточником 3С 277.3 и Сомы С. Это затрудняет проведение нулевого уровня под скоплением и определение параметров отдельных радиосточников на стрипе в этой области. На рис. 2b, для сравнения, приведен искусственный стрип для всех источников из обзора 5С4.

3.2. *Поток и размеры радиосточника Сомы С.* Обычно поток протяженного источника определяется интегрированием яркости в пределах изофоты, уровень которой слегка превосходит уровень шумов. Для настоящих наблюдений радиосточника Сомы С это трудно сделать непосредственно, т. к. из-за широкой диаграммы направленности БСА изофоты в карте заметно искажены мощными соседними радиосточниками. Поэтому из карты предварительно был вычтен вклад соседних с Сомы С мощных источников, которые могли исказить центральные изофоты. Затем параметры радиосточника Сомы С были определены несколькими методами: анализируя сечения изображения источника по прямому восхождению и склонению, интегрированием яркости по источнику и подгонкой эквивалентного источника с гауссовским распределением яркости. Причем, при определении потока и размеров Сомы С использовались как расчетные параметры диаграммы направленности БСА, так и определенные по радиосточнику 3С 284, который считался точечным.

Плотности потоков радиосточника Сомы С, полученные различными методами, хорошо согласуются между собой и находятся в пределах от 28 до 33 Ян. Окончательное значение плотности потока принято равным  $31.5 \pm 4$  Ян, где ошибка определяется, в основном, неточностью калибровки ( $\sim 10\%$ ) и неточностью проведения нулевого уровня ( $\sim 2.5$  Ян). Размеры эквивалентного источника с гауссовским распределением яркости по уровню 0.5 получились равными  $35' \times 23'$  по прямому восхождению и склонению, соответственно, однако, как кажется, такая форма источника плохо отражает истинное распределение яркости.

3.3. *Эффект путаницы.* Оценку вклада слабых дискретных радиосточников в поток Сомы С легко сделать, используя данные работы [1]. Для этого были построены искусственные стрип и карта распределения яркости для радиосточников из обзора 5С4, поток которых на частоте 102.5 МГц не превосходит величины эффекта путаницы для БСА, равного 1 Ян, в предположении спектрального индекса  $\alpha = 0.8$ . Они изображены на рис. 2с и 4, соответственно, и показывают, как, по расчетам, должны были бы выглядеть соответствующие участки неба при наблюдении только этих слабых радиосточников с радиотелескопами В-3 ДКР-1000 и БСА. Цифры на рис. 4 соответствуют яркости в единицах 0.1 Ян/на диаграмму.

Действительно, эффект путаницы в направлении на скопление увеличивает приходящий от него поток радионизлучения, как указывалось в предыдущих работах. Интегрирование изофот на рис. 4 в тех же пределах, что и при определении потока радионисточника Сота С, и за вычетом постоянной составляющей дает плотность потока  $1 \div 2$  Ян, с лучшим значением 1.7 Ян.

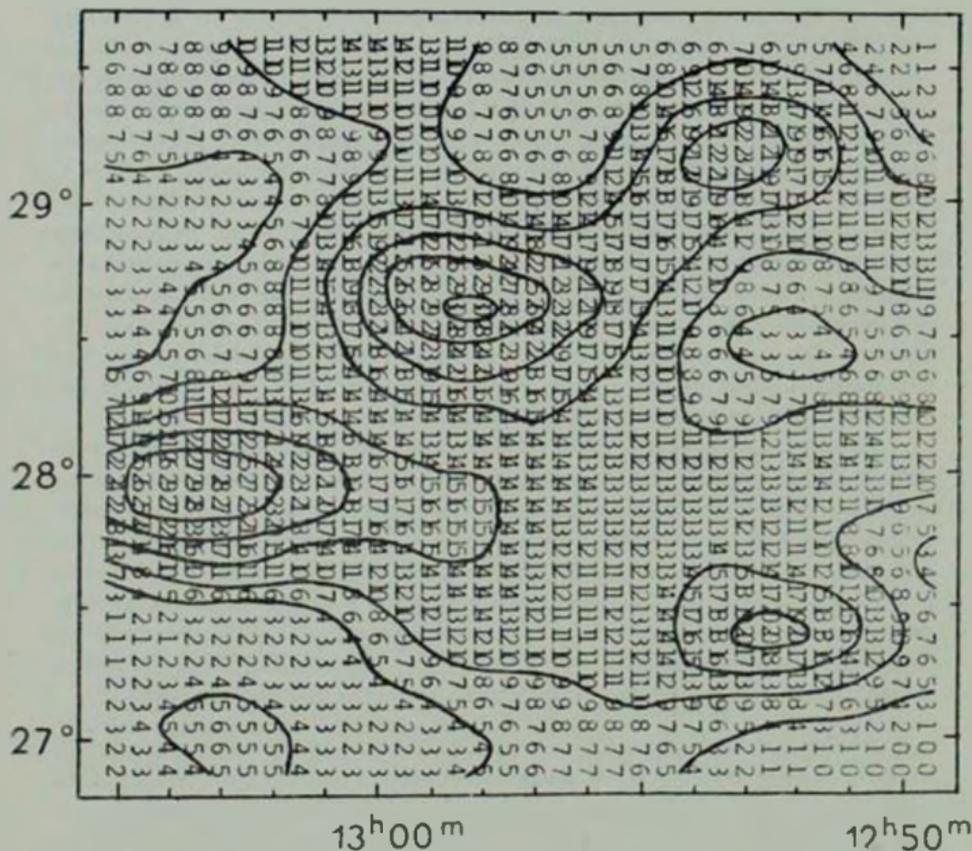


Рис. 4. Искусственная карта, построенная по слабым источникам из 5С4.

Для стрипа эффект путаницы также приводит к увеличению потока излучения из направления на скопление, особенно в направлении  $\alpha \approx 12^{\circ}58'2$  и  $\alpha \approx 12^{\circ}59'5$ , что объясняет появление двух максимумов над радионисточником Сота С, как указывалось выше (см. рис. 2).

3.4. *Вклад отдельных дискретных источников.* Как оказалось, среди 5С4 источников с расчетными потоками  $1 \text{ Ян} < S_{102.5} \leq 5 \text{ Ян}$  практически только радиогалактика NGC 4874 может вносить вклад в поток Coma C. Другие источники находятся вне области интегрирования и мало влияют на определение потока радиоисточника Coma C из карты. Наконец, самый значительный вклад от дискретных источников может вносить радиогалактика NGC 4869.

Рассмотрим подробнее характеристики радиоизлучения галактик NGC 4874 и NGC 4869. По данным работ [1, 2, 4] их поток на частоте 102.5 МГц должен составлять  $\sim 1 \text{ Ян}$  и  $\sim 7 \text{ Ян}$ , соответственно, если проэкстраполировать их спектры на низкие частоты (см. рис. 5). Надежней, однако, оценить суммарный вклад этих радиогалактик в поток радиоисточника Coma C, используя наблюдения с антенной В-Э ДКР-1000. Оценка приводит к величине плотности потока  $S_{102.5} (\text{NGC 4869} + \text{NGC 4874}) = 3.8 \pm 1.0 \text{ Ян}$  с учетом эффекта путаницы. Ошибка определяется разбросом трех независимых определений, неточностью калибровки и проведения нуля, а также шумами системы.

3.5. *Галактический фон и новый радиоисточник.* Пока ничего не было сказано еще об одной причине, которая могла бы повлиять на определение параметров радиоизлучения от скопления. Это флуктуации галактического фонового радиоизлучения. На возможность влияния этих флуктуаций указал Валентайн [12], который обнаружил значительный градиент поляризованного радиоизлучения в направлении на скопление и попытался объяснить его существованием галактической детали размером  $> 2^\circ$ . Однако в последующих работах [5, 6] значительное влияние галактического фона считается маловероятным. В любом случае, галактический фон может заметно повлиять на измерения, если флуктуация его радиояркости точно совпадает с положением центра скопления и имеет характерный размер  $\leq 1^\circ$ . Даже в этом случае относительный вклад фона на частоте 100 МГц будет меньше, чем в дециметровом диапазоне, т. е. спектр галактического радиоизлучения на низких частотах менее крутой и гораздо менее крутой, чем спектр радиогало. Напомним также, что скопление лежит в области Галактического полюса (и достаточно далеко от Северного полярного шпура), а это существенно уменьшает вероятность появления сильных флуктуаций.

Далее, в большой площади карты на рис. 1 и даже далеко вне ее, нами не замечено источников с потоками  $\geq 3 \div 4 \text{ Ян}$ , которые не отождествлялись бы с какими-либо известными дискретными источниками. Есть, однако, одно исключение. Можно заметить, что в направлении  $\alpha \approx 12^{\text{h}}52^{\text{m}}5$ ,  $\delta \approx 27^\circ30'$  наблюдаемая яркость заметно превосходит яркость, полученную синтезированием данных из обзора 5С4 (см. рис. 3).

Действительно, более подробный анализ с учетом эффекта путаницы показывает, что в этом месте находится источник с потоком  $7 \pm 2$  Ян. Этот источник должен быть протяженным, с крутым спектром, т. к. он не обнаружен при наблюдениях на высоких частотах с системами апертурного синтеза. Правда, в этом месте на карте в работах [5, 13] есть повышенное радиоизлучение, но авторы утверждают, что это боковые лепестки радиоисточника 3С 277.3. На карте в работе [6] (рис. 2) также заметен протяженный источник, и авторы приводят оценку его потока  $\sim 1$  Ян на 610 МГц. Учитывая эту оценку, получаем, что спектральный индекс нового радиоисточника составляет  $\sim 1.1$  в диапазоне 100–600 МГц. На стрипе в положении  $\alpha \approx 12^{\text{h}}53^{\text{m}}$  также заметно повышенное радиоизлучение, которое обязано новому источнику (см. рис. 2а и 2б), а полученная оценка его потока хорошо согласуется с его амплитудой на стрипе.

Важно было бы убедиться в наличии этого источника и выяснить его природу, а именно, является ли он галактическим или внегалактическим, а также связан ли он с радиоисточником Coma C и скоплением A 1656. Заметим, что в каталоге Нильсона UGC [14] в этом направлении нет близких массивных галактик, которые можно было бы попытаться отождествить с радиоисточником. Кандидат на оптическое отождествление может лежать между новым радиоисточником и Coma C, если считать их компонентами одной радиогалактики. На эту роль могла бы претендовать эллиптическая галактика NGC 4839 с координатами  $\alpha = 12^{\text{h}}55^{\text{m}}0^{\text{s}}$ ,  $\delta = 27^{\circ}46'$ , которая является слабым радиоисточником [1] и обладает некоторыми свойствами cD-галактик [15]. Однако ее лучевая скорость  $V = 7450$  км/с [14] указывает на то, что она находится в скоплении A 1656. Таким образом, размеры гипотетического источника должны превышать 25 Мпс, что маловероятно. Необходимы дальнейшие наблюдения нового источника с хорошим разрешением на телескопах с заполненной апертурой.

3.6. *Радиогало.* С учетом эффекта путаницы и вклада отдельных дискретных радиоисточников, пренебрегая возможным вкладом галактического фона, получаем, что исток радиогало на 1025 МГц, полученный из карты, составляет  $26 \pm 4$  Ян, а его размеры не сильно отличаются от размеров всего источника Coma C, т. е. составляют приблизительно  $35'' \times 25''$ . Оценка потока гало была также выполнена и по стрипу. Он оказался равным  $27 \pm 6$  Ян, но здесь точность определения потока значительно хуже из-за эффекта путаницы и неточности проведения нулевого уровня. Общая протяженность радиогало по прямому восхождению, определенная по стрипу, составила  $64 \pm 13$ . Заметим, что различные определения размера радиогало (см., например, [5, 6, 12, 16]) довольно плохо согласуются между собой, что, по-видимому, объясняется не только недо-

статочии хорошим качеством наблюдений, но и возможной зависимостью его от частоты и отличием самого распределения яркости от гауссовского, а, следовательно, зависимостью от параметров антенны и метода оценки размера.

3.7. *Анализ спектров.* На рис. 5 приведены спектры компонентов, которые вносят вклад в поток радионисточника Coma S. Интересно оценить их относительный вклад на низких частотах, где нет наблюдений с высоким разрешением.

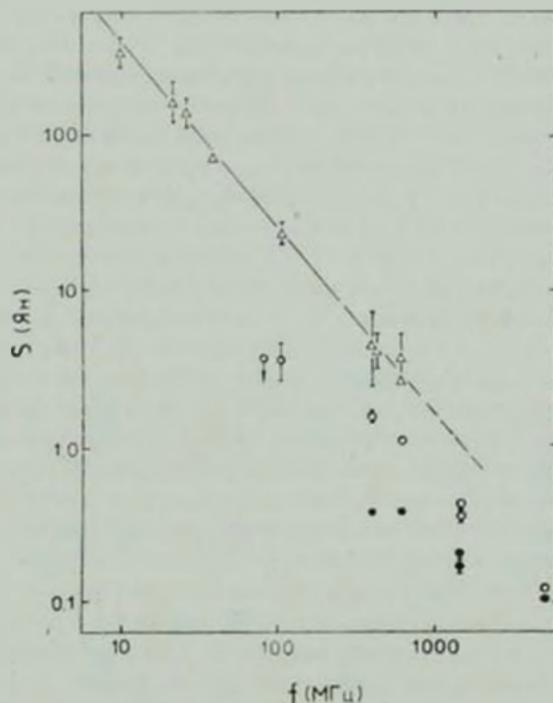


Рис. 5. Спектры: радиогала —  $\Delta$ ; NGC 4869 —  $\circ$ ; NGC 4871 —  $\bullet$ .

Рассмотрим сначала спектры радиогалактик NGC 4869 и NGC 4874. К сожалению, прямые измерения их потоков есть только на частотах выше 400 МГц [1, 2, 4]. Однако можно найти дополнительную информацию о величине их потоков на низких частотах. Во-первых, в настоящей работе сделана оценка суммарного потока этих двух радиогалактик  $S_{107.5} = 3.8 \pm 1.0$  Ян. Во-вторых, в работе [17] в скоплении не найден дискретный источник с потоком  $S_0 \approx 4$  Ян. И, в-третьих, на частотах 43 и

78.3 МГц в работе [16] на месте рассматриваемых радиогалактик выделен источник, для которого, однако, нет независимого измерения потока. Из всего сказанного можно сделать следующие выводы.

Спектр радиогалактики NGC 4869 на низких частотах становится существенно менее крутым ( $\alpha \sim 0.6 + 0.7$ ,  $f < 400$  МГц), чем на высоких частотах ( $\alpha \sim 1.1 + 1.2$ ,  $f = 400 \div 5000$  МГц). Таким образом, вклад от этой радиогалактики в поток Сота С на частотах ниже 100 МГц, по-видимому, значительно меньше, чем предполагалось ранее (см., например, [16]). Что касается радиогалактики NGC 4874, то естественно предположить, что спектр ее компактных компонентов в ядре галактики (см. [2]) может иметь завал на низких частотах, и весь вклад в найденный суммарный поток обусловлен радиогалактикой NGC 4869. Такое предположение неплохо согласуется с оценками, полученными на 80 и 102.5 МГц и фактом обнаружения сравнительно мощного дискретного радиоисточника на более низких частотах [16]. Далее, как указывалось выше, эффект путаницы приводит к появлению ложного протяженного радиоисточника, так называемого «псевдогало» [1]. Вилсон [1] получил, что при наблюдениях с круглой диаграммой направленности размером  $30'$  по уровню 0.5 поток «псевдогало» на частоте 408 МГц составляет 2.4 Ян (см. также [5]). Поток «псевдогало» на частоте 102.5 МГц при наблюдениях с такой же диаграммой направленности должен составлять  $\sim 7$  Ян при спектральном индексе  $\alpha = 0.8$ . Однако, как справедливо отмечается в той же работе, при наблюдениях с более широкой диаграммой конкретная пространственная флуктуация радиоизлучения слабых источников, в принципе, может быть существенно сглажена. Действительно, при суммировании потоков слабых источников, сглаженных диаграммой БСА, в тех же пределах, что и при определении потока радиоисточника Сота С (см. рис. 4), получаем суммарный поток в 7.5 Ян. Однако необходимо учитывать только ту часть радиоизлучения слабых источников, сглаженных диаграммой направленности антенны, которая превышает их средний уровень, при обычной методике определения потоков (в частности, проведения нулевого уровня). Это наглядно видно на рис. 2с и 4. Учет постоянной составляющей приводит к оценке потока «псевдогало» только  $\sim 1.5$  Ян, что не превышает существенно обычную величину эффекта путаницы, которая для БСА составляет  $\sim 1$  Ян.

Таким образом, вклад «псевдогало» при наблюдениях скопления с широкой диаграммой направленности на частотах ниже 100 МГц пренебрежимо мал.

Следовательно, имеющиеся измерения потока радиоисточника Сота С с широкой диаграммой направленности на частотах от 10 до 40 МГц практически дают поток радиогало скопления, возможно, с небольшой ( $\sim 10\%$ ) поправкой за радиоизлучение галактики NGC 4869. Они и при-

ведены на спектре радиогало на рис. 5. Учитывая вышесказанное, получаем, что спектральный индекс радиогало в диапазоне  $10 \div 600$  МГц равен  $1.2 (+0.1, -0.2)$ . Это хорошо согласуется с результатами работ [1, 7].

4. *Заключение.* В заключение обсудим один из многочисленных вопросов, поставленных обнаружением протяженного радиогало в скоплении А 1656. Это вопрос о том, каким образом релятивистские частицы могли заполнить значительный объем в плотной межгалактической среде скопления. Радиус гало составляет  $\sim 30'$ , что на расстоянии скопления приблизительно равно 1 Мпс. Возможно, радиогало образовалось при диффузии релятивистских частиц от центрального источника. Тогда скорость диффузии должна на несколько порядков превосходить альевновскую скорость в межгалактической среде скопления для того, чтобы энергетические потери релятивистских частиц на обратное комптоновское и синхротронное излучение не были значительными. Возможно также, что существует механизм ускорения, или переускорения, частиц в самой среде скопления. Иначе, как показано в работе [7], трудно объяснить наблюдаемое радиоизлучение гало. Первая возможность рассмотрена в статьях [5, 16] и опирается на работу [18], где утверждается, что скорость пучка частиц вдоль магнитного поля в горячей плазме при некоторых условиях может существенно превышать альевновскую скорость.

Покажем, что модель центрального источника без переускорения релятивистских частиц трудно согласовать с наблюдаемым распределением яркости даже при больших скоростях диффузии частиц. Действительно, для того, чтобы обеспечить эффективную поставку релятивистских частиц от центра к краю, необходимо, чтобы магнитное поле было преимущественно радиальным. Это означает, что его напряженность  $B(r)$  падает, как  $r^{-2}$ , где  $r$  — расстояние от центра. На фиксированной частоте интенсивность излучения ансамбля релятивистских электронов со степенным энергетическим спектром с показателем  $\gamma$  пропорциональна  $B^{2\gamma+1}$ , где  $B$  — составляющая напряженности магнитного поля, перпендикулярная лучу зрения [19]. Тогда, согласно рис. 6, распределение яркости по сферическому радиогало радиуса  $R$  будет пропорционально интегралу

$$\int_0^{\sqrt{R^2-r^2}} \left[ B(r) \frac{r^2}{(r^2+s^2)^{3/2}} \right]^{\frac{\gamma+1}{2}} ds. \quad (1)$$

Для релятивистских электронов радиогало  $\gamma = 2\alpha + 1 = 3, 4$ . Не умаляя общности дальнейших выводов, можно положить  $(\gamma + 1)/2 \approx 2$ . Тогда интеграл (1) легко вычисляется. Его величина для  $r \ll R$  пропорциональна  $B^2(r) \cdot r$ , т. е.  $r^{-3}$ .

Наблюдаемая яркость радиогало падает вдвое на угловом расстоянии  $\sim 15'$  от центра. Это значит, что радиус предполагаемого центрального источника не должен быть существенно меньше  $15'/2^{1/3} \approx 12'$ , что составляет  $\sim 0.5$  Мпс. Таким образом, неизбежно требуется ускорение релятивистских частиц в межгалактической среде скопления. Легко понять, что модель с несколькими источниками релятивистских частиц с радиальным магнитным полем, без переускорения, также плохо согласуется

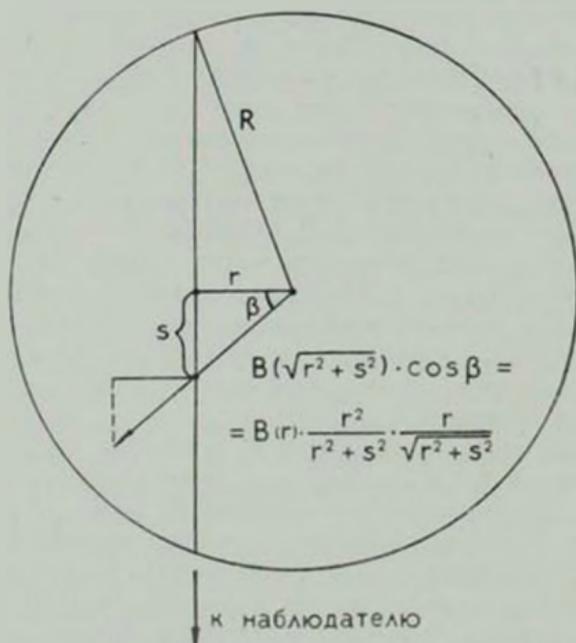


Рис. 6.

с наблюдаемым плавным распределением яркости гало. Заметим, что учет падения концентрации релятивистских электронов от центра к краю и их энергетические потери приведут к еще более резкому падению яркости в рассмотренной модели. Объяснение свойств радиогало переускорением релятивистских частиц в межгалактической среде скопления хотя и встречается с определенными трудностями [6], однако, как кажется, более предпочтительно.

Автор приносит благодарность Р. Д. Дагкесаманскому за полезные обсуждения и постоянное внимание к настоящей работе, а также другим

сотрудникам Радиоастрономической станции ФИАН, помогающим автору в проведении наблюдений и их обработке.

Ленинградский государственный  
университет

## OBSERVATIONS OF COMA CLUSTER OF GALAXIES AT 102.5 MHz

A. G. GUBANOV

Observations at 102.5 MHz of the Coma cluster with Lebedev Physical Institute radio telescopes are presented. The brightness distribution map with resolution of  $48' \times 26'$  and the brightness strip with resolution of  $10'$  have been derived. Total flux and the extent of Coma C radio source have been measured as well as fluxes of extended radio halo of radio galaxies NGC 4869 and NGC 4874 and of "pseudo-halo" have been evaluated. The flux of the radio halo is  $(26 \pm 4)$  Jy at 102.5 MHz and its extent is  $\sim 35' \times 25'$ . Near Coma C there is one more extended radio source with steep spectrum ( $S_{102.5} = (7 \pm 2)$  Jy,  $\alpha \approx 1.1$ ). It seems that a re-acceleration of relativistic particles rather a very high speed diffusion is necessary in order to explain the large extension of the radio halo.

### ЛИТЕРАТУРА

1. M. A. G. Willson, M. N., 151, 1, 1970.
2. W. J. Jaffe, G. C. Perola, Astron. Astrophys., 31, 223, 1974.
3. W. J. Jaffe, G. C. Perola, Astron. Astrophys., Suppl. ser., 21, 137, 1975.
4. W. J. Jaffe, G. C. Perola, E. A. Valentijn, Astron. Astrophys., 49, 179, 1970.
5. R. J. Hanish, T. A. Matthews, M. M. Davis, A. J., 84, 946, 1974.
6. W. J. Jaffe, L. Rudnick, Ap. J., 233, 453, 1979.
7. W. J. Jaffe, Ap. J., 212, 1, 1977.
8. В. В. Виткевич, А. А. Глазьев, Ю. П. Илясов, С. М. Кургузов, А. Д. Кузьмин, Н. А. Алексеев, В. Д. Бунин, Г. Ф. Новоженков, Г. А. Павлов, Н. С. Соломин, М. М. Тяптин, Изв. ВУЗов, Радиофизика, 19, 1594, 1976.
9. В. В. Виткевич, П. Д. Калачев, Труды ФИАН СССР, 28, 5, 1965.
10. Н. А. Алексеев, Труды ФИАН СССР, 62, 107, 1972.
11. M. I. Lojdos, D. S. Mathewson, C. G. Haslam, Nature, 183, 1663, 1959.
12. E. A. Valentijn, Astron. Astrophys., 68, 449, 1978.
13. F. F. Jr. Donivan, T. D. Carr, G. C. Jr. Omer, Ap. J., 187, 11, 1974.
14. P. Nilson, Uppsala General Catalogue of Galaxies, "Nova Acta Regiae Soc. Sci. Upsal.", 1973, Ser. VA, 1.
15. A. Oemler, Ap. J., 209, 693, 1976.
16. R. J. Huntsh, W. C. Ericson, A. J., 85, 183, 1980.
17. O. B. Slee, C. S. Higgins, Austral. J. Phys. Astrophys. Suppl., No. 36, 1, 1975.
18. G. D. Holman, J. A. Iovvick, J. S. Scott, Ap. J., 228, 576, 1979.
19. В. А. Гинабург, С. Н. Сыроватский, УФН, 87, 65, 1965.

УДК 524.7—82—13

СПЕКТРАЛЬНОЕ И МОРФОЛОГИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
ГАЛАКТИК С UV-ИЗБЫТКОМ. IV

М. А. КАЗАРЯН, В. С. ТАМАЗЯН

Поступила 8 октября 1981

Принята к печати 18 января 1982

Проведено спектральное и морфологическое исследование галактики № 26 из списка [1]. Галактика имеет спиральную структуру со звездобразным ядром. На одном из рукавов отмечены три сгущения — I, II, III, два из которых, по всей вероятности, являются сверхассоциациями. Для ядра и сгущений приводятся данные UV-фотометрии. Объект III оказался переменным. В спектрах галактики наблюдаются эмиссионные линии [S III]  $\lambda$  6717.31, [N III]  $\lambda$  6548.84, H $\alpha$ , H $\beta$ , H $\gamma$ , H $\delta$ , H $\epsilon$ , [O III]  $\lambda$  5007, 4959, [Ne III]  $\lambda$  3869, [O II]  $\lambda$  3727. Вычислены эквивалентные ширины линий и относительные интенсивности эмиссионных линий. Определены электронная плотность и температура, а также относительное содержание некоторых элементов. Проведено исследование непрерывного спектра. Показано, что UV-избыток наблюдается как у ядра, так и у окружающей его яркой центральной области.

1. *Введение.* Настоящая статья посвящена спектрофотометрическому и морфологическому исследованию галактики, входящей в список [1] под номером 26. Результаты таких же исследований, относящиеся к шести галактикам из списка [1], были опубликованы в [2—4]. Галактика № 26 входит в каталоги [5, 6]. В [5] она имеет номер MCG 6-17-2 и классифицирована как взаимодействующая, а в [6] описывается как двойная галактика с компактными компонентами.

Для галактики № 26 получены 5 спектров, охватывающих область  $\lambda$  3200—7400 Å. Один из них получен на пластинке Кодак 103-а-0 с экспозицией 2 часа в апреле 1978 г. на 2,6-м телескопе Бюраканской обсерватории со спектрографом UAGS, установленным в фокусе Насмита. Дисперсия спектрографа 135 Å/мм. Предварительные данные об исследовании этого спектра были опубликованы в [7]. Остальные четыре спектра были получены на 6-м телескопе САО АН СССР со спектрографом СП-160 в сочетании с ЭОП М9ЦВ с дисперсией 65 Å/мм. Два из них получены в апреле 1979 г. и еще два в марте 1980 г. Экспозиции этих спектров 50, 36, 20 и 20 мин соответственно получены на пленке Kodak

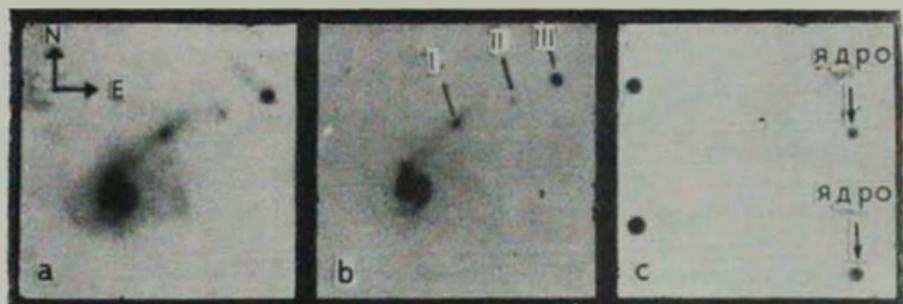


Рис. 1. Снимки галактики № 26 в цвете  $V$  (масштаб  $1 \text{ мм} = 2.''3$ ) а) эксп. 30 мин, б) эксп. 15 мин, с) эксп. 3 и 5 мин.

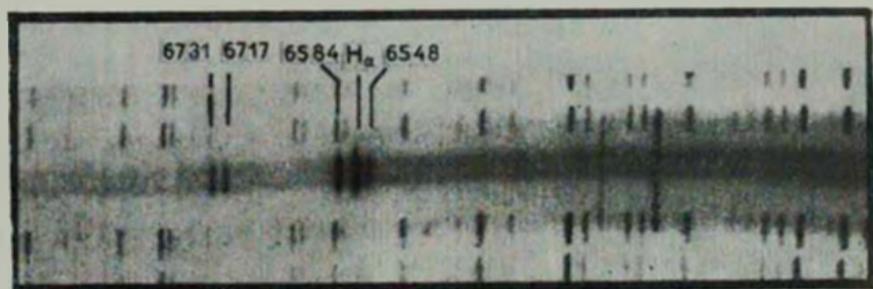


Рис. 2. Репродукция спектра галактики № 26, полученного на 6-м телескопе САО АИ СССР.

103-a-0. Ширина щели была для UAGS 1."5, а для СП-160 — 1."3. При получении спектров щель проходила через яркую центральную область галактики.

Для  $UBV$  фотометрии галактики в период с марта по апрель 1981 г. были получены также прямые снимки в первичном фокусе 2,6-м телескопа Бюраканской обсерватории (оригинальный масштаб 1 мм = 21") в сочетании с фильтрами УФС-1, БС-8 и ЖС-17. Для получения снимков в цветах  $U$  и  $B$  использовались пластинки ORWO ZU-21, а для цвета  $V$  — Kodak 103a-E. В качестве стандартов снимались звезды скопления NGC 188.

2. *Морфологическая структура.* На рис. 1a, b и c приведены репродукции прямых снимков галактики в цвете  $B$ , которые получены с экспозициями 30, 15, 5 и 3 мин соответственно (последние два снимка получены на одной пластинке). На рис. 1b видно, что галактика имеет спиральную структуру: от центральной яркой области с размерами  $8."6 \times 9."3$  отходят три тонких спиральных рукава. Самый яркий из них направлен на северо-восток и имеет длину  $46"$ . На нем наблюдаются два ярких компактных сгущения, расстояния которых от центральной области составляют примерно  $25"$  и  $44"$ . Диаметры этих сгущений составляют приблизительно  $3."8$  и  $4."3$  соответственно. В направлении этого рукава на расстоянии  $60"$  от центральной области имеется звездообразный голубой объект, диаметр которого около  $4"$ . Вышеуказанные сгущения и звездообразный объект на рис. 1b обозначены римскими цифрами I, II, III.

Из рис. 1a видно, что при больших экспозициях вокруг центральной яркой области появляется гало, на фоне которого уже трудно выделить южный и восточный рукава.

3.  *$UBV$  фотометрия ядра и объектов I, II, III.* Для получения  $UBV$  величин ядра и объектов I, II, III на пластинках, полученных на 2,6-м телескопе, они измерялись как звезды. Связь между использованной нами системой  $u, b, v$  и стандартной  $UBV$  определяется следующими уравнениями:

$$U = u + 0.103(U - B) - 0.0154,$$

$$B = b - 0.041(B - V) + 0.050,$$

$$V = v + 0.135(B - V) - 0.041.$$

Результаты измерений, приведенные в стандартной системе  $UBV$ , даны в табл. 1.

Для ядра и объекта III количество измеренных пластинок в цветах  $U$ ,  $B$  и  $V$  было 1, 4 и 1, а для сгущений I и II — 1, 2 и 1 соответственно. По нашим данным объект III оказался переменным. Значения, приведенные в таблице, соответствуют наблюдениям, сделанным 6 апреля 1981 г. Наблю-

дения, проведенные 10 марта 1981 г., показывали, что объект III в цвете  $B$  был на  $1^m4$  ярче, чем его табличное значение. По всей вероятности, значения  $B-V$  и  $U-B$  объекта III для данной стадии переменности являются реальными, поскольку промежуток времени, в течение которого были сделаны наблюдения, короткий — 30 мин.

Таблица 1  
ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ

Объект	$V$	$B-V$	$U-B$
Ядро	$13^m49$	$+0^m54$	$-1^m12$
I	16.82	+0.21	-0.36
II	17.14	+0.16	-0.32
III	16.64	-0.15	-0.24

4. *Описание спектров.* В спектрах галактики № 26 наблюдаются сильные эмиссионные линии [S II]  $\lambda$  6731/17, [N II]  $\lambda$  6584/48, H<sub>γ</sub>, [O III]  $\lambda$  5007, 4959, H<sub>β</sub>, [O II]  $\lambda$  3727. Линии балмеровской серии H<sub>γ</sub>, H<sub>β</sub> и H<sub>α</sub> наблюдаются как в эмиссии, так и в поглощении, а линии H<sub>γ</sub>—H<sub>12</sub> — только в поглощении. На рис. 2 приведена репродукция спектра галактики, полученного на 6-м телескопе и охватывающего спектральный диапазон  $\lambda$  7400—6000 Å. На нем высота эмиссионных линий больше диаметра ядра и окружающей его яркой центральной области. Например, высота линии H<sub>β</sub> приблизительно равна 20", а в линиях [S II] и [N II] она составляет 14" и 17" соответственно. Такая картина наблюдается также и у других эмиссионных линий. Это сравнение говорит о том, что кроме вышеуказанной центральной яркой области эмиссионную природу имеет также окружающая ее область.

Красное смещение галактики, определенное при помощи эмиссионных линий,  $z = 0.0137 \pm 0.0002$ . Абсолютная величина ядра  $M_B = -19^m7$ . При определении абсолютной величины принималось  $H = 75$  км/с Мпс и  $B = 14^m0$ .

5. *Эквивалентные ширины и относительные интенсивности линий.* Для калибровки спектра, полученного на 2.6-м телескопе, были получены отпечатки трубчатого фотометра Бюраканской обсерватории, а спектры на 6-м телескопе прокалиброваны при помощи ступенчатого ослабителя в САО АН СССР. Для стандартизации спектров на обоих телескопах были получены спектры звезды 69H UMa, спектральный тип которой A0 и  $m_V = 5^m4$ . При помощи спектров этой звезды определены коэффициенты спектральных чувствительностей использованных систем.

В табл. 2 приведены эквивалентные ширины линий по наблюдениям на 2,6-м и 6-м телескопах, их средние значения и среднеквадратические ошибки одного измерения. В табл. 3 приведены те же величины для относительных интенсивностей эмиссионных линий. Результаты для линий, полученные на двух телескопах, удовлетворительно согласуются.

Таблица 2

## ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ

Ион	$\lambda$	Эмиссия или абсорбция	$\bar{W}_\lambda$ (Å)			$\bar{W}_\lambda$	$\sigma$
			БТА-79 г.	БТА-80 г.	ЗТА		
[S II]	6731	эмиссия	8.3				
[S II]	6717	"	9.5				
[N II]	6584	"	38.9				
H I	6563	"	70.6				
[N II]	6548	"	11.9				
[O III]	5007	"	6.4	7.0		6.7	
[O III]	4959	"	2.2	2.4		2.3	
H I	4861	"	16.8	15.6	9.8	14.1	3.7
H I	4340	"	4.8	3.9	3.8	4.2	0.6
H I	4340	абсорбция			0.4		
H I	4102	эмиссия	2.2	2.2	1.4	1.9	0.5
H I	4102	абсорбция			0.4		
[S II]	4076	эмиссия	0.7		0.6	0.65	
[S II]	4068	"	1.0		0.9	0.95	
H I	3970	"	0.9		0.6	0.75	
H I	3970	абсорбция			0.3		
H I	3889	"			0.3		
[Ne III]	3869	эмиссия			1.1		
H I	3835	абсорбция			0.2		
H I	3798	"			0.1		
H I	3750	"			0.2		
[O II]	3727	эмиссия		10.1	8.1	9.1	
H I	3734	абсорбция			0.7		

6. Распределение непрерывного спектра, электронная плотность и температура, относительное количество атомов. На рис. 3 приведено распределение интенсивности непрерывного спектра галактики № 26 относительно непрерывного спектра звезды 69H UMa. Кривая построена при помощи спектра, полученного на 2,6-м телескопе, причем спектр охватывает центральную яркую область. При построении кривой длины волны спектра галактики были исправлены за красное смещение. Поправка за экстинкцию

не вводилась, поскольку спектры снимались на примерно равных зенитных расстояниях.

Таблица 3  
ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИНИЙ

Ион	$\lambda_0$	$I_i/I_0$			$\bar{I}_\lambda$	$\sigma$
		БТА-79 г.	БТА-80 г.	ЭТА		
[S II]	6731	0.45				
[S II]	6717	0.61				
[N II]	6584	2.52				
H I	6563	5.28				
[N II]	6548	0.86				
[O III]	5007	0.34	0.44		0.39	
[O III]	4959	0.12	0.17		0.15	
H I	4861	1.00	1.00	1.00		
H I	4340	0.45	0.38	0.35	0.39	0.05
H I	4102	0.14	0.13	0.16	0.11	0.02
[S II]	4076	0.05		0.08	0.07	
[S II]	4068	0.08		0.12	0.10	
H I	3970	0.05		0.07	0.06	
[Ne III]	3869			0.28		
[O II]	3727		1.73	2.56	2.15	

Используя распределение, приведенное на рис. 3, можно определить абсолютные спектрофотометрические градиенты ( $\Phi_i$ ) галактики № 26 для интервалов длин волн до бальмеровского скачка " 4880—3970А и за бальмеровским скачком  $\lambda\lambda$  3670—3260А, так как градиенты звезды срав-

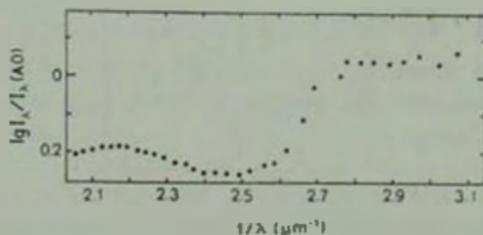


Рис. 3. Распределение интенсивности непрерывного спектра галактики относительно звезды типа A0 (69H UMa).

нения типа A0 для этих областей приблизительно равны 1.0 и 1.39 соответственно [8]. Абсолютные спектрофотометрические градиенты галактики, определенные таким путем, равны для длинноволновой области 1.43,

а для коротковолновой — 1.13. Этим значениям спектрофотометрических градиентов приблизительно соответствуют спектральные классы A7 и B9. Была определена также величина бальмеровского скачка галактики, которая оказалась равной  $D = 0.12$ . При этом принималось, что тот же скачок у звезды сравнения  $D = 0.47$  [8].

Электронная плотность и электронная температура эмиссионных областей галактики были определены при помощи отношения интенсивностей запрещенных линий [S II]  $I_{(6717)}/I_{(6731)}$  и  $I_{(4068)}/I_{(4131+4132)}$ . Используя эти отношения, можно составить два уравнения, зависящие от  $n_e$  и  $T_e$ , совместное решение которых позволяет однозначно определить  $n_e$  и  $T_e$ . Такие уравнения даны в [9]. В результате по значениям относительных интенсивностей, для галактики № 26 были получены значения  $n_e = 200 \text{ см}^{-3}$  и  $T_e = 12500 \text{ К}$ .

Используя  $n_e$  и  $T_e$ , а также относительные интенсивности запрещенных линий [S II], [N II], [O III] и [O II], можно оценить количества этих ионов относительно водорода. Для этого можно использовать уравнение

$$\frac{I_i}{I_{H\beta}} = \frac{n_{\text{ион}}}{n_{\text{H}}} \theta(n_e, T_e),$$

где  $I_i/I_{H\beta}$  — отношение интенсивностей эмиссионных линий,  $n_{\text{ион}}/n_{\text{H}}$  — относительное количество данного иона, а значения функции  $\theta(n_e, T_e)$  за tabулированы в [10]. Затем, используя уравнения, приведенные в [11], можно определить общее количество атомов данного элемента относительно водорода. Результаты этих вычислений приводятся в табл. 4.

Таблица 4

## ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ КОЛИЧЕСТВА ЭЛЕМЕНТОВ

Ион	$(n_e, T_e)$	$I_{\text{ион}}/I_{H\beta}$	$N_{\text{ион}}/N_{\text{H}}$	Атом	$N_{\text{ат}}/N_{\text{H}}$	$N_{\text{ат}}/N_{\text{H}}$ (H II обл.)	$N_{\text{ат}}/N_{\text{H}}$ (Солнце)
O II	$4 \cdot 10^4$	2.15	$5.4 \cdot 10^{-5}$	O	$6.6 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$5.9 \cdot 10^{-4}$
O III	$4.5 \cdot 10^4$	0.53	$1.2 \cdot 10^{-5}$				
N II	$6 \cdot 10^4$	3.38	$5.6 \cdot 10^{-5}$	N	$6.8 \cdot 10^{-5}$	$3.9 \cdot 10^{-5}$	$8.5 \cdot 10^{-5}$
S II	$2 \cdot 10^4$	1.23	$6.2 \cdot 10^{-5}$	S	$0.7 \cdot 10^{-5}$	$1.8 \cdot 10^{-5}$	$1.6 \cdot 10^{-5}$

7. Обсуждение результатов. В [1] для галактики № 26 приводится спектрально-морфологическая характеристика s1, которая показывает, что в галактике имеется звездообразный объект, обладающий сильным ультрафиолетовым избытком и высокой поверхностной яркостью по сравнению с таковой окружающих областей. Обе эти характеристики подтверждают-

ся наблюдениями, проведенными на 2,6-м телескопе Бюраканской обсерватории в системе  $UBV$ . Из рис. 1с видно, что при малых экспозициях (3 и 5 мин) в цвете  $B$  получается только ядро галактики, которое не отличается от изображений звезд. Это лучше видно из рис. 4, где приведена связь между разностью диаметров ядра и одной из звезд окружающего фона примерно такой же яркости и временем экспозиций. При экспозициях 3 и 5 мин эта разность незначительна, а при больших — увеличивается. Из табл. 1 видно, что цвет ядра  $U-B = -1^m12$ . Он указывает на сильное ультрафиолетовое излучение ядра. По светимости ядро галактики № 26 можно отнести к числу сверхгигантских галактик, так как  $M_B = -19^m7$ .

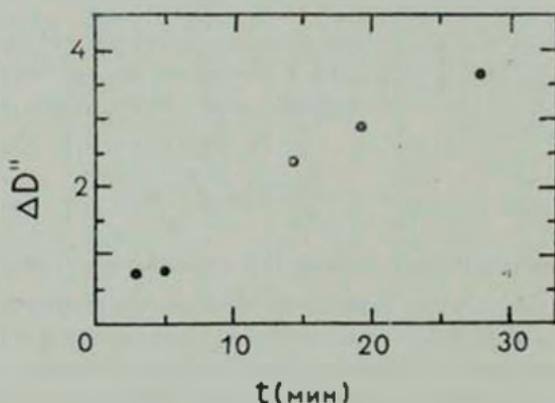


Рис. 4. Связь между разностью диаметров ядра и звезды фона и временем экспозиции.

Центральная яркая область также имеет УФ-избыток, поскольку распределение непрерывного спектра (см. рис. 3) для областей за бальмеровским скачком совпадает с распределением непрерывного спектра звезды типа B9, а до бальмеровского скачка — с A7. В пользу этого говорит также величина бальмеровского скачка  $D = 0.12$ , которой соответствует спектральный класс ранее B2, а также то обстоятельство, что в спектре этой части галактики наблюдаются эмиссионные линии [S II]  $\lambda$  6731/17, [N II]  $\lambda$  6584/48, H<sub>γ</sub>, [O III]  $\lambda$  5007, 4959, H<sub>β</sub> и др. Отметим, что распределение непрерывного спектра галактики № 26 было получено также в [12].

На снимках, полученных с большими экспозициями, морфологическая структура галактики не ясна, и поэтому разные авторы описывали ее по-разному [1, 5, 6]. В действительности, как это видно из рис. 1b, она имеет спиральную структуру. На самом длинном рукаве наблюдаются сгу-

щения I и II, абсолютные величины которых в цвете  $B$  равны  $-16^m7$  и  $-16^m4$  соответственно. Их линейные диаметры 1000 и 1100 пс. Объекты с такими размерами и светимостями можно отнести к числу сверхассоциаций. Физическую природу голубого переменного объекта III и его связь с галактикой № 26 можно будет выяснить лишь после получения его спектра со шелевым спектрографом.

Из табл. 3 видно, что бальмеровский декремент галактики круче, чем при модели «В» газовых туманностей. Одной из причин возникновения такого декремента может являться наличие пыли, поглощение со стороны которой, по всей вероятности, имеет место в галактике.

Все спектры, полученные для галактики № 26, являются спектрами ее центральной части, диаметр которой приблизительно равен  $20'$  или 5300 пс. В нее входит как ядро, так и центральная яркая область, размеры которой примерно равны  $8.''6 \times 9.''3$  или  $2280 \times 2470$  пс.

Для этих областей получены электронная температура и электронная плотность, которые оказались равными 12500 К и  $200 \text{ см}^{-3}$  соответственно. Эффективный объем газовой составляющей, определяемый равенством  $V_{\text{эфф}} = 4\pi r^2 F_{(H\alpha)} / E_{(H\alpha)}$  приблизительно равен  $3.5 \cdot 10^{21} \text{ см}^3$  или  $R_{\text{эфф}} = 65.9$  пс.  $F_{\text{эфф}}$  было определено при помощи эквивалентной ширины линии  $H\beta$ , а  $E_{(H\alpha)}$  — электронной концентрации и температуры. Они приблизительно равны  $F_{\text{эфф}} = 2.6 \cdot 10^{-13} \text{ эрг/см}^2$  и  $E(H\beta) = 0.277 \cdot 10^{-20} \text{ эрг/с}$ . Масса газовой составляющей  $M = V_{\text{эфф}} \cdot n_e \cdot m_H = 5.8 \cdot 10^6 M_{\odot}$ .

Из табл. 4 видно, что количество атомов O почти на порядок меньше, чем в H II областях или на Солнце, а количества N и S примерно такие же, как в упомянутых объектах.

Авторы выражают благодарность А. Буренкову за помощь при наблюдениях на 6-м телескопе.

Бюряванская астрофизическая  
обсерватория  
Ереванский государственный  
университет

## SPECTROPHOTOMETRY AND MORPHOLOGY OF THE GALAXIES WITH UV-EXCESS. IV

M. A. KAZARIAN, V. S. TAMAZIAN

The results of spectrophotometry and morphology of galaxy No. 26 from list [1] are presented. The galaxy shows spiral structure with

starlike nucleus. In one of the arms three condensations are marked (I, II, III). Two condensations are probably superassociations. The object III is variable. The data *UBV* photometry of nucleus and condensations are given. The spectra of the galaxy shows emission lines [S II]  $\lambda$  6731/17, [N II]  $\lambda$  6584/48, H $\alpha$ , H $\beta$ , H $\gamma$ , [Ne III]  $\lambda$  3869, [O II]  $\lambda$  3727. The equivalent widths and relative intensities of emission lines are obtained. The relative abundance of some elements, electron density and temperature are calculated. Investigation of continuum spectrum is carried out. It is shown that UV-excess is observed in the nucleus as well as in the surrounding bright central region of the galaxy.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Казарян, *Астрофизика*, 15, 5, 1979.
2. М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 13, 415, 1977.
3. А. А. Елизаварян, М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 14, 263, 1978.
4. М. А. Kazartan, E. Ye. Khachikyan, A. A. Eglazartan, *Astrophys. Space Sci.*, 82, 105, 1982.
5. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногорская, *Морфологический каталог галактик*, т. 1, М., 1958.
6. F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, *Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies*, Spiech Zuerich, Switzerland, 1971.
7. М. А. Казарян, В. С. Тамазян, Тезисы докладов на всесоюзной конференции молодых астрономов, посвященной 70-летию В. А. Амбарцумяна, Ереван, 1978, стр. 4.
8. Л. Х. Аллер, *Астрофизика*, т. 1, М., 1957.
9. Т. К. Kruger, L. H. Aller, S. J. Szusak, *Ap. J.*, 160, 921, 1970.
10. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, В. Н. Проник, *Изв. КРАО*, 29, 291, 1963.
11. M. Palmieri, R. Costero, *Bol. Obs Tonantzintla*, 5, 3, 1969.
12. J. M. Shuder, *Ap. J.*, 244, 12, 1981.

УДК 524.7—42—13

## ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГАЛАКТИКАХ, КОМПОНЕНТАХ ИЗОЛИРОВАННЫХ ПАР И ИЗОЛИРОВАННЫХ ГАЛАКТИКАХ

В. А. ДОСТАЛЬ

Поступила 5 мая 1981

Принята к печати 18 марта 1982

По спектрам, снятым на 6-м телескопе САО АН СССР в 1977—79 гг., исследованы галактики в 16-и взаимодействующих системах (VV), в 9-и изолированных парах, а также 11 изолированных галактик (ИГ). Электронная температура газа в VV и ИГ меняется от  $\sim 5000^\circ$  до  $\sim 7000^\circ$ . У большинства VV и 35% ИГ значения электронной плотности равны  $n_e \approx 10^2 - 10^3 \text{ см}^{-3}$ . У 65% ИГ электронная плотность  $n_e \leq 1$ . По отношению массы ионизированного водорода к светимости VV и ИГ не отличаются друг от друга. Обнаружена группа взаимодействующих галактик с повышенным по сравнению с ИГ излучением L $\alpha$ -квантов. Это объясняется, вероятно, либо большим процентом горячих звезд во взаимодействующих галактиках, либо аномальной функцией масс горячих звезд (большим процентом массивных среди горячих звезд).

1. *Введение.* В работе определены электронные температуры ( $T_e$ ), электронные плотности ( $n_e$ ) газа, масса ионизированного водорода, количество L $\alpha$ -квантов, ионизирующих газ, и соответствующее количество горячих звезд для взаимодействующих галактик [1, 2], изолированных пар галактик [3] и изолированных галактик [4].

Среди взаимодействующих галактик  $T_e$  и  $n_e$  или масса ионизированного водорода были известны лишь для 2-х взаимодействующих сейфертовского типа и двух обычных взаимодействующих галактик.

Нами исследованы спектры 16 взаимодействующих систем, 9 изолированных пар галактик и 11 изолированных галактик. Спектры этих галактик были отобраны из спектров с эмиссиями  $\sim 150$  взаимодействующих,  $\sim 300$  изолированных пар и  $\sim 100$  изолированных галактик, полученных в течение 1977—79 гг. на 6-м телескопе.

Для обработки выбирались спектры, удовлетворявшие двум условиям: 1) наличие эмиссионных линий, H $\alpha$ , [N II] (6584 и 6548 А) и [S II] (6717 и 6731 А), достаточно четко выделяющихся на фоне непрерывного спек-

тра; 2) плотности как непрерывного спектра, так и эмиссионных линий заключены в пределах линейного участка характеристической кривой. Один из таких спектров приведен на рис. 1 (верхний из двух спектров — восточный компонент взаимодействующей пары VV 102).

2. *Наблюдения и обработка.* Спектры были получены в течение 1977—79 гг. на 6-м телескопе САО АН СССР. Использовался спектрограф UAGS с трехкаскадным ЭСП УМ-92. Дисперсия — около 92 Å/мм, спектральное разрешение порядка 5 Å. Спектры взаимодействующих галактик были отобраны из спектров, полученных по программе исследования взаимодействующих галактик, ведущейся на 6-м телескопе под руководством Б. А. Воронцова-Вельяминова. Спектры изолированных галактик и изолированных пар галактик были получены на 6-м телескопе И. Д. Караченцевым и В. Е. Караченцевой и любезно предоставлены нам для исследования.

Обработка проводилась по методике, описанной в [5]. Такая обработка исправляет линейные и фотометрические искажения, создаваемые ЭОП на спектрограммах. Спектрограммы записывались на автоматическом микрофотометре «Спектр-код» с шагом 0.01 мм и выдачей результатов в почернениях на перфоленту в кодах ЭВМ М-222. Характеристические и дисперсионные кривые строились вручную и вводились в ЭВМ в виде таблиц. Для учета фотометрической ошибки одновременно с записями спектров галактик в машину вводились записанные на «Спектр-коде» спектры стандартных звезд, снятых в одну ночь (или в близкую) со спектрами галактик.

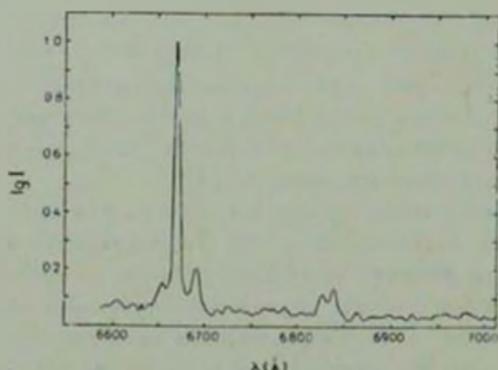


Рис. 2. Зависимость относительной интенсивности от длины волны.

Каждый обработанный спектр, представлявший собой зависимость относительной интенсивности от длины волны, выводился на ЭВМ одновременно в виде графика и таблицы на АЦПУ. На рис. 2 для иллюстрации приведен график VV 257. По оси ординат отложен логарифм относи-



Рис. 1. Спектр взаимодействующей пары VV 102.

К ст. В. А. Досталя

тельной интенсивности, по оси абсцисс — длины волн в Å. По полученным графикам измерялись эквивалентные ширины эмиссионных линий в галактиках.

3. *Определение электронной температуры ( $T_e$ ) и электронной плотности ( $n_e$ ).* Электронную температуру можно определить по отношению интенсивностей линий азота ( $[N II] \lambda 6584 + 48$ ) и H. (работы [6-9]) Эти работы отличаются друг от друга, в основном, предположениями о содержании азота и температуре ионизирующих звезд. Мы определяли температуру в исследованных нами галактиках по графику, приведенному в работе [9].

Для определения  $n_e$  использовалось отношение линий серы  $[S II] \lambda_{6717, 31}$ . Значения  $n_e$  вычислены нами по данным [12] и [13].

4. *Определение массы ионизированного газа.* Масса газа равна

$$M_{HII} = M_{пр} \cdot n_e \cdot V_{эф},$$

где  $M_{пр}$  — масса протона,  $n_e$  — электронная плотность, а  $V_{эф}$  — эффективный объем, определяемый из очевидного соотношения:

$$F(H_i) = \epsilon(H_i) V_{эф} / 4\pi R^2,$$

где  $F(H_i)$  — наблюдаемый поток в линии  $H_i$ , исправленный за атмосферное и межзвездное поглощение,  $R$  — расстояние до галактики,  $\epsilon(H_i)$  — коэффициент излучения  $1 \text{ см}^3$  газа в линии  $H_i$ . Значения коэффициента излучения  $1 \text{ см}^3$  газа в линии  $H_i$  были взяты из [14], а значения бальмеровского декремента из [15]. Согласно работе [16], если отношение интенсивностей линий азота ( $6584 + 48 \text{ Å}$ ) к интенсивности H, меньше 0,6, а отношение интенсивности линий серы ( $6717 + 31 \text{ Å}$ ) к интенсивности H, меньше 0,3 ( $I_{6584+48}/I_H < 0,6$  и  $I_{6717+31}/I_H < 0,3$ ), то газ в галактике ионизируется горячими звездами. Для всех галактик, исследованных в данной работе, это условие выполняется, а значит механизм возбуждения свечения газа во всех исследованных галактиках один и тот же: фотоионизация. Отметим, что еще в работе [17] ее авторы считали, что когда  $I_{6584}/I_H < 0,3$ , то газ, по-видимому, ионизирован горячими звездами, а при  $I_{6584}/I_H > 1$ , вероятно, действует другой механизм ионизации. Расстояния до галактик вычислялись со значением постоянной Хаббла  $H = 75 \text{ км/с Мпс}$ . Величина потока излучения в линии H, вычислялась в соответствии с [18]:

$$F(H_i) = 1,76 \cdot 10^{-18} W(H_i) \cdot 10^{-m_R/2,5},$$

где  $1,76 \cdot 10^{-18} \text{ эрг/с см}^2 \text{ Å}$  — поток излучения от объекта нулевой звездной величины в системе  $R$  по данным Джонсона [18],  $W(H_i)$  — эк-

вивалентная ширина линии  $H_\alpha$ ,  $m_R$  — звездная величина той области галактики, где видны на спектре эмиссионные линии. Значения  $m_R$  были взяты из работ [19] и [20]. В тех случаях, когда эквивалентные ширины линии  $H_\alpha$  превышали 100 Å, значения  $m_R$ , подставлявшиеся в формулу, увеличивались соответствующим образом, чтобы скомпенсировать завышение потока излучения от 1 Å непрерывного спектра в красной области, возникающее за счет большого вклада свечения газа в линии  $H_\alpha$  в общее излучение галактики в красной области спектра.

5. *Определение количества  $L_c$ -квантов и звезд, ионизирующих газ\**. Количество звезд спектрального класса O5, ионизирующих газ, равно:

$$N_* = L(L_c)_{\text{г}} / L(L_c)_*,$$

где  $L(L_c)_{\text{г}}$  — число  $L_c$ -квантов, ионизирующих всю изучаемую область галактики,  $L(L_c)_*$  — число  $L_c$ -квантов, испускаемых за 1 секунду звездой класса O5. Численное значение  $L(L_c)_*$  взято из [21], так как там оно вычислено в отличие от других работ (например, [22]) с учетом отклонений от локального термодинамического равновесия (ЛТР) и отклонений от сферичности атмосферы. Общее количество  $L_c$ -квантов вычислялось по очевидной формуле:

$$L(L_c) = F(H_\alpha) 4\pi R^2 N / h\nu_{H_\alpha},$$

где  $R$  — расстояние до галактики,  $h$  — постоянная Планка,  $\nu_{H_\alpha}$  — частота излучения в линии  $H_\alpha$ ,  $N$  — отношение количества всех балмеровских квантов к количеству квантов, излученных в линии  $H_\alpha$ .

Были определены также отношения  $\mathfrak{M}_{HII} / L$ ,  $L(L_c) / L$  и  $N_* / L$ . Светимость галактики  $L$  выражалась количеством звезд типа Солнца, которые вместе имели бы такую же абсолютную звездную величину, как и галактика (в синих лучах). Абсолютные звездные величины галактик определялись по видимым звездным величинам каталога Цвикки и др. [23].

6. *Результаты*. В табл. 1 в первом столбце указан номер взаимодействующей системы (VV) по каталогам [1] и [2] или изолированной пары (КП) — по [3]; во втором столбце — какой именно компонент рассматривался; в третьем — морфологический тип компонента (для взаимодействующих галактик в большинстве случаев определить тип оказалось невозможным из-за искажений структуры при взаимодействии; в этом

\* Как было отмечено раньше, отношения интенсивностей эмиссионных линий в соответствии, например, с [16] показывают, что газ во всех исследованных нами галактиках ионизируется горячими звездами.

## ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ И ИЗОЛИРОВАННЫХ ПАР ГАЛАКТИК

№	Компонент	Тип	Размер	Часть галактики	$T_0$	$n_0$	$\Sigma_{\text{НИ}}$	$L(L_c)$	$N_0$	$\Sigma_{\text{НИ}}/L$	$L(L_c)/L$	$N_0/L$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
VV 16 (КП 472a)	главная в паре типа M-51	S	1800 800 вдоль б.о. бара	1/2	6000	$1.6 \cdot 10^3$	$3.1 \cdot 10^3$	$4.6 \cdot 10^{53}$	1337	$8.0 \cdot 10^{-6}$	$1.2 \cdot 10^{42}$	$3.4 \cdot 10^{-8}$
VV 87-1	центральный комп. в тройке	E	2000 400 вдоль б.о. тройки	от всего к-та	5000	$\sim 1$	$1.8 \cdot 10^3$	$1.2 \cdot 10^{53}$	340	$2.1 \cdot 10^{-2}$	$1.3 \cdot 10^{42}$	$3.9 \cdot 10^{-7}$
VV 87-2	восточный комп. в тройке	pec	1200 400 вдоль б.о. тройки	от всего к-та	5000	$< 1$	$> 1.1 \cdot 10^3$	$7.4 \cdot 10^{51}$	217	$> 1.3 \cdot 10^{-2}$	$8.5 \cdot 10^{42}$	$2.5 \cdot 10^{-7}$
VV 102	западный комп. в паре	pec	2200 1900 через оба к-та	1/6	8000	$3.1 \cdot 10^3$	$3.5 \cdot 10^3$	$8.4 \cdot 10^{53}$	24623	$2.1 \cdot 10^{-5}$	$5.2 \cdot 10^{42}$	$1.5 \cdot 10^{-7}$
VV 148	оба компонента	pec	1600 400 через оба к-та	1/6	5000	$\sim 1$	$1.7 \cdot 10^3$	$1.2 \cdot 10^{53}$	350	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$8.9 \cdot 10^{42}$	$4.7 \cdot 10^{-7}$
VV 249a	ядро	S	1300 800 вдоль б.о.	1/25	6000	—	—	$1.9 \cdot 10^{53}$	564	—	$8.9 \cdot 10^{41}$	$2.6 \cdot 10^{-8}$
VV 249b		E	2000 700 вдоль б.о.	1/4	6500	$< 1$	$> 1.1 \cdot 10^3$	$7.0 \cdot 10^{51}$	210	$> 1.1 \cdot 10^{-7}$	$6.9 \cdot 10^{41}$	$2.1 \cdot 10^{-8}$
VV 523 1* (КП 311a)	северная часть	pec	3800 800 вдоль б.о.	весь к-т	4500	$4.2 \cdot 10^2$	$1.6 \cdot 10^3$	$4.6 \cdot 10^{53}$	1376	$3.5 \cdot 10^{-5}$	$1.0 \cdot 10^{42}$	$2.9 \cdot 10^{-7}$
VV 523 2 (КП 311b)	южная часть	pec	3500 700 вдоль б.о.	"	5000	$4.2 \cdot 10^2$	$2.5 \cdot 10^4$	$7.0 \cdot 10^{51}$	210	$5.4 \cdot 10^{-6}$	$1.5 \cdot 10^{42}$	$4.5 \cdot 10^{-8}$

\* Согласно [38] VV 249a, VV 249b и VV 523 — это тройка галактик тр. 39

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
VV 250 (КП 369b)	западный монп. пары	E	5800-1600	1/5	6000	4.6.10 <sup>8</sup>	1.6.10 <sup>8</sup>	5.3.10 <sup>10</sup>	15848	6.0.10 <sup>-5</sup>	2.0.10 <sup>11</sup>	5.0.10 <sup>-7</sup>
VV 257	оба монп. пары	рис	2900-1000 через оба к-та	1/7	5000	2.2.10 <sup>3</sup>	7.0.10 <sup>8</sup>	1.1.10 <sup>11</sup>	3182	1.8.10 <sup>-5</sup>	2.9.10 <sup>11</sup>	8.4.10 <sup>-7</sup>
VV 261-1	северная часть	рис	900-500	1/10	6000	1.0.10 <sup>3</sup>	3.8.10 <sup>8</sup>	2.5.10 <sup>11</sup>	728	4.5.10 <sup>-6</sup>	2.9.10 <sup>11</sup>	8.6.10 <sup>-8</sup>
VV 261-2	южная часть	рис	1600-500	вся южная часть	6500	6.0.10 <sup>1</sup>	—	—	—	—	—	—
VV 519-1 (КП 169b)	ядро	S	800-500 надъёб	1/20	6500	~1	3.1.10 <sup>8</sup>	2.0.10 <sup>11</sup>	574	1.5.10 <sup>-3</sup>	9.3.10 <sup>11</sup>	2.7.10 <sup>-8</sup>
VV 519-2 (КП 169a)	существование -- севера в спиральной ветви	S	800-500 надъёб вгущения	1:20	6000	3.3.10 <sup>1</sup>	1.6.10 <sup>8</sup>	4.2.10 <sup>11</sup>	151	—	—	—
VV 541-1 (КП 186b)	ядро	S	1600-500	1/14	7000	1.6.10 <sup>1</sup>	5.4.10 <sup>8</sup>	4.9.10 <sup>11</sup>	147	2.9.10 <sup>-6</sup>	2.6.10 <sup>11</sup>	7.9.10 <sup>-9</sup>
VV 541-2 (КП 186a)	фрагмент спирали в западу от ядра	S	1500-500	1/14	5500	3.8.10 <sup>1</sup>	6.0.10 <sup>8</sup>	1.5.10 <sup>11</sup>	46	—	—	—
VV 572-1 (КП 560a)	восточный монп. пары	E	2400-1600 через оба к-та	1/4	6500	4.2.10 <sup>1</sup>	1.2.10 <sup>8</sup>	5.3.10 <sup>11</sup>	14742	8.2.10 <sup>-5</sup>	3.5.10 <sup>11</sup>	9.8.10 <sup>-7</sup>
VV 572-2 (КП 560b)	западный монп. пары	E	2400-1600 через оба к-та	1/4	5500	—	—	2.8.10 <sup>11</sup>	8232	—	1.0.10 <sup>11</sup>	5.5.10 <sup>-7</sup>

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
VV 615	западный комп. пары	рас	1200-400 через два сгущения	1/4	6000	4.2 · 10 <sup>2</sup>	2.6 · 10 <sup>4</sup>	6.7 · 10 <sup>31</sup>	196	1.1 · 10 <sup>-5</sup>	2.6 · 10 <sup>42</sup>	7.6 · 10 <sup>-8</sup>
VV 620-1 (КП 216b)	две части восточного компонента пары	S?	800-200 запад-восток 800-200 запад-восток	1/6	5500	~1	3.6 · 10 <sup>4</sup>	2.3 · 10 <sup>31</sup>	67	2.1 · 10 <sup>-3</sup>	1.3 · 10 <sup>42</sup>	3.9 · 10 <sup>-8</sup>
VV 620-2 (КП 216b)					5000	1.5 · 10 <sup>2</sup>	4.2 · 10 <sup>4</sup>	5.6 · 10 <sup>31</sup>	165	2.4 · 10 <sup>-5</sup>	3.2 · 10 <sup>42</sup>	9.5 · 10 <sup>-8</sup>
VV 644-1	северный комп. в восточной тройке гнезда	E	2300-700 вдоль б.о. тройки	от всего к-та	5000	2.3 · 10 <sup>3</sup>	2.0 · 10 <sup>4</sup>	3.9 · 10 <sup>32</sup>	1240	5.5 · 10 <sup>-6</sup>	1.1 · 10 <sup>43</sup>	3.1 · 10 <sup>-7</sup>
VV 644-2	средний комп. в восточной тройке	E	2300-700 вдоль б.о. тройки	"	5000	5.8 · 10 <sup>2</sup>	1.2 · 10 <sup>5</sup>	4.6 · 10 <sup>32</sup>	1337	3.0 · 10 <sup>-5</sup>	1.3 · 10 <sup>43</sup>	3.7 · 10 <sup>-7</sup>
VV 644-3	северный комп. в западной тройке	E	2000-700 вдоль б.о. тройки	"	4500	1.7 · 10 <sup>2</sup>	1.1 · 10 <sup>4</sup>	1.5 · 10 <sup>32</sup>	4824	3.0 · 10 <sup>-4</sup>	4.1 · 10 <sup>43</sup>	1.2 · 10 <sup>-6</sup>
VV 644-4	средний комп. в западной тройке	E	2000-700 вдоль б.о. тройки	"	5000	1.1 · 10 <sup>3</sup>	6.2 · 10 <sup>4</sup>	5.3 · 10 <sup>32</sup>	1544	1.7 · 10 <sup>-5</sup>	1.5 · 10 <sup>43</sup>	4.2 · 10 <sup>-7</sup>

1	2	3	4	5	6	7
VV 731-1	южный комп. гнезда	рес	1500-1300 с запада на восток	1/6	4500	$5.2 \cdot 10^3$
VV 731-2	восточный комп.	рес	4400-1500 с запада на восток	1/2	5500	$1.5 \cdot 10^3$
КП 69а		S	5000-1100	1/3	5500	$4.6 \cdot 10^3$
КП 69б		S	4000-1100	1/2	5000	—
КП 160а		S	1200-400 вдоль б.о.	1/10	7000	$3.3 \cdot 10^3$
КП 160б		S	7300-600 вдоль б.о.	1/2	5500	< 1
КП 258б		S	1900-1400	1/4	7000	—
КП 471а		S	3500-1700	1/7	6000	$8.3 \cdot 10^3$

№	Тип	Часть Галактики	$T_0$	$n_0$	$\Sigma \alpha_{HI}$
VV 1 (NGC 5195)	S	1/50	6000	$1.7 \cdot 10^3$	—
VV 245 (NGC 4038, 39)	рес	вся система	5500	$4 \cdot 10^3$	$10^6$

Таблица 1 (окончание)

8	9	10	11	12	13
$7.4 \cdot 10^4$	$3.4 \cdot 10^{52}$	100000	$8.1 \cdot 10^{-6}$	$3.7 \cdot 10^{42}$	$1.1 \cdot 10^{-6}$
$4.2 \cdot 10^4$	$3.9 \cdot 10^{52}$	11323	$2.9 \cdot 10^{-4}$	$2.7 \cdot 10^{42}$	$7.9 \cdot 10^{-7}$
$6.4 \cdot 10^4$	$1.9 \cdot 10^{52}$	543	$2.5 \cdot 10^{-6}$	$7.6 \cdot 10^{41}$	$2.2 \cdot 10^{-8}$
—	$1.7 \cdot 10^{52}$	504	—	$1.4 \cdot 10^{42}$	$4.2 \cdot 10^{-8}$
$6.6 \cdot 10^3$	$1.6 \cdot 10^{51}$	46	$4.7 \cdot 10^{-7}$	$1.1 \cdot 10^{41}$	$3.2 \cdot 10^{-9}$
$>8.0 \cdot 10^4$	$5.6 \cdot 10^{51}$	155	$2.5 \cdot 10^{-3}$	$1.8 \cdot 10^{47}$	$5.2 \cdot 10^{-8}$
—	$4.9 \cdot 10^{51}$	147	—	$4.1 \cdot 10^{41}$	$1.2 \cdot 10^{-8}$
$1.4 \cdot 10^5$	$8.1 \cdot 10^{52}$	2412	$2.2 \cdot 10^{-6}$	$1.3 \cdot 10^{42}$	$3.8 \cdot 10^{-8}$

Таблица

$L(L_1)$	$N_0$	$\sum \chi_{\text{III}}/L$	$L(L_1)/L$	$N_0 \cdot L$
$1.5 \cdot 10^{50}$	5	—	$8.7 \cdot 10^{40}$	$2.9 \cdot 10^{-9}$
$2.9 \cdot 10^{54}$	87613	$3.2 \cdot 10^{-3}$	$9.4 \cdot 10^{42}$	$3.0 \cdot 10^{-6}$

случае компонент описывался как пекулярный); в четвертом — размеры области (в пс), для которой приводятся данные, и направление (относительно галактики) большего размера; в пятом — какую часть размера всей галактики составляет изученная область; в шестом — электронная температура  $T_e$  (в  $^{\circ}\text{K}$ ); в седьмом — электронная плотность  $n_e$ ; в восьмом — масса ионизированного водорода (в массах Солнца); в девятом — количество  $L_c$ -квантов, ионизирующих газ; в десятом — количество звезд класса O5, необходимых для ионизации газа в галактике; в одиннадцатом — отношение массы ионизированного газа к светимости галактики; в двенадцатом — отношение количества  $L_c$ -квантов, ионизирующих газ, к светимости галактики, в тринадцатом — отношение количества звезд O5 к светимости галактики.

В табл. 3 приведены те же данные, что и в табл. 1, но для изолированных галактик (ИГ). В первом столбце табл. 3 указан номер по каталогу [4]. В табл. 2 приведены данные для взаимодействующих галактик VV 1 (M 51) и VV 245, взятые из работ [24—29] (количество  $L_c$ -квантов, звезд O5 и их отношения к светимости галактики рассчитывались нами способом, изложенным выше, по потокам излучения в линии  $\text{H}\alpha$ ;  $n_e$  и  $T_e$  — по отношениям интенсивностей эмиссионных линий).

Электронная температура у VV и ИГ меняется от  $\sim 5000$  до  $\sim 7000^{\circ}$ . У большинства VV и четырех ИГ электронная плотность  $n_e \approx 10^2 - 10^3 \text{ см}^{-3}$ , а у остальных семи ИГ  $n_e = 1$  или  $n_e < 1$ . По количеству ионизированного водорода (от  $\sim 10^2$  до  $\sim 10^9 M_{\odot}$ ) и его отношению к светимости галактики (от  $\sim 10^{-2}$  до  $\sim 10^{-3}$ ) VV и ИГ не отличаются друг от друга. По отношению количества  $L_c$ -квантов к светимости галактики ( $L(L_c)/L$ ) и взаимодействующие галактики и изолированные разделились на две группы<sup>о</sup>:

*Взаимодействующие<sup>оо</sup>.*

1-я группа: VV 87, 102, 148, 250, 257, 523-1, 572, 644, 731.

Здесь среднее значение  $\overline{L(L_c)/L} = 2.3 \cdot 10^{13}$ , а дисперсия значений  $\sigma = \pm 1.4 \cdot 10^{13}$ .

2-я группа: VV 16, 249, 523-2, 615, 620.

$$\overline{L(L_c)/L} = 1.9 \cdot 10^{12}, \sigma = \pm 1.0 \cdot 10^{12}.$$

<sup>о</sup> Мы не включили в сравнение параметры, полученные для компонентов изолированных пар галактик, так как исследовано всего четыре компонента 3-х «чистых» (не взаимодействующих) пар.

<sup>оо</sup> VV 519, 541 и 261, возможно, являются одиночными галактиками по их виду на красных снимках, полученных автором совместно с А. С. Амирханяном и В. Г. Метловым на, соответственно, 2.6-м и 1.25-м телескопах Бюраканской астрофизической обсерватории и Южной станции ГАИШ.

## ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗОЛИРОВАННЫХ ГАЛАКТИК

№	Тип*	Размер	Часть галактики	$T_e$	$n_e$	$\Sigma R_{HII}$	$L(L_c)$	$N_e$	$\Sigma R_{H I/L}$	$L(L_c)/L$	$N_e/L$
109	S...	2600-160 вдоль б.о.	1/3	5000	$\sim 1$	$2.4 \cdot 10^7$	$1.6 \cdot 10^{32}$	476	$6.0 \cdot 10^{-3}$	$4.0 \cdot 10^{42}$	$1.2 \cdot 10^{-7}$
162	S...	2800-300 вдоль б.о.	1/3	5500	$3.3 \cdot 10^3$	$1.9 \cdot 10^3$	$4.2 \cdot 10^{31}$	123	$9.4 \cdot 10^{-7}$	$2.1 \cdot 10^{42}$	$6.1 \cdot 10^{-8}$
250	SB...	2300-400	1/8	5000	$< 1$	$> 2 \cdot 10^7$	$1.2 \cdot 10^{32}$	357	$> 3.6 \cdot 10^{-3}$	$2.1 \cdot 10^{42}$	$6.3 \cdot 10^{-8}$
383	S...	3000-300 вдоль б.о.	1/4	6500	$1.0 \cdot 10^3$	$1.2 \cdot 10^4$	$7.4 \cdot 10^{31}$	217	$4.8 \cdot 10^{-6}$	$3.0 \cdot 10^{42}$	$8.8 \cdot 10^{-8}$
385	SBb	3300-600 вдоль б.о.	1/2	7000	$< 1$	$> 3 \cdot 10^7$	$1.8 \cdot 10^{32}$	536	$> 2 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{42}$	$3.7 \cdot 10^{-8}$
416	Sb-c	3500-500 вдоль б.о.	1/4	6000	$\sim 1$	$4.3 \cdot 10^4$	$2.7 \cdot 10^{31}$	77	$2.4 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{42}$	$4.4 \cdot 10^{-8}$
464	Sc	1100-200 вдоль б.о.	1/6	5500	$1.1 \cdot 10^3$	$1.6 \cdot 10^3$	$4.9 \cdot 10^{30}$	14	$1.4 \cdot 10^{-6}$	$4.6 \cdot 10^{42}$	$1.3 \cdot 10^{-8}$
481	SO-a	1100-300 под углом 45° к б.о.	1/10	6000	$\sim 1$	$3.1 \cdot 10^4$	$1.9 \cdot 10^{31}$	56	$7.1 \cdot 10^{-4}$	$4.4 \cdot 10^{41}$	$1.3 \cdot 10^{-8}$
502	Sc	700-400 под углом 70° к б.о.	1/25	5000	$\sim 1$	$6.7 \cdot 10^3$	$4.2 \cdot 10^{30}$	11	$6.3 \cdot 10^{-4}$	$3.9 \cdot 10^{41}$	$9.8 \cdot 10^{-9}$
590	Sc	1100-230 под углом 30° к б.о.	1/4	5500	$< 1$	$> 3 \cdot 10^4$	$1.7 \cdot 10^{31}$	49	$> 3 \cdot 10^{-3}$	$1.8 \cdot 10^{42}$	$5.3 \cdot 10^{-8}$
626	Sc	700-300 через ядро и сгущение	1/25	5500	$4.0 \cdot 10^3$	$1.3 \cdot 10^3$	$4.9 \cdot 10^{30}$	14	$2.5 \cdot 10^{-7}$	$0.9 \cdot 10^{41}$	$2.7 \cdot 10^{-9}$

\* Морфологический тип указан в соответствии с каталогом [39].

*Изолированные.*

1-я группа: ИГ 109, 162, 250, 383, 385, 416, 590.

$$\overline{L(L_c)/L} = 2.2 \cdot 10^{12}, \quad \sigma = \pm 1.0 \cdot 10^{12}.$$

2-группа: ИГ 464, 481, 502, 626.

$$\overline{L(L_c)/L} = 3.5 \cdot 10^{11}, \quad \sigma = \pm 1.7 \cdot 10^{11}.$$

Таким образом, у около 70% исследованных взаимодействующих галактик обнаружено повышенное ( $\sim$  в 10 раз)  $L_c$ -излучение по сравнению с изолированными галактиками. Интересно, что почти все VV галактики с повышенным  $L_c$ -излучением оказались очень тесными системами галактик.

Повышенное  $L_c$ -излучение первой группы взаимодействующих галактик нельзя объяснить разными значениями отношения массы к светимости в VV и ИГ. Согласно работе [30], у спиральных галактик, какими в основном являются ИГ,  $\mathfrak{M}/L \approx 4-5$ . У гнезд, цепочек и слившихся взаимодействующих систем  $\mathfrak{M}/L \approx 3-4$  ([31] и [32]). Таким образом, полученный результат можно объяснить либо большим процентом горячих звезд в части взаимодействующих галактик, либо аномальной функцией масс горячих звезд в этих галактиках (большой процент более массивных среди горячих звезд). Для выбора наиболее вероятного из двух механизмов в той или иной группе взаимодействующих галактик необходима информация о показателях цвета, которой, к сожалению, нет в настоящее время в достаточном количестве для исследованных нами взаимодействующих галактик.

Согласно [16], получившиеся у нас отношения интенсивностей эмиссионных линий  $I_{\text{N II } 16584_{48}}/I_{\text{H}}$  и  $I_{\text{S II } 16717_{31}}/I_{\text{H}}$  указывают на отсутствие во взаимодействующих галактиках сильных ударных воли, которые могли бы заставить газ светиться сильнее, чем в результате фотоионизации. Однако более слабые ударные волны, которые могут существовать во взаимодействующих галактиках, могли бы увеличить общий процент горячих звезд в некоторых VV (например, части очень тесных систем) по сравнению с изолированными галактиками, так как согласно, например [33], образование звезд с массами больше солнечной связано с ударными волнами. Существование же зависимостей, подобных описанным в [34]<sup>\*</sup>, указывает на возможность появления галактик с аномальной функцией масс горячих звезд. Возможность существования избытка массивных звезд среди горячих звезд допускалась в [35] для галактик Мар-

\* В больших по размеру молодых звездных скоплениях больше процент массивных звезд.

каряна, а повышенного процента горячих звезд — в VV — в работах [36] и [37], основывавшихся на статистике цветов галактик.

Нам представляется, что повышенное количество  $L_c$ -квантов в некоторых взаимодействующих галактиках по сравнению с изолированными галактиками объясняется и большим процентом горячих звезд в этих VV, и отличием функции масс горячих звезд в них от функции масс горячих звезд в изолированных галактиках.

### 7. Заключение.

1. Электронная плотность в большинстве VV и в 35% ИГ  $n_e \approx 10^2 - 10^3 \text{ см}^{-3}$ , а у 65% ИГ  $n_e \approx 1 \text{ см}^{-3}$  или  $n_e < 1 \text{ см}^{-3}$ .

2. Масса ионизированного газа в VV и ИГ заключена в пределах от  $10^8$  до  $10^9 M_{\odot}$ , а отношение этой массы к светимости галактики (выраженной, как было раньше отмечено, в количестве звезд типа Солнца) — от  $10^{-2}$  до  $10^{-1}$ .

3. По отношению количества  $L_c$ -квантов к светимости изолированные галактики разделились на две группы: а) с  $L(L_c)/L \sim 10^{11}$  и б) с  $L(L_c)/L \sim 10^{12}$ .

4. Обнаружено существование взаимодействующих галактик с отношением  $L(L_c)/L$  в 10 раз большим, чем у изолированных галактик. Это может объясняться как большим процентом горячих звезд, так и большим процентом массивных звезд среди горячих звезд в этих взаимодействующих галактиках по сравнению с изолированными.

Автор выражает глубокую благодарность И. Д. Караченцеву и В. Е. Караченцевой за любезно предоставленную возможность исследовать полученные ими на 6-м телескопе спектры изолированных пар галактик и изолированных галактик, В. Л. Афанасьеву и А. И. Копылову за получение спектров взаимодействующих галактик; В. Е. Караченцевой и А. Л. Щербановскому за большую помощь в обработке регистрограмм спектров на ЭВМ М-222; Б. А. Воронцову-Вельяминову, И. Д. Караченцеву, А. В. Засову, Ю. Н. Ефремову, Р. И. Носковой, В. П. Архиповой, Е. Б. Костяковой, В. Г. Сурдину и М. А. Смирнову за обсуждение и ценные советы.

Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга

PHYSICAL CONDITIONS IN INTERACTING GALAXIES,  
COMPONENTS OF ISOLATED PAIRS AND ISOLATED GALAXIES

V. A. DOSTAL

The spectra of 16 interacting systems (VV), 9 isolated pairs of galaxies and 11 isolated galaxies (IG) obtained with the 6-m telescope are investigated. The electron temperature of gas ( $T_e$ ) in VV and IG varies from  $\sim 5000^\circ$  to  $\sim 7000^\circ$ . The electron density ( $n_e$ ) of gas in VV and in 35% of IG is about  $10^2-10^3 \text{ cm}^{-3}$  while in 65% of IG  $n_e \leq 1$ . The mass of ionized gas  $\Sigma_{\text{HII}}$  and ratio of  $\Sigma_{\text{HII}}$  to luminosity of galaxies are identical in VV and IG. The group of VV galaxies with higher  $L_c$ -radiation compared to isolated galaxies is discovered. This may be explained either by greater content of hot stars in this group of interacting galaxies or by an anomalous mass function of hot stars (excessive number of heavy hot stars).

## ЛІТЕРАТУРА

1. Б. А. Воронцов Вельяминов, Каталог взаимодействующих галактик, ч. 1, М., МГУ, 1959.
2. В. А. Vorontsov-Velyaminov, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 28, 1, 1977.
3. Н. Д. Караченцев, Каталог изолированных пар галактик, Сообщ. САО, вып. 7, 1972.
4. В. Е. Караченцева, Каталог изолированных галактик, Сообщ. САО, вып. 8, 1973.
5. В. А. Афанасьев, А. Л. Щербановский, Сообщ. САО, вып. 16, 25, 1976.
6. N. Mein, *Ann. Astrophys.*, 31, 579, 1968.
7. G. Courtes, R. Louise, G. Mannet, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 3, 222, 1969.
8. L. Baudel, *Astron. Astrophys.*, 8, 65, 1970.
9. L. Searle, *Ap. J.*, 168, 327, 1971.
10. D. Allain, S. Collin-Souffrin, M. Joly, L. Vigroux, *Astron. Astrophys.*, 78, 200, 1979.
11. D. Allain, S. Collin-Souffrin, M. Joly, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 37, 361, 1979.
12. Р. И. Наскова, *Астрон. ж.*, 56, 532, 1979.
13. D. Pequignot, S. M. Aldrovandi, G. Stasinska, *Astron. Astrophys.*, 58, 411, 1977.
14. А. Алтер, У. Дилтер, Планетарные туманности, Мир, М., 1971.
15. M. Brocklehurst, *M. N.*, 153, 471, 1971.
16. Н. С. Балинская, К. В. Бычков, *Астрон. ж.*, 57, 38, 1980.
17. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, *Ap. J.*, 142, 634, 1965.
18. H. L. Johnson, *Comm. Lunar and Plan. Lab.*, 3, No. 53, 73, 1965.
19. А. С. Амирохян, В. А. Досталь, *Астрон. цирк.* № 1171, 4, 1981.
20. В. А. Досталь, В. Г. Метлов, *Астрон. цирк.*, № 1178, 3, 1981.
21. В. С. Авдусова, *Астрон. ж.*, 58, 965, 1979.
22. E. Churchwell, C. M. Walmsley, *Astron. Astrophys.*, 23, 117, 1973.
23. F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, M. Karpowicz, C. T. Kowal, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, v. 1-VI, 1961-1968.

24. J. W. Warner, *Ap. J.*, 186, 21, 1973.
25. M. Pimbort, *Ap. J.*, 154, 33, 1968.
26. P. Benvenuti, S. d'Odorico, *Astron. Astrophys.*, 28, 447, 1973.
27. M. Heckman, B. Balick, P. Crane, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 40, 295, 1980.
28. V. S. Rubin, W. K. Ford, S. d'Odorico, *Ap. J.*, 160, 801, 1970.
29. В. Г. Метлов, *Астрон. ж.*, 55, 1157, 1978.
30. S. M. Faber, J. S. Gallagher, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 17, 135, 1979.
31. В. П. Архипова, В. Л. Афанасьев, В. А. Досталь, А. В. Засов, И. Д. Караченцев, Р. И. Наскова, М. В. Савельева, *Астрон. ж.*, 58, 490, 1981.
32. В. П. Архипова, В. Л. Афанасьев, В. А. Досталь, А. В. Засов, И. Д. Караченцев, Р. И. Наскова, М. В. Савельева, *Астрон. ж.* (в печати).
33. L. F. Smich, P. Bierman, P. G. Mezger, *Astron. Astrophys.*, 66, 65, 1978.
34. G. Burki, *Astron. Astrophys.*, 57, 135, 1977.
35. L. R. Huchra, *Ap. J.*, 217, 928, 1977.
36. R. B. Larson, B. M. Tinsley, *Ap. J.*, 219, 46, 1978.
37. М. А. Смирнов, Б. В. Комберг, *Астрофизика*, 16, 431, 1980.
38. В. Е. Караченцева, И. Д. Караченцев, А. Л. Щербановский, *Изв. САО*, 11, 3, 1979.
39. P. Nilson, *Uppsala Gen. Catalog of Galaxies*, Uppsala, 1973.

УДК 524.7—77—13

НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ  
КОНТИНУУМОМ НА ЧАСТОТЕ 102 МГц

В. А. АРТЮХ, Р. А. КАНДАЛЯН, М. А. ОГАННИСЯН, В. А. САНАМЯН

Поступила 5 октября 1981

Принята в печати 18 марта 1982

Приводятся результаты наблюдений 87 галактик с ультрафиолетовым континуумом на частоте 102 МГц методом мерцаний на неоднородностях межпланетной плазмы. Оценены угловые размеры мерцающих компонентов ряда галактик и построены спектры для 9 объектов в широком диапазоне частот. Обсуждаются некоторые вопросы свойства сейфертовских галактик на низких частотах.

1. *Введение.* Радиоизлучение галактик с ультрафиолетовым континуумом (УФК) изучается в Бюраканской и других обсерваториях более 15 лет. Однако до сих пор данные о радиоизлучении этих галактик в основном были получены в сантиметровом и дециметровом диапазонах, а на метровых волнах они практически отсутствуют. В связи с этим представляет интерес исследование галактик с УФК в метровом диапазоне, с высокой чувствительностью и разрешением, поскольку эти объекты являются слабыми радиосточниками, и в сантиметровом диапазоне волн радиоизлучение наблюдается в основном из ядерных компонентов галактик.

В данной статье приводятся результаты наблюдений УФК галактик на частоте 102 МГц методом мерцаний на неоднородностях межпланетной плазмы.

2. *Методика наблюдений и обработки.* Наблюдения были проведены на Большой синфазной антенне (БСА) Физического института АН СССР им. П. Н. Лебедева в Пущино [1]. Диаграмма антенны имеет размер  $1^{\circ} \times 0.5 / \cos z$ . Максимальная эффективная площадь 20 000 м<sup>2</sup>. Частота приема менялась от 102 до 103 МГц для наблюдения источников в максимуме диаграммы по склонению. Полоса частот приемника составляла 1400 кГц, постоянная времени 0'6. Среднеквадратическая величина шумов при этом составляет  $\sim 0.14$  Ян. Уровень эффекта путаницы  $\sim 1$  Ян.

Обработка проводилась на ЭВМ М-6000 по программе, описанной в [2]. Результатом обработки являлись оценки плотности потока  $S$ , индекс

са мерцаний и временного спектра мерцаний каждого источника. В случае, когда источник был настолько слаб, что оценки этих параметров становились ненадежными, мы приводили верхний предел плотности потока, оцененный визуально по аналоговым записям. Если интегральный поток источника не был обнаружен, но наблюдались сильные мерцания (в момент его кульминации), то оценивались только плотность потока мерцающего компонента и спектр мерцаний. Сопоставляя полученный спектр с теоретическими из работы [3], мы получали оценку углового размера мерцающего компонента источника  $\theta$ , в предположении гауссова распределения яркости.

Используя расчеты [4], по измеренному угловому размеру получаем теоретический индекс мерцаний, принимая, что на частоте 102 МГц мерцания максимальны при солнечной элонгации  $\varepsilon = 24^\circ$ . Отношение измеренного индекса мерцаний к вычисленному дает долю энергии  $R$ , заключенную в мерцающем компоненте. Поток мерцающего компонента  $S_m = SR$ .

Плотности потоков оценивались относительно опорных источников, взятых из 3С-каталога. Обычно ежедневно наблюдались 3—5 опорных источников. Потоки опорных источников на частоте 102 МГц получались путем интерполяции между значениями потоков на частотах 38 МГц [5], 86 МГц [6], 178 МГц [7] и 750 МГц [8]. Плотности потоков на частотах 38 и 178 МГц были увеличены в 1.15 и 1.1 раза соответственно, как рекомендуется в [9, 10].

3. *Результаты наблюдений.* В течение 1980 г. были проведены наблюдения 87 источников из списков галактик с УФК [11—13]. Из 87 галактик 72 являются сейфертовскими (Sy), исследование которых представляет большой интерес, так как они являются объектами с активными ядрами и по многим свойствам занимают промежуточное положение между нормальными галактиками и квазарами.

В табл. 1 приведены результаты наблюдений 12 галактик, где последовательно даны: номер галактики в списках Маркаряна, полный поток на частоте 102 МГц в Янских, поток мерцающего компонента в Янских, угловой размер мерцающего компонента в угловых секундах, солнечная элонгация в градусах, тип галактики [14—18]. В примечаниях приводятся величина среднего межзвездного рассеяния  $\theta_{\text{м}}$ , которое следует учитывать при оценке истинных угловых размеров источника, значение нижнего предела плотности потока  $\Delta S$  мерцающего компонента и комментарий.

В табл. 2 приведены результаты наблюдений 75 галактик, радионизлучение которых не было обнаружено на частоте 102 МГц. Обозначения в этой таблице такие же, что и в предыдущей. Погрешность измерений плотностей потоков для сильных источников ( $S > 5$  Ян) определяется погрешностью абсолютной шкалы потоков ( $\sim 20\%$ ), а для слабых — эффектом путаницы ( $\sim 1$  Ян).

Таблица 1

## ИСТОЧНИКИ С ОБНАРУЖЕННЫМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ

Галактика	$S_{102}$ (Ян)	$S_{\text{н}}$ (Ян)	$\vartheta^{\circ}$	$\varepsilon^{\circ}$	Тип галактики	Примечания*
Марк. 3	4	<0.8	<0.4	50	Sy2	Совпадает с 4С 70.05. $\vartheta_p = 0.08$ .
315	4.4	2.5	0.3	26	Sy1	$\vartheta_p = 0.07$ , мерцания наблюдаются на 1 <sup>м</sup> позме
453	4	<2	<0.1	42	Sy2	Совпадает с PKS 1353-18 $\vartheta_p = 0.05$ .
464	2.5	—	<1	65	Sy1	Слабые мерцания, $\Delta S = 0.4$ Ян, $\vartheta_p = 0.05$
541	1.5	—	—	13	Sy1	Путаница
573	—	2	0.4	33	Sy2	$\vartheta_p = 0.05$ на 1 <sup>м</sup> позме наблюдается не мерцающий источник с $S_{102} = 4$ Ян, возможно OC+072
618	1.8	—	—	36	Sy1	$\Delta S < 0.5$ Ян, на 50 <sup>5</sup> раньше видим мерцания.
783	2	—	<1	56	Sy2	Слабые мерцания, $\Delta S = 0.4$ Ян
883	3	—	—	46	Sy2	им, $\Delta S < 0.5$ Ян
955	3	—	—	25	Sy2	им, $\Delta S < 0.5$ Ян
984	0.6	—	—	39	Sy2	им, $\Delta S < 0.5$ Ян
992	2.6	—	—	22	QSS	им, $\Delta S < 0.5$ Ян, совпадает с B2 0121+31

\* им — источник не мерцает. В тех случаях, когда солнечная элонгация  $20^{\circ} < \varepsilon < 40^{\circ}$ , а мерцания не наблюдались, то  $\Delta S < 0.5$  Ян.

Многие из 87 УФК галактик наблюдались также на других частотах [19—30]. Результаты этих наблюдений были использованы при построении спектров 9 УФК галактик (рис. 1—3). На этих рисунках буквами П, М, Э, В обозначены соответственно: точка полного потока, поток мерцающего компонента, западный и восточный компоненты радиоисточника. Там же приведены номера галактик и значение среднего спектрального индекса в исследуемом диапазоне частот. Если источники не мерцают, а мы сравниваем наши данные с результатами интерферометрических наблюдений [22—25], то наклоны спектральных кривых могут быть несколько завышены по сравнению с истинными, так как диаграмма антенны БСА принимает излучение из большой области, куда могут по-

Таблица 2\*

## ГАЛАКТИКИ С ВЕРХНИМИ ГРАНИЦАМИ ПЛОТНОСТЕЙ ПОТОКОВ

Галактика	$S_{102}$ (Ян)	$z$	Тип галактики	Примечания
1	2	3	4	5
Марс. 1	< 2	51	Sy2	нм
6	< 2	29	Sy1.5	нм
9	< 1	30	Sy1	нм
12	< 1	34		Возможно мерцает
42	< 1	65	Sy1	На 3 <sup>м</sup> позже виден мерцающий источник
50	< 2	49	Sy1	нм, мешает ЗС 273
69	< 1	37	Sy1	нм, из 2 <sup>м</sup> 5 позже наблюдается 4С 29.49
79	< 1	31	Sy1	нм
87	—	55		На 1 <sup>м</sup> позже виден источник, $S_{102} = 10.6$ Ян, $S_M = 1$ Ян, $h = 0.1$
102	< 1	35		нм, с двух сторон от галактики видим мерцающие источники
231	—	48	Sy1	На 1 <sup>м</sup> раньше виден источник $S_{102} = 4.5$ Ян, $S_M = 1.5$ Ян, $h = 0.1$ , мешают ЗС 277.1, 4С 56.20
236	—	60	Sy1	На 1 <sup>м</sup> 5 раньше наблюдается источник $S_{102} = 12$ Ян
268	—	55	Sy2	Мешает ЗС 296, $S_{102} = 2$ Ян, $S_M = 0.3$ Ян, $h = 1^*$ .
270	< 1	84	Sy2	нм
273	—	80	Sy2	На 30 <sup>1</sup> раньше наблюдается источник $S_{102} = 2$ Ян
290	—	78	Sy1	На 2 <sup>м</sup> раньше наблюдается источник $S_{102} = 5$ Ян
291	< 1	44	Sy1	нм
298	—	45	Sy2	Мешает 4С 17.66, $S_{102} = 7$ Ян
304	< 2	25	Sy1	нм, мешает 4С Р 13.82 А и 4С Р 14.88
331	—	30		Наблюдается VRO 20.23.03, $S_{102} = 3$ Ян
335	< 2	24	Sy1	нм
348	< 2	32	Sy2	нм

\* См. примечание в табл. 1.

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5
Марк. 352	<1	29	Sy1	им, мешает В2 0056 + 31
358	<1	24	Sy1	им
372	<2	27	Sy2	им, на 1 <sup>m</sup> раньше наблюдается источник $S_{102} = 3$ Ян, мешает 4С 19.09
374	—	60	Sy1	Мешает 3С 171, 4С 54.12
376	—	26	Sy1	Мешает 4С 45.13, $S_{102} = 16$ Ян, $S_{\text{ш}} = 1.6$ Ян, $b = 0.1$
391	<2	37	Sy1	им
474	<2	60	Sy1	им, путаница
478	—	60	Sy1	им
479	—	33		им, мешает 4С 17.61
486	<2	78	Sy1	им, путаница
504	<2	27	Sy1	им, мешают В2 1657 + 29, В2 1658 + 29
506	—	38	Sy1	Мешает В2 1720 + 30, $S_{102} = 5$ Ян
509	<2	35	Sy1	им, на 25' выше и 30' позже виден источник $S_{102} = 8.2$ Ян
514	<1	35	BL Lac?	им
527	<2	27		им
545	—	36		им, виден протяженный источник $S_{102} = 4$ Ян
584	<2	46	Sy1	им
590	<2	48	Sy1	им
595	<2	22	Sy1	им, путаница
622	—	31	Sy2	им, мешает неотжествленный источник $S_{\text{отт}} = 5$ Ян
668	<2	40	Sy1	им, с двух сторон видны мерцающие источники
673	<1	52	Sy2	им, на 2 <sup>m</sup> 3 позже наблюдается 4С 27.28
686	<1	56	Sy2	им
688	<1	37	Sy1	им
700	—	54	Sy1	им, на 1 <sup>m</sup> 3 позже наблюдается неотжествленный источник $S_{102} = 2.6$ Ян

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5
Марк. 705	<1	14	Sy1	нм
707	<1	14	Sy1	нм
720	<1	16	Sy1	нм
739	<2	33	Sy1	нм
789	—	24	Sy?	нм, на 1 <sup>м</sup> 5 раньше наблюдается 4С Р 11.45 <sub>а</sub>
841	—	40	Sy1	Мешает OR 103, $S_{102} = 3.5$ Ян, $S_M = 1.5$ Ян, $\theta < 0.1$
849	<2	47	Sy1	нм, мешает 4С 28.39
877	—	40	Sy1	нм, мешает 4С 17.68, $S_{102} = 11$ Ян
915	—	9	Sy 1.5	нм, мешает MSH 22—114
938	<2	18	Sy2	нм
945	<2	21	Sy2	нм
957	—	52		Мешает 4С 39.03, $S_{102} = 8$ Ян, $S_M = 4$ Ян, $\theta = 0.4$
975	—	38	Sy1	Мешает 3С 33
991	—	22		Мешает В2 0121+31 (Марк. 992) $S_{102} = 2.6$ Ян
995	<2	37		нм
1014	<2	45	Sy1	нм
1018	<2	47	Sy2	нм
1044	<1	52	Sy1	нм
1073	<2	32	Sy2	нм, мешает 3С 82.1
1095	—	23	Sy1	нм, источник наблюдается на 30 <sup>г</sup> раньше, возможно PRF 272, $S_{102} = 3.5$ Ян
1126	<1	7	Sy2	нм
1127	<1	3	Sy2	нм
1133	<2	36	Sy2	нм, мешает 3С 465
1146	<2	34	Sy1	нм
1157	<1	55	Sy2	нм
1308	<2	29		нм
1325	—	59		нм, мешает 3С 274
1330	<1	31	Sy1	нм

ладать протяженные компоненты источника и соседние очень слабые источники.

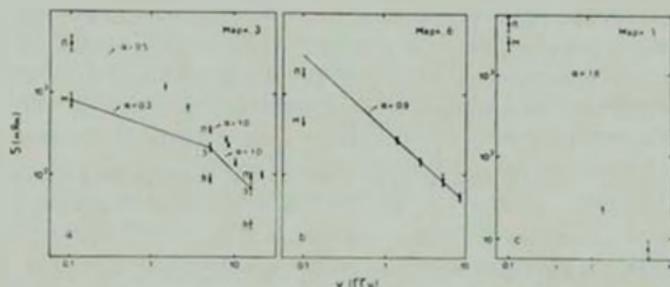


Рис. 1. Спектры галактик Маркарян 3, 6, 315.

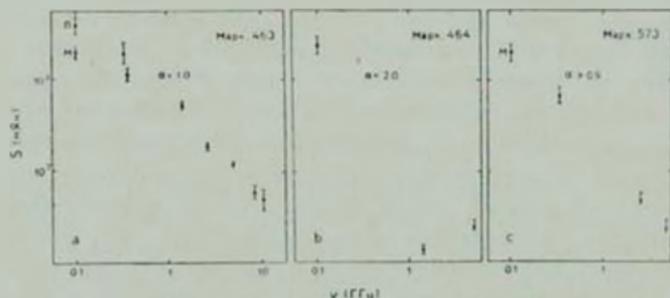


Рис. 2. Спектры галактик Маркарян 463, 464, 573.

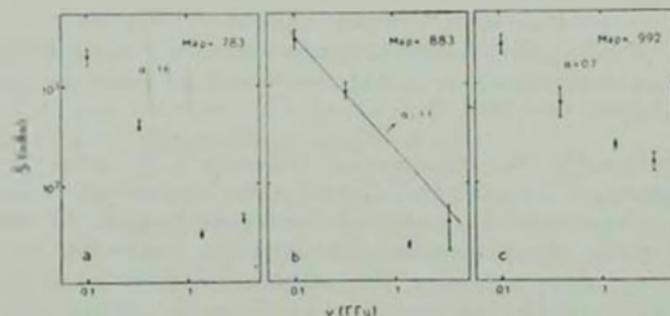


Рис. 3. Спектры галактик Маркарян 783, 883, 992.

*Маркарян 3.* Она хорошо исследована в оптическом, инфракрасном и радио диапазонах [20, 23, 27]. Согласно работе [23] Маркарян 3 являет-

ся двойным радиоисточником. На рис. 1а приведены спектральные кривые интегрального потока и мерцающего компонента этого объекта. Поскольку на частотах 5 и 15.4 ГГц оба компонента источника имеют примерно одинаковые угловые размеры ( $\theta < 0.''5$ ), однако западный компонент является более ярким, чем восточный, то можно предположить, что мерцания на частоте 102 МГц обусловлены западным компонентом двойного радиоисточника. Наши данные подтверждают наличие изгиба интегрального спектра в районе 1 ГГц [23].

*Маркарян 6.* Радиоспектр этого источника хорошо исследован в диапазоне частот 1.4—10 ГГц [20, 22, 24]. По нашим наблюдениям в спектре Маркарян 6 на низких частотах намечается завал (рис. 1б), который может быть обусловлен или синхротронным самопоглощением, или ослаблением синхротронного излучения ионизированной средой (эффект Разина—Цытовича). Согласно [24] угловой размер ядерного компонента этого источника  $\theta < 1''$  на частоте 5 ГГц. Поскольку, на частоте 102 МГц не наблюдается мерцания источника, то значение верхнего предела плотности потока ядра можно снизить до 0.5 Ян ( $> 3z$ ). Тогда завал спектра проявляется еще четче. Если этот завал в спектре обусловлен синхротронным самопоглощением и максимум спектра приходится на частоту 102 МГц, то, принимая значение магнитного поля в источнике  $H = 10^{-4}$  Гс, можно оценить значение верхнего предела углового размера ядра, которое получается  $\theta \geq 0.''02$ , что не противоречит высокочастотным наблюдениям. В случае, когда завал спектра происходит из-за ослабления излучения источника ионизированной средой, что возможно, поскольку в работах [22, 31] отмечается наличие гало и Н II облака вокруг Маркарян 6, то для нижнего предела электронной плотности получается значение  $N_e > 500 \text{ см}^{-3}$ , что согласуется с оценкой  $N_e \sim 800 \text{ см}^{-3}$  для Маркарян 6, полученной из оптических наблюдений [32].

Для подтверждения низкочастотного изгиба в спектре Маркарян 6 необходимы дополнительные наблюдения этого источника на более низких частотах.

*Маркарян 315.* Как видно из рис. 1в спектр [24] этого источника является довольно крутым, что редко встречается среди источников с мерцающим компонентом. Значение яркостной температуры ( $T_0 \sim 4 \cdot 10^2 \text{ К}$ ) мерцающего компонента не превышает предельного значения  $T_s \sim 10^{12} \text{ К}$  для синхротронного источника, обусловленного обратным комптон-эффектом. Следовательно, наблюдаемый крутой спектр не противоречит синхротронному механизму излучения. Однако возможно, что наблюдаемый крутой спектр обусловлен попаданием в диаграмму антенны неоттождественного источника поля, совпадающего по координатам с Маркарян 315.

*Маркарян 463.* Спектр хорошо исследован в широком диапазоне частот [20, 24, 26, 29] (рис. 2а). Значение полного потока на частоте 102 МГц хорошо согласуется со значениями плотностей потоков на других частотах. Спектральный индекс  $\alpha = 1.0$  ( $S \sim \nu^{-1}$ ). Однако низкое значение плотности потока мерцающего компонента радиоисточника указывает на завал спектра Маркарян 463, в предположении, что на высоких частотах в основном наблюдается радиоизлучение точечного компонента источника. Полагая, что завал спектра приходится на частоту 102 МГц и обусловлен синхротронным самопоглощением, получаем оценку углового размера ядерного компонента  $\theta \geq 0.''04$ , что согласуется с измеренным нами значением  $\theta < 0.''1$ .

*Маркарян 464 и 783.* Как и в случае галактики Маркарян 315, удивляет наличие крутых спектров (рис. 2b, 3а) [19, 25, 30] у этих галактик, хотя их яркостные температуры на частоте 102 МГц  $T_s \ll 10^{12}$  К. Возможно, что и в этих случаях наблюдались неотожествленные источники поля.

*Маркарян 573.* Сложная область. Мы смогли зарегистрировать только мерцающий компонент источника. Значение яркостной температуры мерцающего компонента получается  $T_s \sim 2 \cdot 10^9$  К. Значения плотностей потоков (рис. 2с) на других частотах брались из [21, 29].

*Маркарян 883.* Отклонение точки спектра (рис. 3b) на частоте 1.4 ГГц [25] возможно связано с тем, что на этой частоте наблюдения проводились с высоким угловым разрешением и была измерена только ядерная область галактики, а на других частотах приведены интегральные значения плотностей потоков.

*Маркарян 992.* Спектр этого объекта в диапазоне частот 0.102—3.6п ГГц прямолинейный со средним значением  $\alpha = 0.7$  (рис. 3с).

Полученные крутые спектры Маркарян 464, 783, 883 и отсутствие мерцающего компонента позволяет думать, что радиоизлучение на частоте 102 МГц от этих галактик принадлежит гало вокруг источника — ситуация, которая часто встречается на низких частотах.

4. *Обсуждение результатов.* Из 87 галактик с УФК радиоизлучение на частоте 102 МГц обнаружено у 12 объектов. Приведем статистический анализ для оценки числа источников поля, которые могут случайно проектироваться в область наблюдавшихся 87 галактик.

Кривая подсчета источников, полученная на частоте 178 МГц [33], при пересчете на частоту 102 МГц ( $\alpha = 0.8$ ) дает 6600 источников на стерadian с плотностью потока  $S_{102} \geq 1$  Ян. Для антенны БСА ошибки определения координат источников составляют  $5' \times 10'$  ( $\sim 6 \cdot 10^{-6}$  ср). Следовательно, вероятность отождествления (по совпадению координат) кон-

кретного оптического объекта с зарегистрированным радиисточником в 1 Ян составит  $\sim 0.03$ . Тогда среднее число объектов, которые могут быть случайными источниками поля, среди 87 галактик будет  $\sim 3$ . Аналогичные расчеты можно провести для других плотностей потоков. Результаты приведены в табл. 3, где соответственно даны: интервал плотностей потоков, среднее число ( $\bar{n}$ ) объектов поля, наблюдаемое число ( $n_n$ ) объектов и вероятность ( $P$ ) того, что объект будет случайным источником поля.

Таблица 3  
АНАЛИЗ СЛУЧАЙНЫХ ОБЪЕКТОВ

Интервал потоков (Ян)	$\bar{n}$	$n_n$	$P$
$S < 1$	3	1	$1.5 \cdot 10^{-1}$
$1 < S < 2$	0.5	4	$1.6 \cdot 10^{-3}$
$2 < S < 3$	0.2	4	$5.5 \cdot 10^{-5}$
$3 < S < 4$	0.09	2	$3.7 \cdot 10^{-3}$
$4 < S < 5$	0.02	1	$2.0 \cdot 10^{-2}$

При вычислении  $P$  принималось пуассоновское распределение случайных величин. Из табл. 3 видно, что вероятность объекта быть источником поля среди 12 зарегистрированных источников с плотностью потока  $S > 1$  Ян резко падает.

Из 72 сейфертовских галактик 44 являются Sy 1, 26 — Sy 2, а две галактики Sy 1.5. Легко заметить, что среди 12 обнаруженных радиисточников на частоте 102 МГц 11 являются галактиками сейфертовской природы, т. е. примерно 14% этих галактик показывают радиоизлучение больше 1 Ян на указанной частоте.

Приведем некоторые оценки, которые дают представление об активности сейфертовских галактик двух типов на частоте 102 МГц. Для подобных оценок М. А. Аракелян (частное сообщение) был введен параметр

$$K = \lg |P_0 \cdot 10^{\overline{\lg L}}|,$$

(где  $P_0$  — для объектов выборки, которые показывают радиоизлучение,  $\overline{\lg L}$  — среднее значение логарифмов радиосветимостей), который в меньшей степени подвержен эффекту селекции расстояний, чем  $P_0$  и  $L$ .

Для нашей выборки галактик Sy 1 и Sy 2, получаются следующие значения параметра  $K$ :  $K(\text{Sy } 1) = 23.8$  и  $K(\text{Sy } 2) = 24.1$ . В статистическом смысле разница этих двух величин незначима. Следовательно, из наших результатов получается, что галактики Sy 1 и Sy 2 показывают при-

мерно одинаковые степени активности на частоте 102 МГц, хотя, согласно работам [19, 22], на частотах 5 ГГц и 1.4 ГГц процент радиоисточников среди сейфертовских галактик 2-го типа выше, чем среди Sy 1.

Остановимся еще на одной особенности Sy галактик. Речь идет о наличии низкочастотных завалов в спектрах Sy 2 галактик Маркарян 3, 6, 463. Эти объекты имеют значения электронных плотностей,  $N_e \sim 2000 \text{ см}^{-3}$  [32]. Следовательно, если завалы спектров обусловлены ослаблением излучения источника ионизированной средой, то для Sy 1 они должны происходить на высоких (как у галактики Маркарян 668), а для Sy 2 на более низких частотах, так как частота завала  $\nu_m \sim N_e$  и  $N_e(\text{Sy 1}) \gg N_e(\text{Sy 2})$ .

К сожалению, нельзя проводить подобные рассуждения о частотах завалов в спектрах Sy 1 и Sy 2, обусловленных синхротронным самопоглощением, ввиду малочисленности данных об угловых размерах радиоисточников галактик Sy 1 и Sy 2.

В заключение авторы благодарят сотрудников группы эксплуатации БСА за оказанную помощь в наблюдениях. Трое из авторов (Р. А. К., М. А. О., В. А. С.) благодарят также А. Д. Кузьмина за предоставленную возможность наблюдений на БСА.

Физический институт  
им. П. Н. Лебедева АН СССР

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## OBSERVATIONS OF THE GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM AT 102 MHz

V. A. ARTYUKH, R. A. KANDALIAN, M. A. HOVANISSIAN, V. A. SANAMIAN

The results of the interplanetary scintillation at 102 MHz of 87 galaxies with ultraviolet continuum are presented. The angular sizes of the scintillating components for some of the galaxies are estimated. For 9 objects radio spectra are constructed for the wide range of frequencies. The radio properties of Seyfert galaxies at low frequencies are discussed.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Виткевич, А. А. Глушасов, Ю. Т. Ильясов, С. М. Кутузов, А. Д. Кузьмин, И. А. Алексеев, В. Д. Бичин, Г. Ф. Новоленов, Г. А. Павлов, Г. С. Солюмин, М. М. Тяптин, Радиофизика, 19, 1594, 1976.
2. В. С. Артюх, Астрон. ж., 58, 208, 1981.
3. В. И. Шишов, Т. Д. Шишова, Астрон. ж., 55, 411, 1978.
4. M. Mariani, Radio Sci., 10, 115, 1975.

5. P. J. S. Williams, S. Kanderline, J. E. Baldwin, Mem. Roy. Astron. Soc., 70, 53, 1966.
6. В. С. Артюх, В. В. Виткевич, Р. Д. Даикесаманский, В. И. Кожухов, Астрон. ж., 12, 567, 1969.
7. J. D. H. Pilkington, P. F. Scott, Mem. Roy. Astron. Soc., 69, 183, 1965.
8. K. I. Kellermann, I. I. K. Pauliny-Toth, P. J. S. Williams, Ap. J., 157, 1, 1969.
9. R. S. Roger, A. H. Bridle, C. H. Costain, A. J., 78, 1030, 1973.
10. M. P. Veron, P. Veron, A. Wittzel, Astron. Astrophys., 18, 82, 1972.
11. Б. Е. Маркарян, Астрофизика, 3, 55, 1967; 5, 443, 581, 1969.
12. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Астрофизика, 7, 511, 1971; 8, 155, 1972; 9, 487 1973; 10, 307, 1974; 12, 389, 657, 1976.
13. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, Астрофизика, 13, 225, 397, 1977; 15, 201, 363, 549, 1979.
14. D. W. Weedman, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 15, 69, 1977.
15. В. А. Афанасьев, Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, Письма АЖ, 5, 271, 1979.
16. В. А. Афанасьев, В. А. Липовецкий, Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, Астрофизика, 16, 193, 1980.
17. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, Астрофизика, 16, 5, 609, 1980.
18. D. E. Osterbrock, A. T. Koski, M. N., 176, 61P, 1976.
19. R. A. Sramek, H. M. Thomasian, Ap. J., 196, 339, 1975.
20. G. Kojolan, R. A. Sramek, D. F. Dickinson, H. M. Thomasian, C. R. Purton, Ap. J., 203, 323, 1975.
21. G. Kojolan, H. M. Thomasian, D. F. Dickinson, A. S. C. Dinger, A. J., 85, 1462, 1980.
22. A. G. de Bruyn, A. S. Wilson, Astron. Astrophys., 53, 93, 1976.
23. A. S. Wilson, G. G. Pooley, A. G. Willis, E. D. Clements, Ap. J., 237, L61, 1980.
24. A. S. Wilson, A. G. Willis, Ap. J., 240, 429, 1980.
25. E. J. A. Meurs, A. S. Wilson, Astron. Astrophys., 1981 (in press).
26. F. D. Chigo, F. N. Owen, A. J., 848, 78, 1973.
27. W. H. McCutchen, P. C. Gregory, A. J., 83, 566, 1978.
28. В. А. Самаян, Р. А. Кандалян, Астрофизика, 15, 701, 1979; 16, 425, 1980.
29. В. А. Самаян, Р. А. Кандалян, В. Р. Венузолал, Д. С. Багри (в подготовке к печати).
30. В. А. Самаян, Р. А. Кандалян, Г. А. Оганян (в подготовке к печати).
31. E. Ye. Khachikian, D. W. Weedman, Ap. J., 192, 581, 1974.
32. A. T. Koski, Ap. J., 223, 56, 1978.
33. J. F. R. Gower, M. N., 123, 167, 1966.

УДК 524.7—77

## ОБ АКТИВНОСТИ ЯДЕР ГАЛАКТИК В ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ

Г. М. ТОВМАСЯН

Поступила 20 сентября 1981

Показано, что у компонентов пар галактик компактные ядерные радиосточники встречаются около четырех раз чаще, чем у одиночных изолированных галактик. У компонентов двойных галактик также часто наблюдаются расщепленные, звездообразные и звездopodobные ядра (по бюраканской классификации [8—10]), находящиеся в активной фазе своего развития. Полученные результаты находятся в полном соответствии с концепцией В. А. Амбарцумяна об активности ядер галактик и их большой роли в образовании и эволюции галактик.

Нетепловое радионизлучение является одним из следствий открытого В. А. Амбарцумяном [1—3] явления активности ядер галактик. Наиболее мощное радионизлучение наблюдается, как известно, у квазаров. Оно, в среднем, несколько слабее у радиогалактик и еще слабее у сейфертовских галактик. В этом ряду на низшей ступени находятся так называемые нормальные галактики — спиральные и эллиптические. У спиральных галактик радионизлучение наиболее часто обнаруживается и, следовательно, относительно мощнее у тех галактик, у которых имеются оптические признаки активности их ядер [4—7]. Это галактики с расщепленными, звездообразными и звездopodobными ядрами, обозначенными баллами 2s, 5 и 4 по бюраканской классификации [8—10].

С другой стороны, исследование кратных галактик, выполненное В. А. Амбарцумяном [2, 3], указало на неустойчивость кратных галактик и позволило ему прийти к выводу о том, что компоненты двойных и кратных галактик образовались совместно.

Поэтому следовало бы ожидать, что во вновь сформировавшихся двойных галактиках должны наблюдаться и другие проявления активности их ядер и, в частности, — нетепловое радионизлучение.

Рассмотрение еще в 1969 г. автором данной работы частоты встречаемости радионизлучения у галактик, входящих в состав групп и двойных галактик, и у одиночных галактик [11] показало, что радионизлучение у

членов групп и двойных галактик наблюдается около трех раз чаще, чем у одиночных галактик. После этого Аллен и др. [12], Аллен и Салливан [13], Сулентик и Кафтан-Кассим [14] на сравнительно небольшом наблюдательном материале, а также Райт [15] не обнаружили различий в радиоизлучательной способности исследованных ими взаимодействующих пар, тесных групп и цепочек галактик, с одной стороны, и одиночных галактик, с другой стороны. Позже, однако, Сулентик [16], исследовавший радиоизлучение галактик из Атласа пекуляриных галактик Арпа [17], показал, что в кратных системах радиоизлучение наблюдается около трех раз чаще, чем у одиночных галактик. Сулентик указывал также, что такой же вывод следует и из данных Райта [15] при их правильном анализе. Затем, на основе статистического анализа данных о радиоизлучении около 600 двойных галактик, Сток [18] делает аналогичное заключение о том, что встречаемость радиоизлучения у тесных пар галактик около двух раз больше по сравнению с широкими парами и одиночными галактиками.

Во всех рассмотренных выше случаях данные о радиоизлучении галактик были получены при помощи радиотелескопов с относительно небольшим угловым разрешением, что в большинстве случаев не позволяло локализовать области радиоизлучения в наблюдаемых галактиках.

Опубликованный недавно Э. Хаммелом [19] обзор около 500 галактик, выполненный с помощью вестерборкского синтезированного радиотелескопа с угловым разрешением около  $20''$ , позволяющего выявлять компактные ядерные радиоисточники, дает возможность заново вернуться к проблеме частоты встречаемости радиоизлучения у двойных и одиночных галактик.

В настоящей работе представлены результаты подсчетов двойных и одиночных галактик, имеющих компактные (С), а также протяженные (Е) радиоисточники по данным [19]\*. В качестве исходных были использованы каталог изолированных пар галактик Караченцева [21] и каталог одиночных галактик Караченцевой [22]. В каталоге двойных оказалось 46, а в каталоге одиночных галактик — 37 галактик, наблюдавшихся Хаммелом [19]. Среди наблюдавшихся 83 галактик только 7 галактик, входящих в состав пар, не являются спиральными, так что все обсуждаемые ниже результаты относятся, по существу, к спиральным галактикам.

Протяженные радиоисточники были обнаружены у 15 одиночных из 37 наблюдавшихся и у такого же числа галактик — членов двойных систем,

\* Когда эта работа, в основном, была завершена, нами была получена статья Хаммела [20], посвященная той же проблеме и основанная на данных тех же радио-наблюдений [19]. Несмотря, однако, на то, что в обеих работах получены сходные результаты, мы все же решили опубликовать данную работу, во-первых, потому, что Хаммелом использованы другие списки двойных и одиночных галактик (неопубликованные списки ван Альбада), и, во-вторых, потому, что обсуждение полученных результатов дается нами в несколько ином аспекте.

но из 46 наблюдавшихся, т. е. у  $40.5\% \pm 10\%$  и  $32.6\% \pm 8.5\%$  соответственно (ошибки определены по  $\sqrt{n}$ ). Как видим, в отношении наличия у них протяженных радиоисточников между обеими группами галактик почти нет разницы. Положение совершенно иное при рассмотрении компактных ядерных радиоисточников. В этом случае из наблюдавшихся 37 одиночных галактик компактные центральные радиоисточники были обнаружены только у 4, т. е. всего у 11% галактик. Из 46 же галактик, являющихся членами двойных систем, центральные радиоисточники были обнаружены у 20, т. е. у 43.5%. При учете только спиральных галактик процент с центральными радиоисточниками лишь несколько меньше — 38.5%. Таким образом, по сравнению с одиночными галактиками, у компонентов двойных галактик компактные радиоисточники наблюдаются около четырех раз чаще.

Результаты подсчетов сведены в табл. 1. В той же таблице приведены средние лучевые скорости соответствующих групп галактик. В скобках указано количество галактик, по которым проведено усреднение. Значения радиальных скоростей указывают, что галактики во всех четырех указанных группах находятся, в среднем, на одинаковых расстояниях. Иначе говоря, галактики без обнаруженных центральных радиоисточников в среднем находятся не дальше галактик, у которых таковые наблюдаются. Более того, среднее значение радиальных скоростей одиночных галактик без центральных радиоисточников даже наименьшее.

Таблица 1

	Процент галактик с радиоизлучением ядра (С)	Процент галактик с протяженным радиоизлучением (Е)	$V_C$ (км/с)	$V_E$ (км/с)
Двойные галактики	$43.5 \pm 10$	$32.6 \pm 8.4$	1237(18)	1194(22)
Одиночные галактики	$10.8 \pm 5.4$	$40.5 \pm 10.5$	1425(4)	1010(29)

Следует заметить, однако, что, как это следует из рассмотрения табл. 2, обе выборки галактик неполные — в интервалах с увеличивающимися радиальными скоростями количество исследованных галактик уменьшается. Но поскольку обе выборки галактик, как одиночных, так и двойных, одинаковым образом неполны, то это не может существенно сказаться на полученных результатах. Так, относительное число галактик с центральными компактными радиоисточниками заметно больше в случае членов двойных систем в каждом из трех рассмотренных интервалов радиальных скоростей.

Следует обратить внимание и на следующее обстоятельство. При относительно небольших линейных размерах протяженных радиоисточников такие радиоисточники с увеличением расстояний могут наблюдаться как

компактные с небольшими угловыми размерами. Поэтому, казалось бы, что с увеличением расстояний должно расти число галактик с наблюдаемыми в них компактными радиоисточниками и, соответственно, должно уменьшаться число галактик с протяженными радиоисточниками. Рассмотрение табл. 2 не указывает на наличие такого хода. Это означает, что при данном угловом разрешении радиотелескопа этот эффект в пределах тех расстояний, на которых находятся исследованные галактики, еще не сказывается и, следовательно, в основном, все обнаруженные компактные радиоисточники действительно являются ядерными.

Таблица 2

ОТНОСИТЕЛЬНОЕ КОЛИЧЕСТВО ГАЛАКТИК С КОМПАКТНЫМИ (С)  
И ПРОТЯЖЕННЫМИ (Е) РАДИОИСТОЧНИКАМИ

	( $V < 1000$ км/с)	( $1000$ км/с $< V < 2000$ км/с)	( $V > 2000$ км/с)
<b>Двойные галактики</b>			
С	5,16 = (31 ± 14) %	10,19 = (53 ± 17) %	4,8 = (50 ± 25) %
Е	5,16 = (31 ± 14) %	5,19 = (26 ± 12) %	4,8 = (50 ± 25) %
<b>Одиночные галактики</b>			
С	2,21 = (9,5 ± 7) %	3,10 = (30 ± 17) %	1,6 = (17 ± 17) %
Е	11,21 = (52 ± 17) %	1,10 = (10 ± 10) %	3,6 = (50 ± 29) %

Как уже указывалось выше [4—7], радиоизлучение в спиральных галактиках наблюдается большей частью при наличии оптических признаков активности их ядер, т. е. у тех галактик, у которых наблюдаются расщепленные, звездообразные и звездopodobные ядра с баллами 2, 5 и 4. И вот оказывается, что число таких галактик среди двойных заметно больше, чем среди одиночных. Среди членов рассмотренных двойных систем 18 галактик (40%) имеют, согласно Бюраканскому каталогу [23], активные ядра. Среди одиночных таких галактик 10 (27%). В случае же галактик без явных признаков активности, обозначаемых баллами 1, 2 и 3 по бюраканской классификации, положение обратное. Они составляют 73% среди одиночных и 54% среди двойных галактик.

Таким образом, большая частота встречаемости радиоизлучения в двойных галактиках по сравнению с одиночными, а, следовательно, и большая, в среднем, мощность радиоизлучения обусловлены тем, что первые, в полном соответствии с концепцией В. А. Амбарцумяна, более часто обладают активными ядрами.

Активное состояние ядра, как видим, выражается и в том, что его яркость увеличивается, и оно иногда, как в случае галактик с баллами 4 и 5, выделяется на достаточно ярком фоне центральных областей галактики. При недостаточно высокой яркости ядра его присутствие может выражаться, как это показано в [7], повышенном поверхностной яркости га-

дактики и может, очевидно, привести и к повышению интегральной яркости. Именно этим, по всей вероятности, может объясняться то, что средняя светимость галактик в двойных системах, как указано Хаммелом [20], выше (в звездных величинах на  $0.^m4$ ) по сравнению с одиночными галактиками. Этим, по-видимому может объясняться и то, что (по данным настоящей работы) среди галактик, входящих в состав двойных, у одного из членов которых имеется компактный радиисточник, светимость у компонентов с компактными радиисточниками в среднем на  $\sim 0.5$  звездной величины больше. Кроме того, как было показано Г. М. Товмасыном и Э. Ц. Шахбазяном [24], радиоизлучение заметно более часто наблюдается у первых по яркости галактик в группах галактик. Более того, как замечено было многими [15, 24—27], радиоизлучение с большей вероятностью обнаруживается у абсолютно более ярких галактик. Не исключено при этом, конечно, что более активное ядро способствует звездообразованию в галактике, что, в свою очередь, может приводить к увеличению яркости галактики. Известно [28, 29], например, что бурные процессы звездообразования происходят в имеющих активные ядра галактиках Маркаряна с избыточным ультрафиолетовым излучением. Такие же процессы звездообразования, как показано в [30], происходят и во взаимодействующих галактиках.

Таким образом, наличие радиоизлучения и большая яркость галактик являются, по всей видимости, различными проявлениями активности ядра, и поэтому при сравнении частоты встречаемости радиоизлучения у двойных и одиночных галактик, нам кажется, не следует вводить поправку за яркость галактик, как это сделано в работе [20], и, тем самым, искусственно занижать имеющееся различие. Отсутствие различий между двойными и одиночными галактиками при сравнении частоты встречаемости у них протяженных радиисточников убедительно говорит о том, что не гравитационное взаимодействие компонентов является причиной возбуждения этих радиисточников.

Гравитационное взаимодействие в двойных галактиках не может привести к образованию центральных компактных радиисточников, поскольку в противном случае возникает резонный вопрос: как же образовались такие же, правда, несколько менее мощные, радиисточники в одиночных галактиках? И ведь, в конце концов, не гравитационное воздействие обуславливает намного более мощное радиоизлучение радиогалактик и квазаров. Поскольку гравитационное воздействие не может обусловить само возбуждение центральных радиисточников, то это же гравитационное воздействие не может быть привлечено для объяснения обнаруженной Стоком [18] и Хаммелом [20] зависимости частоты встречаемости радиоизлучения от взаимного расстояния между компонентами двойных галактик. Если члены пар и групп галактик, образуются совместно [2, 3] и образуются в результате взрыва первоначального сверхплотного вещества,

то с увеличением возраста галактик и их удалением друг от друга, по всей видимости, убывает и активность их ядер. Следовательно, наблюдаемое уменьшение частоты встречаемости радионизлучения с увеличением расстояния между компонентами двойных галактик с не меньшим успехом может быть объяснено в рамках концепции В. А. Амбарцумяна.

Резюмируя, мы можем отметить, что вероятность обнаружения компактных ядерных радионисточников около четырех раз больше в случае галактик — членов пар галактик по сравнению с одиночными галактиками. Этот факт находится в полном соответствии с концепцией В. А. Амбарцумяна о роли активности ядер галактик в образовании и эволюции галактик.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## ON THE ACTIVITY OF NUCLEI IN DOUBLE SYSTEMS

H. M. TOVMASSIAN

It is shown that in components of pairs of galaxies compact nuclear radio sources are observed about four times more often than in isolated galaxies. Components of double galaxies often have also split, stellar or semistellar nuclei (according to the Byurakan classification [8–10]), which are in an active stage of their evolution. The obtained results are in full accord with Ambartsumian's conception on the activity of the nuclei of galaxies and on their essential role in the formation and evolution of galaxies.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Изв. АН Арм. ССР, сер. ФМЕТ наук, 9, 23, 1956.
2. В. А. Амбарцумян, Изв. АН Арм. ССР, сер. физ.-мат. наук, 11, 9, 1958.
3. V. A. Ambartsumian, A. J., 66, 536, 1961.
4. Г. М. Товмасын, Астрофизика, 2, 419, 1966.
5. Г. М. Товмасын, Астрофизика, 3, 555, 1967.
6. H. M. Tovmassian, Ap. J., 178, L47, 1972.
7. Г. М. Товмасын, Астрофизика, 18, 25, 1981.
8. А. Т. Калоянцян, Г. М. Товмасын, Сообщ. Бюраканской обс., 38, 31, 1964.
9. Г. М. Товмасын, Астрофизика, 2, 317, 1966.
10. V. A. Ambartsumian, Transactions of the IAU, 12B, 578, 1966.
11. Г. М. Товмасын, Сообщ. Бюраканской обс., 40, 57, 1969.
12. R. J. Allen, R. D. Ekers, B. F. Burke, G. K. Mlag, Nature, 241, 260, 1973.
13. R. J. Allen, W. T. Sullivan, Astron. Astrophys., 25, 187, 1973.
14. J. M. Sulentic, M. A. Kaftan Kassim, Ap. J., 182, L17, 1973.

15. *A. E. Wright*, *M. N.*, 167, 251, 1974.
16. *J. W. Sulentic*, *Ap. J. Suppl. ser.*, 32, 171, 1976.
17. *H. Arp*, *Atlas of Peculiar Galaxies*, Pasadena, 1966.
18. *J. T. Stocke*, *A. J.*, 83, 348, 1978.
19. *E. Hummel*, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 41, 151, 1980.
20. *E. Hummel*, *Astron. Astrophys.*, 96, 111, 1981.
21. *Н. Д. Караченцева*, *Сообщ. САО*, 7, 3, 1972.
22. *В. Е. Караченцева*, *Сообщ. САО*, 8, 3, 1973.
23. *Сообщ. Бюраканской обс.*, 47, 43, 1975.
24. *Г. М. Товмасян, Э. Ц. Шахбазян*, *Астрофизика*, 17, 265, 1981.
25. *M. J. Cameron*, *M. N.*, 152, 403, 429, 499, 1971.
26. *A. F. Wright*, *M. N.*, 167, 273, 1974.
27. *E. Hummel*, *Astron. Astrophys.*, 93, 93, 1981.
28. *W. L. W. Sargent*, *Ap. J.*, 159, 765, 1970.
29. *К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян*, *Астрофизика*, 11, 207, 1975.
30. *R. B. Larson, B. H. Tinsley*, *Ap. J.*, 219, 46, 1978.

УДК 524.7—82

О ВОЗМОЖНОСТИ ВЫМЕТАНИЯ ГАЗА ИЗ ГАЛАКТИКИ  
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ДАВЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ АКТИВНОГО  
ЯДРА

В. Г. ГОРБАЦКИИ

Поступила 10 августа 1981

Если светимость ядра галактики в фазе его активности достаточно велика, давление излучения может выметать газ из галактики. Рассматривается течение газа, обусловленное этим процессом, в предположении, что пылевые частицы, увлекаемые излучением, сразу же передают полученное ими количество движения и энергию газу. Оценена величина светимости ядра, необходимая для того, чтобы поддерживать стационарное течение.

1. *Введение.* Активность галактического ядра часто выражается в сравнительно быстром освобождении большой энергии, то есть имеет характер взрыва. Наблюдаемые проявления активности различны. Иногда она сопровождается выбросом струй и, в дальнейшем, образованием «радиолопастей». Другая форма активности, сказывающаяся в сильных движениях газа вблизи ядра, свойственна сейфертовским галактикам. Наконец, активность может проявляться в резком возрастании светимости ядерной области.

Любой достаточно сильный взрывной процесс в ядре должен действовать на содержащийся в галактике газ, вызывая его радиальное движение. Вопросы, связанные с воздействием активности ядра на газ галактики, обсуждались неоднократно (см., например, обзор [1]). В частности, предполагалось, что в результате происшедшей в ядре вспышки образуется мощная ударная волна, при определенных условиях способная вымести газ из галактики. Таким путем пытались объяснить распределение плотности газа с максимумом вдали от центра в спиральных галактиках [2]. С другой стороны, при достаточно сильном увеличении светимости ядра, давление излучения может быть достаточным, чтобы заставить газ галактики двигаться со значительной скоростью наружу. Можно предположить, что именно таким путем при последовательных вспышках ядерной активности и происходит выметание газа из галактик [3]. Следует иметь

в виду, что распространенное представление [4] о потере газа галактикой в результате нагрева газа при вспышках сверхновых, как показано в [3], не оправдывается и нужно искать иные возможности для объяснения дефицита газа в эллиптических галактиках.

В недавнее время у ряда эллиптических галактик обнаружены дискретные оболочки («shells»), находящиеся на расстояниях, в несколько раз больших, чем размеры самой звездной системы [5]. Иногда наблюдаются фрагменты концентрических оболочек. По-видимому, такие оболочки формируются из вещества, выброшенного в результате взрыва в галактике. В качестве одного из возможных механизмов образования оболочек в работе [5] указываются ударные волны.

В данной статье исследуются условия, при которых возможно выметание газа из сферической звездной системы давлением излучения активного ядра галактики, и оценивается необходимая для выметания светимость ядра.

**2. Модель.** Из наблюдений хорошо известно, что межзвездная среда в Галактике крайне неоднородна по плотности и температуре. Вероятно, это имеет место и в других галактиках, но обычно при исследовании таких крупномасштабных явлений, как галактический ветер или действие ударной волны, образовавшейся в результате вспышки активности, неоднородность среды не учитывается. Вместе с тем представляется очевидным, что подобные течения в среде, в значительной доле состоящей из дискретных образований (облаков), должны сильно отличаться от движения более или менее однородного газа.

Давление излучения действует на все частицы — свободные электроны, атомы, молекулы, а также на межзвездные пылинки. Нетрудно показать, что при различных предположениях о светимости ядра, в условиях галактики роль давления излучения на атомы и электроны не является значительной. Вероятно, более существенно давление на молекулы, но при современном состоянии знаний о структуре межзвездной среды даже в нашей Галактике, не говоря о других, этот фактор трудно оценить. Приходится ограничиваться лишь оценками давления, испытываемого пылевой составляющей межзвездной среды.

В сферической галактике температура газа должна быть достаточно высокой для того, чтобы газ не падал в потенциальную яму в центре галактики (см., например, [4]). При значении массы галактики  $M_{gal} = 10^{11} M_{\odot}$  равновесная температура газа  $T$  порядка  $10^4$  К. Присутствие пыли в таких условиях допустить трудно. Однако, если имеются облака с плотностью  $\rho_c$  и температурой  $T_c$ , такие, что  $\rho_c/\rho = s \gg 1$  и  $T_c \approx Ts^{-1}$  ( $\rho$  — плотность газа), то в них вполне возможно наличие пыли и молекул. Будем считать для простоты, что все об-

лака имеют одинаковый радиус  $R$ , величина  $s \gg 1$  для них также одинакова и что в облаках содержится доля массы межзвездной среды, равная  $\tau$ , не очень близкая к единице. Тогда „скважность“  $f$  (коэффициент заполнения пространства облаками) равна  $\tau/s$ .

При содержании пыли в облаке, равном  $q \ll 1$ , ее общее количество в нем составляет  $(4/3)\pi R^3 \tau q$ . Уравнение для радиальной компоненты  $v_r$  скорости облака, движущегося в газе галактики, записывается в следующем виде (в пренебрежении т. н. „присоединенной массой“, допустимом при  $s \gg 1$ , и градиентом давления в окружающем газе):

$$\frac{dv_r}{dt} = \frac{Lk(r)}{4\pi cr^2} - \frac{d\Phi}{dr} - \frac{3}{8} C v_r^2 (Rs)^{-1}. \quad (1)$$

Первым членом правой части учитывается давление излучения от точечного источника со светимостью  $L$ ,  $k(r)$  — коэффициент поглощения пылью на 1 г вещества,  $\Phi$  — потенциал тяготения в галактике. Последний член определяет сопротивление движению,  $C$  — коэффициент сопротивления.

Для величины  $k(r)$  при условии, что пылинки имеют одинаковый радиус  $a$ , плотность их равна  $\rho_d$  и сечение поглощения —  $\pi a^2$ , имеем выражение

$$k(r) = \frac{3}{4} \frac{q}{a \rho_d} = \text{const}. \quad (2)$$

Из (1), пренебрегая силой тяготения, получаем оценку верхней границы возможной для облака радиальной скорости

$$v_r < \frac{1}{r} \sqrt{\frac{LRqs}{2\pi C a \rho_d}}. \quad (3)$$

При значениях  $q = 0.01$ ,  $s = 10^2$ ,  $a = 10^{-3}$  см,  $\rho_d = 3$  г/см<sup>3</sup>,  $C = 1$  и радиусе облака 1 пс

$$v_r \approx 2 \cdot 10^7 \sqrt{L/r} \text{ см с}^{-1}. \quad (4)$$

Соответственно для оценки минимального времени  $t_*$ , требующегося облаку для того, чтобы выйти из галактики с уровня  $r_2 \ll R_{\text{гала}}$  имеем:

$$t_* \approx 2.5 \cdot 10^{-8} \frac{R_{\text{гала}}^2}{\sqrt{L}}. \quad (5)$$

Для галактики, радиус которой равен 15 кпс, даже при крайне высоком значении светимости  $L = 10^{46}$  эрг/с находим:

$$t_* \approx 6.25 \cdot 10^{11} \text{ с} \approx 3 \cdot 10^7 \text{ лет.}$$

Полученная оценка  $t_e$  превосходит время существования облака. Согласно существующим представлениям, межзвездные облака разрушаются при столкновениях друг с другом. Тогда среднее «время жизни» облаков находится из соотношения:

$$t_e = \frac{1}{N_0 Q_{об.} v} \quad (6)$$

где  $N_0$  — число облаков на единицу объема, равное

$$N_0 = \frac{f}{(4,3) \pi R^3} \quad (7)$$

и  $Q_{об.}$  — сечение столкновений. Принимая  $Q_{об.} = \pi R^2$ , получаем для  $t_e$  оценочное выражение:

$$t_e \approx \frac{4}{3} \frac{R}{v} \frac{s}{v} \quad (8)$$

При тех же значениях  $R$  и  $s$ , которые были указаны выше, и полагая  $s = 1/2$ ,  $\bar{v} = 3 \cdot 10^7$  см  $s^{-1}$ , что соответствует равновесной кинетической энергии движения облаков, имеем

$$t_e \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ с} \approx 10^4 \text{ лет.}$$

Некоторая, по-видимому малая, доля вещества облаков при столкновениях переходит в звездную форму, но в какой-то мере это компенсируется потерей газа звездами. Вещество облаков, смешиваясь с межоблачным газом, передает ему энергию и количество движения, полученное за счет действия давления излучения. Поскольку  $t_e \ll t_0$ , то среда с облаками, содержащими пыль, в отношении реакции на лучевое давление может рассматриваться как эквивалентная среде с непрерывным распределением пыли, причем содержание пыли в единице объема такой «эквивалентной среды» составляет  $q\%$ . Нетрудно найти, что оптическая толщина слоя облаков для излучения, идущего от ядра, порядка единицы. Действительно для числа облаков  $\bar{N}$ , находящихся на луче, идущем из центра галактики от расстояния  $r_0$  до ее границы  $r_1$ , имеем

$$\bar{N} = \int_{r_0}^{r_1} \bar{n}(r) dr, \quad (9)$$

где  $\bar{n}(r) \Delta r$  — число облаков в слое от  $r$  до  $r + \Delta r$ , приходящихся на луч зрения

$$\bar{n}(r) \Delta r = \pi R^2 N_0 \Delta r. \quad (10)$$

Из (9), при посредстве (7) и (10), находим:

$$\bar{N} = \frac{3f}{4R} (r_t - r_0). \quad (11)$$

При  $(r_t - r_0)/R \approx 10^4$  и  $f \leq 10^{-1}$  величина  $\bar{N} \leq 10$ . Оптическая толщина облака  $\tau_c$

$$\tau_c \approx \frac{R \bar{N} \sigma}{a^2 \lambda} \quad (12)$$

порядка 0.1. Таким образом  $\bar{N} \tau_c \leq 1$ , и поэтому можно считать, что давление излучения действует на все облака независимо от того, перекрываются они или нет.

3. Уравнения задачи и начальные условия. В соответствии с выводами предыдущего раздела примем, что импульс излучения передается пылевым частицам так, как будто бы они распределены равномерно. Кроме того, как это обычно делается, будем считать, что имеет место полный контакт пылевых частиц с газом, то есть получаемое ими количество движения очень быстро перераспределяется по газу. Тогда уравнения движения газа в сферической галактике записываются в такой форме:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v) = \alpha \rho_0, \quad (13)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{d\Phi}{dr} = \frac{\Delta \rho}{\rho} - \alpha \frac{\rho_0}{\rho} v, \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[ \rho \left( \frac{v^2}{2} + \frac{5}{2} \frac{kT}{m} + \Phi \right) \right] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r^2 \rho v \left( \frac{v^2}{2} + \frac{5}{2} \frac{kT}{m} + \Phi \right) \right] = \\ = \Delta \varepsilon + \alpha \rho_0 (v_0 - 0.5 v^2) - \left( \frac{L}{m} \right)^2 H(T). \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь  $\Phi$  — потенциал тяготения, определяемый уравнением Пуассона,

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho_0, \quad (16)$$

причем предполагается, что он создается только веществом, сосредоточенным в звездах, средняя пространственная плотность которого  $\rho_0 \gg \rho$ . Скорость поступления вещества от звезд в газ (при учете стока межзвездного газа на звездообразование) считается пропорциональной  $\rho_0$ . Через  $L(T)$  обозначена функция высвечивания, определяющая скорость потери газом энергии на излучение, и  $\alpha \rho_0 v_0$  — энергия, поступающая с ве-

ществом, выбрасываемым звездами. Величина  $\Delta_s$  определяется выражением

$$\Delta_s \approx \frac{L(r) \tau}{4\pi cr^2} \quad (17)$$

и в лабораторной системе

$$\Delta_E = v \Delta_s. \quad (18)$$

К системе (13)—(16) добавляется уравнение состояния газа. Решение системы существенно облегчается, если распределение плотности в галактике аппроксимировать достаточно простыми функциями. Аппроксимация четырьмя функциями вида

$$\rho_0(r) = \rho_0(0) (C_1 + C_2 r) e^{-br} \quad (19)$$

для всего интервала  $0 < r < r_1$  дает отличие от аналитического выражения, полученного в [6], порядка 1%. Соответствующее выражение потенциала в относительных единицах представлено графически на рис. 1.

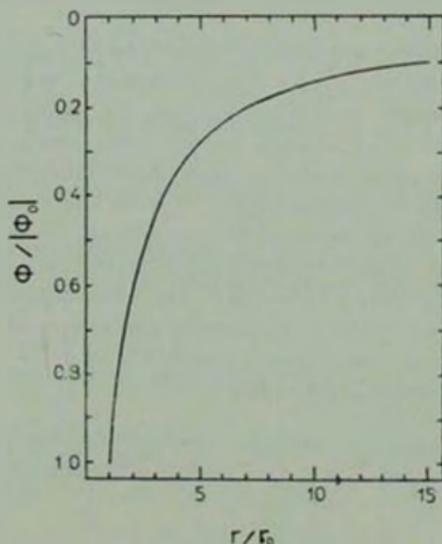


Рис. 1. Зависимость величины  $\Phi$ , аппроксимирующей потенциал галактики, от расстояния до центра (в безразмерных единицах).

Задача о нестационарном галактическом ветре очень сложна. Кроме того, величина  $L$  может сильно меняться со временем, причем форма зависимости  $L(t)$  неизвестна. Поэтому решение нестационарной задачи,

соответствующей реальной ситуации, пока невозможно. В данной работе производится лишь оценка той величины энергии излучения, создаваемого активностью в ядре, которая обеспечивает истечение газа из галактики. Для такой оценки будем рассчитывать стационарное течение при некоторой эффективной светимости  $L$ , определяемой условием

$$\int_{t_0}^{t_1} L(t) dt = (t_1 - t_0) L, \quad (20)$$

где  $t_1 - t_0$  — промежуток времени, в течение которого проявляется активность. Характерное время  $t_*$  установления стационарности равно

$$t_* \approx \frac{4\pi cr_0^2 \bar{v}}{Lk}, \quad (21)$$

где  $\bar{v}$  — среднее значение скорости течения. Имеющиеся данные о продолжительности активной стадии ядер галактик дают основание считать, что  $t_1 - t_0 \geq t_*$  и, во всяком случае, неравенство  $t_1 - t_0 \ll t_*$  не имеет места.

4. *Стационарное течение газа из галактики.* В силу ряда соображений, аналогичных приводимым в [7], можно полагать, что переход через звуковую точку происходит на достаточно малом расстоянии от источника повышенной светимости. Для того, чтобы осуществить переход через скорость звука, нужно выполнение условия  $dT/dr > 0$ , что во внешних областях галактики вряд ли реализуется. Поэтому предполагается, что переход через скорость звука имеет место при  $r < r_0$ , где  $r_0 \ll r_1$ .

Как следует из оценок относительной величины слагаемых, входящих в правые части уравнений (13)–(15), при допустимых значениях  $\alpha$  можно пренебречь содержащими  $\alpha$  членами и для наших целей достаточно ограничиться рассмотрением случая, когда  $\alpha = 0$  и  $H(T) = 0$ .

Вводя безразмерные переменные

$$\frac{r}{r_0} = x; \quad \frac{\dot{r}}{r_0} = g; \quad \frac{v}{v_0} = u; \quad \frac{T}{T_0} = y; \quad \frac{\Phi}{|\Phi_0|} = \varphi \quad (< 0) \quad (22)$$

и обозначая

$$x = \frac{Lk}{4\pi cr_0}; \quad c_0^2 = \frac{5}{3} R^* T_0, \quad (23)$$

записываем систему уравнений, определяющих стационарное движение, в следующем виде:

$$\frac{d}{dx} (x^3 g u) = 0,$$

$$u \frac{du}{dx} + \frac{3}{5} \frac{c_0^2}{v_0^2} \left[ y \frac{d \ln g}{dx} + \frac{dy}{dx} \right] + \frac{|\Phi_0|}{v_0^2} \frac{d\varphi}{dx} = \frac{x}{x^2 v_0^2} \quad (24)$$

$$\frac{d}{dx} \left[ x^2 g u \left( \frac{u^2}{2} + \frac{3}{2} \frac{c_0^2}{v_0^2} y + \frac{|\Phi_0|}{v_0^2} \varphi \right) \right] = \gamma \frac{x u g}{v_0^2}.$$

Параметр  $\gamma$  определяет ту долю энергии, получаемой в результате действия лучевого давления, которая теряется путем излучения. Очевидно, что

$$0 < \gamma < 1.$$

Граничные условия для системы (24) имеют вид:

$$\text{При } x = 1, \quad u = 1, \quad y = 1, \quad \varphi = 1. \quad (25)$$

Величина  $\varphi$ , в соответствии с (19), является известной функцией  $x$ .

При  $\gamma = 1$  решение системы получается в аналитической форме:

$$u^2 - 1 + 3 \frac{c_0^2}{v_0^2} \left( \frac{1}{x^{4/3} u^{2/3}} - 1 \right) = - \frac{2|\Phi_0|}{v_0^2} (1 + \varphi) + \frac{2x}{v_0^2} \left( 1 - \frac{1}{x} \right). \quad (26)$$

При переходе к размерным переменным имеем:

$$v^2 = v_0^2 - 3c_0^2 \left( \frac{r_0^{4/3} v_0^{2/3}}{r^{4/3} v^{2/3}} - 1 \right) - 2|\Phi_0| (1 + \varphi) + 2x \left( 1 - \frac{r_0}{r} \right). \quad (27)$$

Если рассматривать межзвездную среду не как газ, а как совокупность невзаимодействующих частиц и, соответственно, положить  $c_0 = 0$ , то получаем

$$v^2 = v_0^2 + v_{0p}^2 (1 + \varphi) + 2x \left( 1 - \frac{r_0}{r} \right), \quad (28)$$

где  $v_{0p}$  — значение параболической скорости, соответствующее  $r = r_0$ . Отсюда имеем оценку величины  $x$ , при которой такие частицы могут быть удалены из галактики

$$2x > v_{0p}^2 - v_0^2 \quad (29)$$

Соотношение (27) дает соответственно:

$$2x > v_{0p}^2 - v_0^2 - 3c_0^2. \quad (30)$$

Таким образом, при учете газодинамических эффектов потеря газа галактикой возможна при меньшей светимости  $L$ . Это вполне естественно,

так как течение поддерживается не только давлением излучения, но и тепловой энергией, содержащейся в газе. При  $r \rightarrow \infty$  тепловая энергия переходит в кинетическую и соответственно величина  $\epsilon$  уменьшается с расстоянием.

По предположению  $v_0 > c_0$ , а  $\epsilon_0 < \epsilon_{00}$ , где  $\epsilon_{00}$  определяется из условия равновесия газа в поле тяготения,

$$\epsilon_{00}^2 \approx \frac{5}{3} |\Phi_0|. \quad (31)$$

Минимальная величина  $\chi$ , определяемая по (30), в несколько раз меньше, чем получаемая из (29).

Решение системы (24) при  $\gamma < 1$  в аналитической форме получить не удастся. Из третьего и первого уравнений системы находится соотношение

$$u^2 - 1 + \frac{3c_0^2}{v_0^2} (y - 1) = - \frac{2|\Phi_0|}{v_0^2} (1 + \varphi) + \frac{2\gamma x}{v_0^2} \left(1 - \frac{1}{x}\right), \quad (32)$$

из которого следует, что величина  $L$ , требуемая для удаления газа на бесконечность при  $\gamma < 1$  должна, вообще говоря, быть больше, чем при отсутствии потерь энергии на излучение. Результаты численного решения системы при  $\gamma = 1/2; 3/4$ ,  $v_0 = \sqrt{|\Phi_0|/2}$ ,  $c_0 = \sqrt{|\Phi_0|/3}$  для  $|\Phi_0| = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^2 \text{ с}^{-2}$ ,  $x = 1.2 |\Phi_0|$ , представлены графически на рис. 2 вместе с решением при  $\gamma = 1$  и той же величине остальных параметров. Как видно из сравнения этих решений, распределения газодинамических параметров существенно зависят от величины  $\gamma$ . Однако в общем характер движения одинаков.

Приведем некоторые численные оценки. Если положить  $\mathfrak{M}_{\text{газ}} = 10^{11} \mathfrak{M}_\odot$ ,  $r_0 = 1$  кпс,  $R_{\text{газ}} = 15$  кпс, то  $|\Phi_0| = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^2 \text{ с}^{-2}$ , тогда, согласно (30),  $x \approx 10^{15} \text{ см}^2 \text{ с}^{-2}$ . Это соответствует величине  $Lk > 1.2 \times 10^{18} \text{ см}^4 \text{ с}^{-3}$ . Для  $k$  выражение (2) дает значение  $(10^2 + 10^3) \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$ . Поэтому величина  $L$  должна лежать в пределах

$$10^{15} \leq L \leq 10^{18} \text{ эрг с}^{-1}.$$

Рассматриваемая модель галактики содержит около 40% полной массы внутри радиуса  $r_0 = 1$  кпс. Соответственно, отношение  $L/\mathfrak{M}$  для ядра получается равным  $10 \div 100$ . Освобождение энергии активного ядра происходит, по всем данным, в гораздо меньшем объеме, но область, где осуществляется переход этой энергии в оптическое излучение, может иметь существенно большие размеры. При условии, что повышенная светимость имеет место в течение нескольких миллионов лет и общая энергия излучения порядка  $10^{50} - 10^{60}$  эрг, из галактики может быть выметена масса по-

рядка  $(10^{-2} + 10^{-1}) \mathcal{M}_{\text{гала}}$ . Такое количество газа накапливается за счет выброса его из звезд за сотни миллионов лет, и в том случае, когда интервалы между вспышками ядерной активности того же порядка, практически весь газ должен выметаться из галактики.

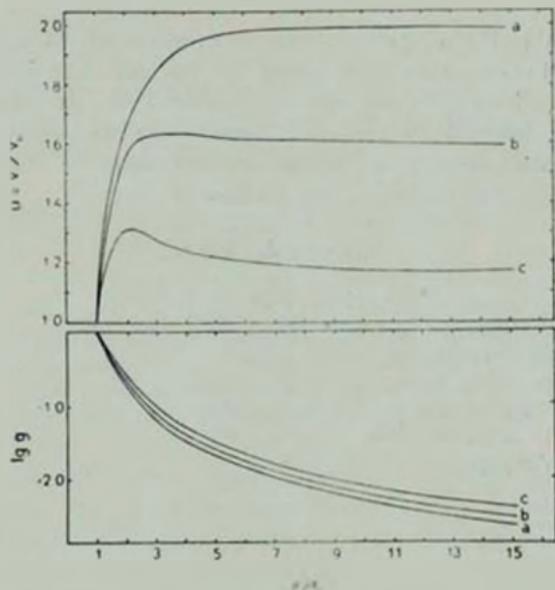


Рис. 2. Распределение безразмерной скорости ( $u$ ) и плотности ( $\rho$ ) в стационарном потоке при  $v_0 = |\Phi_0|/2$ ,  $c_0/v_0^2 = 1/2.3$ ,  $\kappa = 2.4v_0^2$ : а)  $\gamma = 1$ ; б)  $\gamma = 3/4$ ; в)  $\gamma = 1/2$ .

В заключение заметим, что сделанные оценки весьма приближенные и составить правильное представление о выметании газа под действием давления излучения можно только рассмотрев нестационарное течение. Тем не менее, полученные выводы дают основание для того, чтобы предпринять более детальные расчеты движения газа в активных галактиках.

Численные расчеты в данной работе были выполнены Ю. К. Виноградовой и Н. Я. Сотниковой, которым автор выражает за это искреннюю признательность.

Ленинградский государственный университет

ON THE POSSIBILITY OF SWEEPING OF INTERSTELLAR GAS  
FROM A GALAXY BY ACTIVE NUCLEUS  
RADIATION; PRESSURE

V. G. GORBATSKY

If the luminosity of galactic nucleus in phase of its activity is great enough, radiation pressure may sweep off the gas from the galaxy. The gas flow induced by this process is considered on the assumption that dust particles dragged by radiation immediately transfer the momentum and energy obtained to gas. Estimations are made of luminosity values that are necessary to maintain the stationary flow.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Кожберг, Препринт ИКИ АН СССР № 539, М., 1979.
2. С. А. Силич, П. И. Фомин, Препринт ИТФ-80-27Р, Киев, 1980.
3. В. Г. Горбацкий, *Астрофизика*, 15, 637, 1979.
4. W. G. Mathews, J. S. Baker, *Ap. J.*, 170, 241, 1971.
5. D. F. Malin, D. Carter, *Nature*, 285, 643, 1980.
6. I. R. King, *A. J.*, 71, 64, 1966.
7. И. Ф. Мелов, *Астрофизика*, 10, 575, 1974.

УДК 524.7—77—56

ОПТИЧЕСКАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ И РАДИОСТРУКТУРА  
ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ.  
СВИДЕТЕЛЬСТВО РЕКУРРЕНТНОСТИ АКТИВНОСТИ

В. А. ГАГЕН-ТОРН, И. И. ШЕВЧЕНКО

Поступила 29 сентября 1981

Принята к печати 18 марта 1982

Сопоставление амплитуды оптической переменности, принятой за меру активности внегалактического объекта, и размера связанного с ним радионисточника, указывающего на его «возраст», дает характерную картину с двумя максимумами. Этот график представляет собой наблюдательное свидетельство рекуррентности активности.

1. *Введение.* Проблема активности внегалактических объектов остается с начала 60-х годов одной из центральных проблем астрофизики. Исследованию активности посвящено множество работ. Одним из важных результатов этих работ является поддерживаемое большинством астрономов (в основном на основании энергетических и статистических соображений) представление о том, что фаза активности охватывает сравнительно короткий период в жизни внегалактического объекта. Пока еще совсем неясно, однако, на каком этапе эволюции объект становится активным и повторяются ли периоды активности. Поэтому представляет интерес сопоставление некоторых параметров, характеризующих «возраст» объекта, с параметрами, характеризующими его активность.

В качестве параметра, характеризующего возраст объекта, можно использовать размер связанного с ним радионисточника, поскольку сейчас нет сомнений в том, что радиокомпоненты выбрасываются из центрального объекта и, следовательно, тем более удалены от него, чем большее время прошло с момента выброса. С другой стороны, одним из важнейших проявлений активности внегалактического объекта является его оптическая переменность. Поэтому сопоставление свойств переменности с размерами радионисточников может оказаться полезным для выяснения вопроса о локализации во времени периода (или периодов) активности. Проведению такого сопоставления и посвящена настоящая работа.

2. Данные о переменности и определение линейных размеров радиоисточников. Подбор фактического материала для этого сопоставления представляет некоторые трудности, так как, насколько нам известно, нет наблюдательных работ, в которых специально изучалась бы структура всех переменных в оптике радиоисточников или проводилось бы детальное исследование их переменности большой выборки радиоисточников с известной структурой. Поэтому наша выборка не свободна от эффектов селекции, хотя мы и постарались включить в нее все объекты с радиоструктурой типа D1 (двойные) и T (тройные) по классификации Майли [1], для которых имеются сведения о фотометрическом поведении в оптике. Выбор источников с такой структурой обусловлен тем, что для большинства из них при определенных предположениях имеется возможность перейти от расстояний между компонентами в проекции на картинную плоскость к истинным расстояниям.

В качестве индекса оптической активности использовалась максимальная надежно зафиксированная амплитуда изменений блеска  $\Delta m$ . Под  $\Delta m$  обычно подразумевается  $\Delta B$ , хотя иногда использовались данные и для других спектральных полос. Эти различия не играют существенной роли, поскольку обычно величины  $\Delta B$  и, например,  $\Delta V$ , выводимые из параллельных наблюдений, близки [2, 3]. Отчасти поэтому мы не внесли поправок за красное смещение, хотя диапазон красных смещений у объектов нашей выборки велик.

Исходные сведения об объектах выборки приведены в первых пяти столбцах табл. 1: в первом — название объекта, во втором — красное смещение, в третьем — амплитуда переменности и указание на то, откуда она взята, в четвертом — угловой размер радиоисточника и литературная ссылка, в пятом — тип радиоструктуры. В таблице имеется несколько компактных разрешенных источников (C) с размерами более 0,"1. Остальные столбцы таблицы имеют отношение к выводу истинных линейных размеров источников. К этому мы сейчас и перейдем.

Примем модель [21], согласно которой радиокомпоненты источника типа D1 или T удаляются от центрального объекта в противоположные стороны с одной и той же релятивистской скоростью (приемлемость такой модели для источников D1 и T из полной выборки каталога 3CR показана в [12]). В этом случае в зависимости от ориентации оси источника относительно луча зрения будет появляться видимая асимметрия в положении компонентов относительно центрального объекта. За параметр, характеризующий асимметрию, принимается отношение углового расстояния от центрального объекта до более удаленного компонента к расстоянию до менее удаленного. Связь между углом наклона  $\theta$  оси источника к лучу зрения, скоростью выброса  $v = \beta c$  ( $c$  — скорость света) и параметром асимметрии  $\phi$  дается выражением [21]

## СВЕДЕНИЯ ОБ ОБЪЕКТАХ ВЫБОРКИ

Таблица 1

Объект	$\epsilon$	$\Delta m$	$\varphi$	Тип источника	$q$	$D_{пр}$ (япс)	$D$ (япс)
3С 9	2.012	0.3 [4]	10 [12]	D1	1.15	60	70
47	0.425	0.2 [4]	69 [12]	T	1.12	420	430
175	0.768	0.4 [5]	48 [12]	T	1.29	350	400
181	1.382	0.6 [6]	5.9 [12]	D1	1.09	40	40
196	0.871	0.5 [4]	5 [12]	D1	1.25	40	40
204	1.112	0.1 [4]	31 [12]	T	1.08	230	230
249.1	0.311	0.3 [4]	23 [12]	T	2.10	120	150
263	0.643	2.0 [4]	44 [12]	T	1.83	310	390
268.4	1.400	0.4 [4]	10.2 [12]	T	1.28	70	80
323.1	0.264	2.0 [4]	68.2 [13, 14]	T	1.38	330	440
336	0.927	0.1 [4]	21.7 [12]	T	1.67	160	160
432	1.605	0.1 [7]	13 [12]	D1	1.51	90	160
93	0.357	1.1 [6]	26.9 [15]	D1	1.58	150	430
94	0.962	0.1 [4]	41.5 [16]	D1	1.52	300	550
267	0.683	0.8 [8]	8.4 [13, 14]	T	1.28	60	70
208	1.109	0.1 [8]	11 [12]	T	1.42	80	120
243	1.699	0.1 [8]	11.7 [15]	D1	1.45	80	120
246	0.344	0.1 [5]	83 [16]	D1	1.30	460	550
109	0.305	0.4 [4]	50 [12]	T	1.17	470	500
227	0.0861	0.7 [6]	178 [17]	D1	1.17	380	460
390.3	0.0569	1.9 [2]	213 [14, 18]	T	1.39	310	430
270.1	1.519	0.1 [4]	12 [19]	D1	—	50	110
275.1	0.557	0.4 [8]	14 [19]	D1	—	90	120
334	0.555	1.2 [6]	48 [19]	T	—	320	410
351	0.371	1.3 [4]	59 [20]	T	—	330	423
4С 18.34	1.401	0.4 [8]	22.3 [15]	T	1.09	160	160
19.30	0.658	0.2 [8]	22.3 [15]	D1	1.26	160	180
45.38	0.203	0.1 [8]	95 [16]	D1	1.26	490	560
14.31	0.896	0.1 [8]	40 [16]	T	1.44	290	410
25.40	0.268	0.4 [10]	67 [16]	T	1.01	320	320
60.34	0.907	1.0 [6]	30 [16]	T	1.54	220	470
09.31	0.366	0.1 [6]	54 [16]	T	1.50	310	560
2135—147	0.200	1.3 [4]	100 [17]	D1	1.64	400	410
3С 43	1.459	0.9 [11]	3 [15]	C	—	30	30
18	0.367	0.4 [1]	0.5 [15]	C	—	0	0
191	1.952	0.1 [4]	2.6 [15]	C	—	20	20
216	0.670	0.6 [11]	2.2 [15]	C	—	20	20
380	0.691	0.8 [7]	1.2 [15]	C	—	10	10
454	1.757	0.8 [7]	6.5 [15]	C	—	0	0

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta} \frac{q-1}{q+1}. \quad (1)$$

Таким образом, приняв некоторое разумное значение  $\beta$  и измерив параметр  $q$ , можно определить угол  $\theta$ . Значения параметра  $q$  для объектов нашей выборки приведены в шестом столбце табл. 1. Частично они взяты из литературы, а частично определены нами по опубликованным радиоданным. В качестве величины  $\beta$  примем одно и то же для всех источников значение  $\beta_{cr} = 0.24$ , соответствующее обрыву в распределении величины  $q$  при  $q = 1.6$  [12]. Это предельное значение скорости разлета, но, по-видимому, оно не сильно отличается от ее среднего значения.

По угловым размерам и красному смещению можно найти линейные размеры в проекции на картинную плоскость  $D_{пр}$  и затем, определив по (1) угол  $\theta$ , истинный линейный размер источника  $D = D_{пр}/\sin \theta$ . Мы использовали при вычислениях значение постоянной Хаббла  $H_0 = 50$  км/с/Мпс. По стандартным формулам для полностью однородной Вселенной [22] для трех значений параметра замедления  $q_0 = 0.0; 0.5$  и  $1.0$  были найдены значения  $D_{пр}$ , а затем  $D$ . Результаты для  $q_0 = 1.0$  приводятся в седьмом и восьмом столбцах табл. 1. В тех случаях, когда параметр асимметрии отсутствует, либо превосходит предельное значение 1.6, при переходе от  $D_{пр}$  к  $D$  использовалось среднее по сфере значение  $\sin \theta$ , т. е. считалось, что  $D = (4/\pi) D_{пр}$ .

3. *Обсуждение результатов.* а) *Общий вид зависимости.* Графическое представление результатов сопоставления  $\Delta m$  с  $D$  для трех значений  $q_0$  дается на рис. 1а, б, в. На рис. 1д  $\Delta m$  сопоставляется с величиной  $(1/\pi) D_{пр}$  для случая  $q_0 = 1.0$ . На всех графиках жирная прямая, идущая по оси ординат, представляет компактные радиисточники с угловыми размерами  $< 0.1$ . Амплитуды изменения блеска у них обычно заключены в пределах от  $1^m$  до  $6^m$  (хотя среди них встречаются и непременные), а линейный размер можно считать нулевым.

Сравнение рис. 1а, б, в показывает, что характер зависимости почти не зависит от принятого значения  $q_0$ . На всех трех графиках имеется высокий максимум при  $D = 0$ , затем провал и второй максимум при  $D \approx 400-500$  кпс. Второй максимум оказывается более узким на графике для  $q_0 = 1.0$ , и в дальнейшем мы будем обсуждать этот график.

Отметим следующие три обстоятельства. Во-первых, при значениях  $\beta < \beta_{cr}$  (напомним, что  $\beta_{cr}$  представляет собой согласно [12] верхний предел) точки на графике должны смещаться в сторону больших  $D$ . Это может привести к некоторому размытию второго максимума, но провал в области до  $D = 400$  кпс по-прежнему останется. Во-вторых, точки, соответствующие объектам, для которых размер получен с использованием

среднего значения  $\sin \theta$  (точки), никак не выделяются по своему местоположению среди остальных точек (крестики). В-третьих, имеет место непрерывный переход от разрешенных компактных источников (кружки) к источникам типа D1 и T.

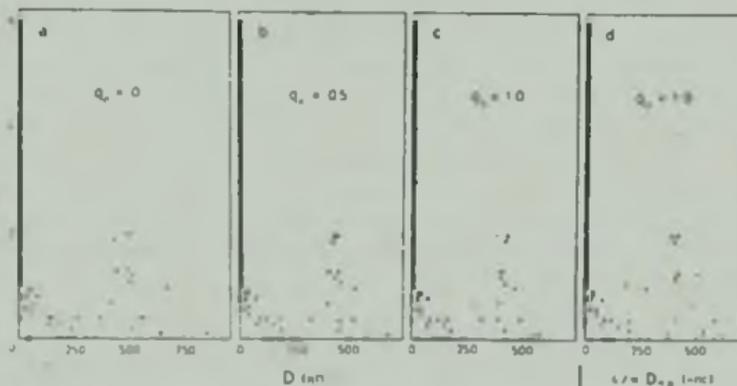


Рис. 1. Результаты сопоставления  $\Delta t$  с  $D$  в случае релятивистского разлета компонентов при трех значениях  $q_0$  (a, b, c) и результат сопоставления  $\Delta t$  с  $D_{\text{ар}}$  (d).

б) *Рассмотрение эффектов селекции.* В нашу выборку, которая в общем невелика (39 объектов), мы включили, по-первых, все объекты типов D1 и T с надежно установленными размерами, для которых нам удалось найти фотометрические данные, и, во-вторых, ряд разрешенных компактных объектов с хорошо изученным фотометрическим поведением. Очевидно, эта выборка не является полной и необходимо проверить, не является ли характерный вид графиков на рис. 1a, b, c следствием эффектов селекции.

На рис. 2a, b представлены ничем особенным не примечательные распределения объектов нашей выборки по красному смещению  $z$  и угловому размеру  $\psi$ . Получающееся распределение объектов по величине  $D_{\text{ар}}$  представлено на рис. 2c. Обращает на себя внимание сходство графиков на рис. 2c и 1c. Возникает вопрос, не обусловлено ли наличие второго максимума на рис. 1c просто тем, что здесь находится больше объектов, чем в соседних областях, и среди этого большего количества объектов нашлись объекты с большой амплитудой изменения блеска. Для того, чтобы ответить на него, рассмотрим распределение объектов выборки по амплитуде изменения блеска. На рис. 3a, b, c, d представлены эти распределения для всех объектов выборки (3a) и для объектов с размером  $D$ , заключенным в трех интервалах, один из которых приходится на максимум (3b), а два на провалы (3c, d). Видно, что характер распределения на рис. 3a, c, d в общем один и тот же, а на рис. 3b коренным образом отличается. Если для

выборки и рис. 3) найти долю объектов, приходящихся на каждый из пяти выбранных интервалов амплитуды изменения блеска, и посмотреть, сколько объектов должно приходиться на эти интервалы для выборок рис. 3с, д,

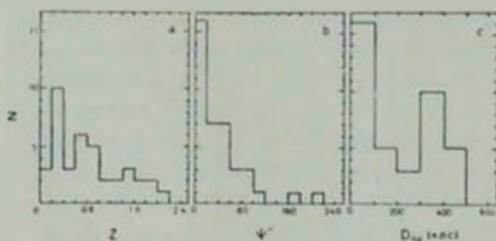


Рис. 2. Распределения объектов выборки по красному смещению (а), угловому размеру (б) и величине  $D_{пр}$  (с).

то получатся результаты, нанесенные на этих графиках пунктиром. Ясно, что они не имеют ничего общего с наблюдаемыми. Таким образом, второй максимум на рис. 1с, по всей вероятности, не есть результат эффектов селекции.

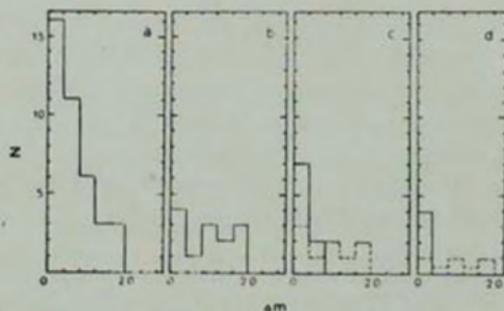


Рис. 3. Распределение объектов выборки по величине  $\Delta m$ : а) для всей выборки; б) для  $D$  в интервале 390—500 кпс; с) в интервале 100—200 кпс; д) в интервале 500—600 кпс. Пунктир — ожидаемое распределение для интервалов с) и д) в случае, когда форма его задается гистограммой б).

с) *Интерпретация.* Наличие второго максимума на рис. 1с должно рассматриваться как наблюдательное свидетельство рекуррентности активности центрального объекта. Действительно, выброс радиоконпонентов — примечательное явление в жизни источника (хотя бы по энергетике), так же, как и оптическая переменность, появляющаяся, когда радиоконпоненты удаляются на расстояние  $D \approx 420$  кпс. В обоих случаях объект является активным. Промежуток времени между этими периодами ак-

тивности в принятой нами модели составляет  $t = D/2\beta_{rel}c = 3 \cdot 10^4$  лет. Продолжительность периода активности, соответствующая второму максимуму,  $\approx 0.5 \cdot 10^4$  лет.

Естественно считать, что во время выброса радиокомпонентов источник активен и в оптике. Тогда график на рис. 1с позволяет предложить следующую эволюционную схему. Первый максимум (на нулевом размере) описывает оптическую активность во время выброса радиокомпонентов. Затем она быстро спадает (за время  $\sim 0.5 \cdot 10^4$  лет в нашей модели), объект «затихает» и начинает «копить силы» к следующему этапу активности.

В принципе возможна и другая интерпретация этого графика. Объекты, образующие первый и второй максимумы, могут быть просто объектами разной природы. Нам эта возможность представляется менее вероятной по двум обстоятельствам. Во-первых, как мы отметили в пункте а), имеется непрерывный переход от объектов типа D1 и T к компактным разрешенным объектам, переход от которых к неразрешенным компактным объектам также происходит непрерывно. Во-вторых, если объекты первого максимума — объекты особой природы, то каковы же оптические проявления активности объектов в период выброса радиокомпонентов?

г) *Выброс с нерелятивистскими скоростями.* В последнее время были опубликованы работы (например, [23]), в которых ставится под сомнение разлет радиокомпонентов с релятивистскими скоростями. Если это верно, и скорости разлета нерелятивистские, мы вынуждены ограничиться рассмотрением графика на рис. 1d. Ясно, что поскольку разворот отдельных источников не произведен, картина, даже если она четкая для истинных размеров, будет замыта. Тем не менее рис. 1d показывает сходство с рис. 1с. На нем также имеется второй максимум при  $D \approx 420$  кпс и провал между первым и вторым максимумами (в который попадают, правда, два объекта).

В нерелятивистском случае асимметрия источников скорее всего указывает на то, что скорости компонентов (если они выброшены одновременно) различны. Если считать, что импульсы (или энергии), сообщаемые компонентам, одинаковы, то более близкий к центральному источнику компонент должен быть более массивным. Действительно, наблюдения показывают, что более близкий компонент имеет большую плотность потока [24].

Начальные скорости выбросов все же должны быть достаточно велики ( $v_n \approx 0.01 c$ ), чтобы компоненты могли удалиться на расстояние порядка 500 кпс от центрального источника. Если пренебречь торможением и допустить постоянство суммарных масс и энергий выбросов, то, как можно показать, время, прошедшее с момента выброса до достижения размера  $D_{пр}$ , будет с точностью до 2% таким же, как в случае симметричного выброса. Поэтому оценка времени между периодами активности будет:

$$t = \frac{D_{пр}}{2v_n} \leq 10^4 \text{ лет.}$$

Учет торможения в межгалактической среде, разумеется, увеличит это время, но порядок величины останется тем же.

Асимметрия может, вообще говоря, объясняться и непрямолинейностью выбросов при малых углах наклона между направлением выбросов и лучом зрения. Оба объекта, попадающие в провал на графике рис. 1д, обладают большим параметром асимметрии. Если приписать ее непрямолинейности выбросов, то угол  $\theta$  для этих объектов должен быть мал. Поэтому деление  $D_{пр}$  на среднее значение  $\sin \theta$  дает заниженный размер. При правильном развороте точки, соответствующие этим объектам, как и на рис. 1с, окажутся вблизи области второго максимума.

д) Следствия эволюционной интерпретации соотношения между  $\Delta t$  и  $D$ . Известно, что активные внегалактические объекты составляют  $\sim 1\%$  от общего их числа. Если считать, что истинное значение продолжительности активной фазы близко к полученной нами верхней границе, то период спокойствия превосходит ее всего на порядок. Поэтому рекуррентная активность, по всей вероятности, не может продолжаться в течение всего времени жизни объекта. Наши результаты не дают прямого указания на то, на каком именно этапе эволюции (начальном, промежуточном или конечном) объект становится активным. Однако из соотношения между высотами максимумов следует, что после наступления этого этапа активность постепенно уменьшается, так что максимум активности не приходится на самую конечную фазу эволюции.

4. *Заключительные замечания.* В заключение сделаем несколько замечаний.

а) Представляет несомненный интерес сопоставление ряда характеристик объектов, находящихся в разных циклах активности. На мысль о существовании различий между ними наводят результаты работы Майли и Миллера [25], обнаруживших различия в структуре эмиссионных линий квазаров с компактными и протяженными радиоисточниками. Такое сопоставление проводится сейчас одним из авторов статьи и результаты его будут опубликованы отдельно.

б) В качестве меры активности объекта в оптике мы использовали амплитуду изменения блеска. Вероятно, лучше было бы использовать индекс оптической активности, учитывающий и амплитуду изменения блеска, и характерное время переменности. В настоящее время, однако, сведения о характерном времени переменности имеются лишь для немногих объектов.

в) В связи с малым объемом использованной нами выборки было бы желательно поставить специальную наблюдательную программу по исследованию на переменность большой выборки объектов с хорошо определенной радиоструктурой.

Авторы благодарны А. Г. Губанову, критические замечания которого послужили улучшению работы.

Ленинградский государственный  
университет

## OPTICAL VARIABILITY AND RADIO STRUCTURE OF EXTRAGALACTIC SOURCES. EVIDENCE FOR RECURRENT ACTIVITY

V. A. HAGEN-THORN, I. I. SHEVCHENKO

The amplitude of optical variability of extragalactic objects is compared with the total size of associated radiosources. The former is considered as a measure of activity and the latter as a measure of the age of the sources. This comparison reveals the existence of a characteristic two-peak pattern. We consider this as an observational evidence for recurrent activity of the objects.

### ЛИТЕРАТУРА

1. G. K. Miley, M. N. RAS, 152, 477, 1971.
2. М. К. Бабаджяни, С. К. Винокуров, В. А. Гаген-Торн, Е. В. Семцова, Труды АО АГУ, 30, 69, 1974; 31, 100, 1975.
3. P. K. Lu, A. J., 82, 773, 1977.
4. S. A. Grandi, W. G. Tifft, P. A. S. P., 188, 625, 1979.
5. R. A. Selmes, K. P. Tritton, R. W. Wordsworth, M. N. RAS, 170, 17, 1975.
6. A. J. Pica, J. T. Pollock, A. G. Smith, R. J. Leacock, P. L. Edwards, R. L. Scott, A. J., 85, 1442, 1980.
7. C. Barbieri, G. Romano, M. Zambon, Astron. Astrophys. Suppl. ser., 31, 401, 1978.
8. A. K. Uomoto, B. J. Wills, D. Wills, A. J., 81, 905, 1976.
9. P. D. Usher, Ap. J., 198, L57, 1975.
10. G. Jackisch, Astron. Nachr., 292, 271, 1971.
11. M. V. Penston, R. D. Cannon, Roy. Obs. Bull., 159, 85, 1970.
12. M. S. Longair, J. M. Riley, M. N. RAS, 188, 625, 1979.
13. G. G. Pooley, S. N. Henbest, M. N. RAS, 169, 477, 1974.
14. M. J. Valtonen, Ap. J., 213, 356, 1977.
15. D. Wills, Ap. J., Suppl. ser., 39, 291, 1979.
16. G. K. Miley, A. P. Hartsuljker, Astron. Astrophys. Suppl. ser., 34, 129, 1978.
17. E. B. Fomalont, A. J., 76, 513, 1971.
18. P. J. Hargrave, M. McEllin, M. N. RAS, 173, 37, 1975.
19. C. J. Jenkins, G. G. Pooley, J. M. Riley, Mem. RAS, 84, 61, 1977.

20. *J. M. Riley, G. G. Pooley, Mem. RAS, 80, 105, 1976.*
21. *M. Ryle, M. S. Longier, M. N. RAS, 136, 123, 1967.*
22. *С. Вейнберг, Гравитация и космология, Мир, М., 1975.*
23. *Ю. Н. Парийский, Н. С. Соболева, Письма АЖ, 6, 67, 1980.*
24. *А. Пахольчик, Радиогалактики, Мир, М., 1980, стр. 11.*
25. *G. K. Miley, J. S. Miller, Ap. J., 228, L55, 1979.*

УДК 524.6—337

## ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ГАЛАКТИКИ

Р. Р. АНДРЕАСЯН

Поступила 18 сентября 1981

Принята к печати 18 марта 1982

Для изучения структуры магнитного поля Галактики использованы данные о мерах вращений плоскости поляризации для 703 радиосточников. Оказывается, что крупномасштабное магнитное поле Галактики параллельно спиральной ветви и имеет противоположные направления в областях  $-90^\circ < b < 15^\circ$  и  $15^\circ < b < 90^\circ$  ( $b$  — галактическая широта). Большая часть из 46 неотожествленных радиосточников, имеющих большие меры вращений ( $|RM| > 200$  рад/м<sup>2</sup>) и сконцентрированных в области  $-15^\circ < b < 15^\circ$ , вероятно являются галактическими H II областями. Параметры магнитных полей этих объектов примерно совпадают с параметрами поля окружающей их среды.

1. Крупномасштабное магнитное поле Галактики можно изучать различными методами. Одним из лучших методов является метод определения мер фарадеевского вращения  $RM$  радиосточников. Во многих работах (например, [1—4]) для этой цели использовались данные мер вращений внегалактических радиосточников и пульсаров. В частности, в работе [4] было показано, что магнитное поле параллельно спиральной рукаву Галактики, причем направления поля в северном и южном полушариях противоположны друг другу ( $l_0 \approx 270^\circ$  и  $l_0 \approx 100^\circ$  соответственно), напряженность поля порядка  $2-3 \cdot 10^{-6}$  Гс (здесь и в дальнейшем  $l_0$  и  $b_0$  — направления магнитного поля в галактических координатах), а Солнце находится южнее плоскости перемены направления магнитного поля.

В работе [5] приведены меры вращений для более чем 700 радиосточников (галактик, квазаров и неотожествленных объектов). Это довольно большой материал для статистики. В настоящей работе на основании этих данных проверяются заключения работы [4] и делается попытка определить природу некоторых неотожествленных радиосточников.

2. Как и в работе [4], с целью улучшения материала статистики, мы исключаем из рассмотрения все данные тех источников, для которых  $|RM| < 8$  рад/м<sup>2</sup>, потому что они определены с большими относительным

ми ошибками и  $|RM| > 100$  рад/м<sup>2</sup>, считая, что большие значения мер вращений на не очень низких галактических широтах в основном возникают не в крупномасштабном поле Галактики, а скорее всего в самих радионисточниках. После исключения остаются данные для 419 радионисточников.

Если предположить, что магнитное поле находится в плоскопараллельном слое, то из формулы

$$RM = 8.1 \cdot 10^3 \int L N_e B_L dL, \quad (1)$$

где  $N_e$  — электронная концентрация в среде,  $L$  — длина пути, пройденного излучением, в парсеках, а  $B_L$  — продольная составляющая магнитного поля в гауссах, и из геометрических соображений можно получить

$$RM = K \frac{\cos b_0 \cos b (\cos l_0 \cos l + \sin l_0 \sin l) + \sin b_0 \sin b}{|\sin b|}, \quad (2)$$

где

$$K = 8.1 \cdot 10^3 \int_0^{\infty} N_e(z) B(z) |dz|, \quad (3)$$

а  $z$  — расстояние от плоскости Галактики.

Теперь, если для каждого объекта обозначить

$$\begin{aligned} (RM)_i |\sin b_i| &= D_i, \\ \cos b_i \cos l_i &= A_i, & K \cos b_0 \cos l_0 &= X, \\ \cos b_i \sin l_i &= B_i, & K \cos b_0 \sin l_0 &= Y, \\ \sin b_i &= C_i, & K \sin b_0 &= Z, \end{aligned}$$

то из формулы (2) получим систему линейных уравнений с тремя неизвестными (индекс  $i$  изменяется от 1 до 419), которую можно решить методом наименьших квадратов. Полученные результаты приведены в табл. 1, из которой явствует, что направления магнитного поля в области  $b > 15^\circ$  и  $b < -15^\circ$  действительно противоположны друг другу ( $l_0 = -91.5^\circ$  и  $l_0 = 292.4^\circ$  соответственно), а значения  $K$  и  $l_0$  в интервале ошибок хорошо совпадают со значениями, полученными в работе [4]. Для области  $-15^\circ < b < 15^\circ$  получен сильно отличающийся результат, вероятно потому, что из рассмотрения исключены случаи, когда  $|RM| > 100$  рад/м<sup>2</sup>.

3. Приступим теперь к изучению магнитного поля в области  $-15^\circ < b < 15^\circ$ . Из-за малости значений величины  $|\sin b|$  в знаменателе фор-

мулы (2) в этой области могут встречаться относительно большие значения  $|RM| > 100$  рад/м<sup>2</sup>, поэтому целесообразно использовать и эти данные. Такие данные в работе [5] имеются для 170 радионисточников. Если по формуле (2) для этих объектов вычислить ожидаемые меры вращений ( $K$ ,  $l_0$  и  $b_0$  можно взять из табл. 1), то полученные  $KM$  почти всегда окажутся меньше, чем наблюдаемые. Этот факт еще раз косвенно подтверждает ранее сделанное предположение о том, что большие значения мер вращений образуются не в Галактике, а в самих радионисточниках. Это предположение можно обосновать также довольно строго. Для этого воспользуемся данными для неотожествленных радионисточников, у которых  $|RM| > 100$  рад/м<sup>2</sup>. Среди них могут быть как галактические, так и внегалактические объекты.

Таблица 1

	$n$	$K \pm \sigma_K$	$l_0 \pm \sigma_{l_0}$	$b_0 \pm \sigma_{b_0}$
$-90 < b < 90$	419	- 9.3 3.6	84.4 16	- 2.3 13
$-90 < b < 15$	242	-21.1 5.9	91.5 8	10.8 10
$-90 < b < 0$	213	-25.7 7.0	91.7 7	9.4 8
$-90 < b < -15$	195	-28.1 7.5	91.5 7	8.7 8
$-75 < b < -15$	192	-27.8 7.2	90.8 6	5.1 7
$0 < b < 90$	206	- 8.7 4.8	299.6 36	-33.7 43
$15 < b < 90$	177	-10.2 5.6	292.4 33	-27.4 35
$15 < b < 75$	170	-10.9 5.8	291.6 33	-33.5 40
$15 < b < 60$	144	- 9.7 4.8	287.3 30	-23.3 34
$-15 < b < 15$	47	-11.2 7.0	20.2 50	-73.0 264

На рис. 1 приведена диаграмма, где изображено распределение неотожествленных радионисточников по галактическим координатам. Из рисунка видно, что объекты с  $|RM| > 200$  рад/м<sup>2</sup> почти все (46 из 49) находятся в области  $-15^\circ < b < 15^\circ$ , тогда как объекты с  $100$  рад/м<sup>2</sup>  $< |RM| < 200$  рад/м<sup>2</sup> распределены довольно равномерно.

Таким образом выясняется, что объекты с  $|RM| > 200$  рад/м<sup>2</sup> концентрируются у плоскости Галактики и большинство из них, вероятно, являются галактическими объектами. Если предположить, что эти объекты являются внегалактическими, и большие меры вращений обусловлены в основном крупномасштабным магнитным полем Галактики, то меры вращений внегалактических (отождествленных) радионисточников должны были бы показать те же закономерности в распределении, что и неотожествленные объекты. Для проверки вышесказанного построим диаграмму (рис. 2), на которой изображено распределение по галактическим координатам знаков мер вращений тех неотожествленных (а) и внегалактиче-

ских (b) радионсточников, у которых  $|RM| > 200$  рад/м<sup>2</sup> и  $|b| < 15^\circ$ . Объекты изображены кружками. Черные кружки означают, что  $RM$  положительны (поле направлено к наблюдателю). Из рисунка 2а хорошо видно, что светлые кружки попадают в основном в области  $0^\circ < l < 180^\circ$ ,

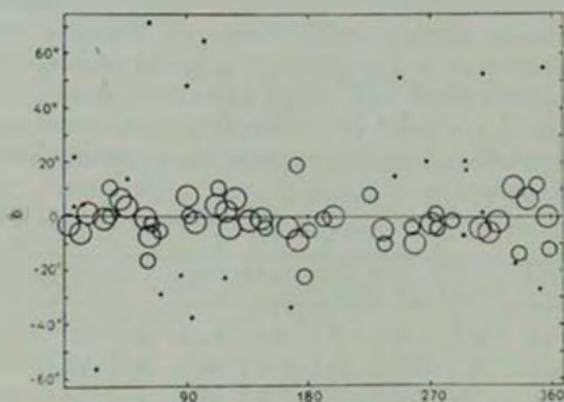


Рис. 1. Распределение неотождествленных радионсточников по галактическим координатам. Точками изображены объекты, у которых  $100 \text{ рад/м}^2 < |RM| < 200 \text{ рад/м}^2$ , а малыми и большими кружками те объекты, для которых  $200 \text{ рад/м}^2 < |RM| < 400 \text{ рад/м}^2$  и  $|RM| > 400 \text{ рад/м}^2$  соответственно.

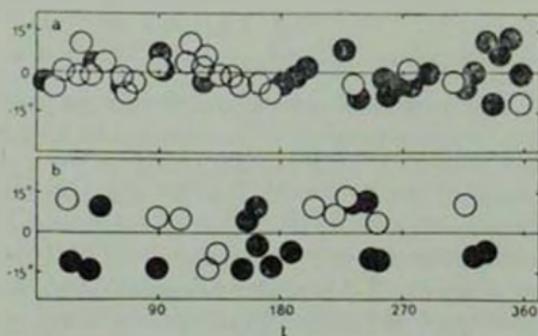


Рис. 2.

а черные — в области  $180^\circ < l < 360^\circ$ . Вероятность того, что такое распределение знаков мер вращений случайное, ничтожно мала. На рис. 2b в отличие от рис. 2a такой закономерности не видно. Это последнее обстоятельство является указанием на то, что большие фарадеевские вращения

плоскости поляризации излучения внегалактических объектов в основном происходят не в нашей Галактике, а скорее всего в самих источниках радиоизлучения. Так как рисунки 2а и 2б резко отличаются друг от друга, то большая часть неотожествленных радиоисточников с  $|RM| > 200$  рад/м<sup>2</sup> находится в Галактике. Очевидно, что если общее магнитное поле Галактики само по себе не является главной причиной вращения плоскости поляризации для внегалактических объектов с  $|RM| > 200$  рад/м<sup>2</sup>, то тем более оно не может определять распределение знаков  $RM$  для галактических источников. Следовательно и в этом случае причину наблюдаемого распределения знаков  $RM$  следует искать в самих источниках. С другой стороны, из рис. 2а можно сделать вывод о том, что у неотожествленных объектов, для которых  $|RM| > 200$  рад/м<sup>2</sup>, магнитное поле имеет преимущественное направление, совпадающее с направлением магнитного поля южного полушария Галактики ( $l_0 \approx 90^\circ$ ).

Чтобы оценить, хотя бы грубо, напряженность поля в этих объектах, надо как-то определить величину  $N, L$  в них (см. формулу (1)). Поскольку, вероятно, это объекты с повышенной электронной концентрацией, или просто H II области, то естественно предположить, что  $N, L \approx 100 - 200$  пс/см<sup>3</sup>, как, например, в Магеллановых облаках [6] или в зонах Стрелгрена вокруг ранних галактических O-звезд. Так как у этих объектов  $|RM| \approx 300 - 400$  рад/м<sup>2</sup>, то получим  $B \approx 2 - 3 \cdot 10^{-11}$  Гс, то есть того же порядка, что и в плоскости Галактики [4]. Этот результат согласуется с результатом, полученным в работе [7], для H II области в районе S 232, где получено значение  $B \approx 1.9 - 9.5 \cdot 10^{-11}$  Гс. Это заставляет думать, что направление и сила магнитного поля в областях пространства, занимаемых неотожествленными источниками, примерно соответствуют параметрам магнитного поля в окружающем источнике пространстве.

В связи с тем, что большинство радиоисточников с  $|RM| > 200$  рад/м<sup>2</sup>, вероятно, являются галактическими H II областями, в табл. 2 приводятся названия, галактические координаты, меры вращений, а также ссылки на оригинальные работы для этих объектов (выписанные из работы [5]).

Таким образом мы получили, что магнитное поле в области  $|b| < 15^\circ$  довольно регулярно и имеет направление примерно  $l_0 \approx 90^\circ$ , а магнитное поле в неотожествленных радиоисточниках, для которых  $|RM| > 200$  рад/м<sup>2</sup>, является как бы продолжением галактического магнитного поля и совпадает с полем Южного полушария. Большие же меры вращений в этих объектах получаются из-за большого значения  $N$ , в H II областях.

В заключение отметим, что полученные выше результаты хорошо совпадают с результатами, полученными в работе [4]. Действительно, магнитные поля в областях  $-90^\circ < b < 15^\circ$  и  $15^\circ < b < 90^\circ$  имеют проти-

Таблица 2

Объект	<i>l</i>	<i>b</i>	<i>RM</i>	Литература
1	2	3	4	5
0033+586	121.0	- 3.9	794.8±1.2	[18, 27]
0105+691	124.5	6.6	-733.7±1.7	[18, 27]
0234+589	136.2	- 0.9	-698.4 ± 5.2	[13, 27]
0323-551	143.9	- 1.0	-405.9+13	[18, 27]
0334+506	147.8	- 3.9	-373.4 ± 12	[ 8, 27]
0442-396	164.1	- 3.7	-517.0 ± 3.8	[10, 27]
0450+314	171.4	- 7.8	-633.2±4.8	[10, 27]
0521+281	178.1	- 4.3	295.2 ± 2.0	[22, 27]
0601+203	189.6	- 0.6	279.5 ± 17	[10, 27]
0618+145	196.6	0.2	439.2±3.4	[10, 27]
0656-242	235.6	- 9.3	222.6 ± 2.9	[ 9, 28]
0709-206	233.7	- 5.0	-484.8±3.7	[ 8, 28]
0741-063	224.9	8.7	362.6±6.9	[16, 28]
0748-440	258.3	- 9.1	460.5±14	[15, 29]
0807-389	255.8	- 3.3	270.6±5.4	[14, 29]
0915--547	275.4	- 3.9	399.6±14	[14, 29]
0918-534	274.7	- 2.8	419.8 ± 0.8	[24, 30]
0931-497	273.6	1.3	-307.7±0.0	[24, 30]
1030-590	286.0	- 1.1	355.0±7.5	[24, 30]
1329-665	307.0	- 4.2	-486.1±0.9	[12, 30]
1411-657	311.4	- 4.5	575.0±0.4	[12, 30]
1516-579	321.6	- 0.8	959.7 ± 3.2	[24, 30]
1526-423	331.6	11.3	405.7±12	[13, 30]
1622-297	348.8	13.3	330.5±1.1	[17, 28]
1624-390	342.1	6.8	720.8±0.3	[-, 30]
1733-565	335.4	-13.0	359.6±4.2	[21, 28]
1737-309	357.7	- 0.1	765.0±0.5	[26, 30]
1800-278	2.9	- 2.8	684.8±0.3	[13, 30]
1810+046	32.8	10.6	-315.2±0.6	[10, 31]
1821-124	18.8	0.3	-403.1±0.4	[25, 30]
1827-360	358.3	-11.8	-340.7 ± 14	[11, 28]
1830-210	12.2	- 5.5	-673.7±0.3	[-, 30]
1843+098	41.1	5.8	545.5±8.5	[10, 27]
1843-030	29.7	- 0.3	-468.9±2.9	[20, 32]
1846-009	31.9	0.0	-326.1±4.4	[ 9, 27]

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5
1857+129	45.4	4.2	-999.9±5.1	[10, 27]
1950+253	62.4	-1.0	-555.4±1.9	[13, 30]
1958+257	63.7	-2.3	279.0±8.2	[13, 30]
2012+234	63.4	-6.1	-647.8±2.1	[13, 27]
2018+295	69.2	-3.8	-219.3±4.2	[22, 27]
2031+535	90.3	8.2	440.0±16	[23, 27]
2106+494	90.5	1.3	-353.9±5.1	[10, 27]
2117+493	91.7	0.1	808.9±7.2	[18, 27]
2248+712	113.6	10.9	-328.7±21	[19, 27]
2250+644	110.6	4.7	-451.3±12	[13, 27]
2348+643	116.5	2.6	-953.9±5.7	[22, 27]

воположные направления, что можно объяснить гипотезой о дипольной природе магнитного поля Галактики.

Автор выражает благодарность академику В. А. Амбарцумяну за проявленный интерес и внимание к работе, а также ценные замечания.

Бюряканская астрофизическая  
обсерватория

## THE INVESTIGATION OF THE GALACTIC MAGNETIC FIELD

R. R. ANDREASSIAN

Rotation measures of 703 radio sources are used for the study of the structure of the Galactic magnetic field. It is shown that the large scale magnetic field of the Galaxy is directed approximately parallel to the local spiral arm and has an opposite direction in the regions  $15^\circ < b < 90^\circ$  and  $-90^\circ < b < 15^\circ$  ( $b$  is the galactic latitude). The majority of the 46 unidentified radio sources, having large rotation measures ( $|RM| > 200$  rad/m<sup>2</sup>) and located in the region  $-15^\circ < b < 15^\circ$  probably are Galactic HII regions. The parameters of the magnetic fields of these objects approximately coincide with the parameters of the surrounding medium.

## ЛИТЕРАТУРА

1. P. J. Vallee, P. P. Kronberg, *Astron. Astrophys.*, 43, 233, 1975.
2. А. А. Рузайкин, Д. Д. Соколов, А. В. Коваленко, *Астрон. ж.*, 55, 692, 1978.

3. *J. H. Taylor, R. N. Manchester, A. J.*, 80, 749, 1975.
4. *Р. Р. Андрасян, Астрофизика*, 16, 707, 1980.
5. *H. Tabara, M. Inoue, Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 39, 371, 1980.
6. *F. P. Israel, Astron. Astrophys.*, 90, 246, 1980.
7. *C. Hellas, Jiu-Hua Chu, Ap J.*, 233, 1.105, 1980.
8. *J. N. Douglas, F. V. Bash, F. D. Chtgo, G. F. Moseley, G. W. Torrence, A. J.*, 78, 1, 1-73.
9. *F. D. Chtgo, F. N. Owen, A. J.*, 78, 848, 1973.
10. *J. R. Sharp, F. N. Bash, A. J.*, 80, 335, 1979.
11. *R. W. Hunstead, M. N.*, 157, 367, 1972.
12. *J. N. Clarke, A. G. Little, B. Y. Mills, Austr. J. Phys. Suppl. ser.*, 40, 1, 1976.
13. *E. B. Fomalont, A. T. Moffet, A. J.*, 7, 5, 1971.
14. *A. J. Shimmins, J. G. Bolton, Austr. J. Phys. Suppl. ser.*, 23, 1, 1972.
15. *J. V. Wall, A. J. Shimmins, J. G. Bolton, Austr. J. Phys. Suppl. ser.*, 34, 55, 1975.
16. *A. J. Shimmins, Austr. J. Phys.*, 21, 65, 1968.
17. *A. J. Shimmins, M. E. Clarke, R. D. Ekkers, Austr. J. Phys.*, 21, 649, 1966.
18. *I. I. K. Paulny-Toth, C. M. Wade, D. S. Haaschen, Ap J. Suppl. ser.*, 13, 65, 1966.
19. *B. Elmore, C. D. Mackay, M. N.*, 146, 361, 1979.
20. *J. F. R. Gower, P. F. Scott, D. Wills, Mem. Roy. Astron. Soc.*, 71, 49, 1967.
21. *R. T. Schilizzi, W. B. Meadum, Mem. Roy. Astron. Soc.*, 79, 1, 1975.
22. *J. A. Hogben, I. Garlison, Astron. Astrophys.*, 34, 341, 1974.
23. *G. H. Macdonald, S. Kenderdine, A. C. Neville, M. N.*, 138, 259, 1968.
24. *D. H. Clark, D. F. Crowford, Austr. J. Phys.*, 27, 713, 1974.
25. *D. K. Milne, Austr. J. Phys.*, 22, 613, 1969.
26. *O. B. Stee, Austr. J. Phys. Suppl. ser.*, 43, 1, 1968.
27. *I. I. K. Paulny-Toth, K. I. Lekkermann, A. J.*, 73, 953, 1968.
28. *A. J. Shimmins, R. N. Manchester, B. J. Harris, Austr. J. Phys. Suppl. ser.*, 8, 1, 1969.
29. *A. J. Shimmins, J. G. Bolton, Austr. J. Phys. Suppl. ser.*, 26, 1, 1972.
30. *B. J. Wills, Austr. J. Phys. Suppl. ser.*, 38, 1, 1975.
31. *F. F. Gardner, J. B. Whiteoak, D. Morris, Austr. J. Phys. Suppl. ser.*, 35, 1, 1975.
32. *W. E. Wright, Ph. D. Thesis*, 1973.

УДК 524.338.5—355—13

SPECTROPHOTOMETRIC STUDIES OF NON-STABLE STARS.  
IV. ON THE SPECTRUM OF V1057 CYGNI\*

[D. CHALONGE], L. DIVAN, L. V. MIRZOYAN

Received 3 March 1982

The results of a spectrophotometric study of V1057 Cyg based on the observations made in 1971–1973 with the Chalonge spectrograph are presented. It is shown, that after the "brightening" of V1057 Cyg an absorbing shell was present around it which brought to increase of the magnitude of the Balmer jump and decrease of its wave-length (Fig. 3 and Table 3). The spectrophotometric parameters determined using 1971–1972 observations indicate the spectrum B6III–B8.5IV for the "inner star" and B8II–III–B9IV for the "whole star", according to the BCD-classification. For comparison the spectra of FU Ori obtained with the same spectrograph have been used. The presence of large number of absorption lines in the ultraviolet region of FU Ori spectrum excludes a possibility of the BCD-classification for it. This is the main difference between V1057 Cyg and FU Ori spectra in the ultraviolet region. Besides, the Balmer jump for FU Ori (Table 4) is considerably smaller than for V1057 Cyg (Table 3). The obtained results are considered as favouring the Ambartsumian's interpretation of the fuor phenomenon, according to which the "brightening" of the star is a consequence of the conversion of the energy of high-energy particles existing around it into an optical radiation within a shell ejected by the star during its "brightening".

1. *Introduction.* V1057 Cyg was the first fuor (the object showing the FU Ori type brightening [1]) which became known as having the T Tau type spectrum before its brightening. In 1957, more than 10 years before this brightening, during the compilation at the Lick Observatory of a list of H $\alpha$ -emission objects in the spectrum of this star (known as LkH, 190) the emission lines of H I, Ca II and Fe II have been found which are characteristic for the T Tau type spectrum [2].

The rapid evolution of V1057 Cyg which took place in 1969–70 has been discovered by Welin [3]. During about 250 days its brightness has increased by more than 5 mag. Thus, V1057 Cyg was the second object showing such unusual brightening after the brightening of the well known FU Ori in 1936 [4, 5].

\* The observations have been performed at the Haute-Provence Observatory (CNRS), France.

During last years some new fuors and fuor-like objects have been found which proved the evolutionary significance of objects of such kind. From this point of view their physical properties and the suggested interpretations for the fuor phenomenon have been discussed by Herbig [6] and by one of the authors [7].

In this paper we describe some results of the spectral observations of V1057 Cyg made after its brightening.

2. *Observations.* The spectral observations of V1057 Cyg have been carried out at the Haute-Provence Observatory. The Chalonge spectrograph [8] attached at the Cassegrain focus of the 193-cm reflector has been used. The list of these observations of V1057 Cyg is given in Table 1.

*Table 1*

THE SPECTRAL OBSERVATIONS OF V1057 CYG

Sp. No.	Date	Exposure (min)	Emulsion (Kodak)
B451-8	Nov. 24, 1971	120	1aO
B452-10	Nov. 25, "	180	1aO
B452-6	Nov. 26, "	180	1aO
B480-25	Sept. 17, 1972	240	103aD
B481-6	Oct. 3, "	240	1aO
B482-25	Oct. 6, "	70	103aD
B520-28	Sept. 19, 1973	120	103aD

For comparison some spectra of FU Ori obtained with the same spectrograph have been used (Table 2). With the exception of one observation in 1972, all the observations of FU Ori were obtained before the brightening of V1057 Cyg. V1057 Cyg and FU Ori were compared with the standard star HD 73 ( $D = 0.109$ ,  $\Phi_b = 0.87$ ,  $\Phi_{UV} = 0.72$ ) [9]. Only one spectrum of FU Ori, taken in 1966, was compared with another standard (HD 14633).

*Table 2*

THE SPECTRAL OBSERVATIONS OF FU ORI

Sp. No.	Date	Exposure (min)	Emulsion (Kodak)
6804-28	Oct. 31, 1966	30	103aD
6910-8	Nov. 19, 1968	120	1aO
6911-32	Nov. 21, "	180	103aD
6913-5	Nov. 26, "	120	103aD
B481-7	Oct. 1, 1972	60	1aO

In addition the following coude spectrograms (dispersion 20 Å/mm) of V1057 Cyg and FU Ori have been obtained with the 152-cm telescope:

V1057 Cyg — Nov. 26, 1971 (Plate No. 866, Exposure — 224 min, Kodak IIaO backed),

FU Ori — Nov. 30, 1971 Plate No. 867, Exposure — 170 min, Kodak IIaO backed).

The low dispersion spectrograms (220 Å/mm at  $H_\gamma$ ) used cover the spectral region 3100–5000 Å and the coude spectrograms — the region 3700–5000 Å.

3. *The line spectrum.* The coude spectrogram of V1057 Cyg shows only absorption lines (Fig. 1) the most prominent of which are the Balmer lines and the H and K lines of CaII. The Balmer lines are seen up to approximately H<sub>16</sub>. These lines have nonsymmetric profiles presenting a narrow absorption component on their red side. The general appearance of the line spectrum of V1057 Cyg leads to classify it as about A3.

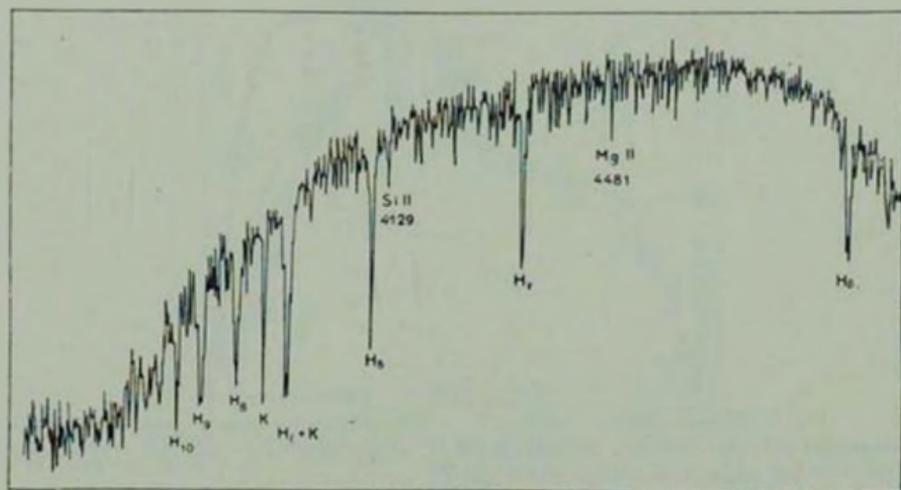


Fig. 1. Microphotometric tracing of the coude spectrogram of V1057 Cyg, obtained in Nov. 26, 1971 with the 152-cm reflector.

A comparison of this spectrum with the line spectrum of FU Ori shows that the Balmer lines of V1057 Cyg are considerably wider and more diffuse than in the case of FU Ori. At the same time one can suspect that the K-line of CaII in the spectrum of V1057 Cyg has a

weak longward emission component which is not so conspicuous as it is in the spectrum of FU Ori.

There is an impression also that the Balmer lines and the H and K lines of Ca II are shortward shifted. This shift is probably related to an expanding shell, as has already been mentioned by Gahm and Welin [10].

The line  $\lambda$  4481 of Mg II is relatively strong, as well as the line  $\lambda$  4129, which is probably the superposition of two Si II lines:  $\lambda$  4128 and  $\lambda$  4130. These last remarks are important since the mentioned lines of Mg II and Si II are generally faint in shell stars [11], but in the case of V1057 Cyg one can suspect the existence of an absorbing shell around it.

4. *The continuum. Probable existence of an absorbing shell.* The study of the continuum in the spectrum of V1057 Cyg using the low dispersion spectrograms gives some evidence in favour of the existence of an absorbing shell around this star.

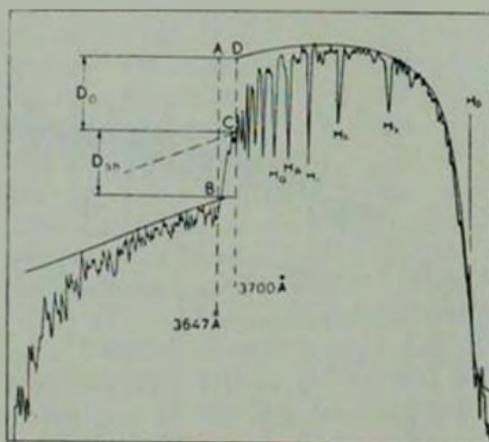


Fig. 2. Microphotometric tracing of a low dispersion spectrogram of the shell star HD 217050. (CD is the Balmer jump  $D_0$  of the inner star and AB - the Balmer jump of the whole star (inner star + shell).

To illustrate this we present in Fig. 2 the microphotometric tracing of a spectrogram of the known shell star HD 217050 taken with the Chalonge spectrograph. It is well seen on this tracing that after the last visible Balmer lines there is a sort of break at C with a change of slope. This point C may be considered as the beginning of the ultra-violet continuum (dotted line) that would be observed in the absence of the shell. So CD would represent the Balmer jump  $D_0$  of the inner

star (Fig. 2), AB being in both cases the Balmer jump of the whole star (inner star + shell). Other examples of this phenomenon have yet been given (see, for example, [12]).

The registrogram of one of our low dispersion spectra of V1057 Cyg (Fig. 3) shows that the situation is approximately the same in

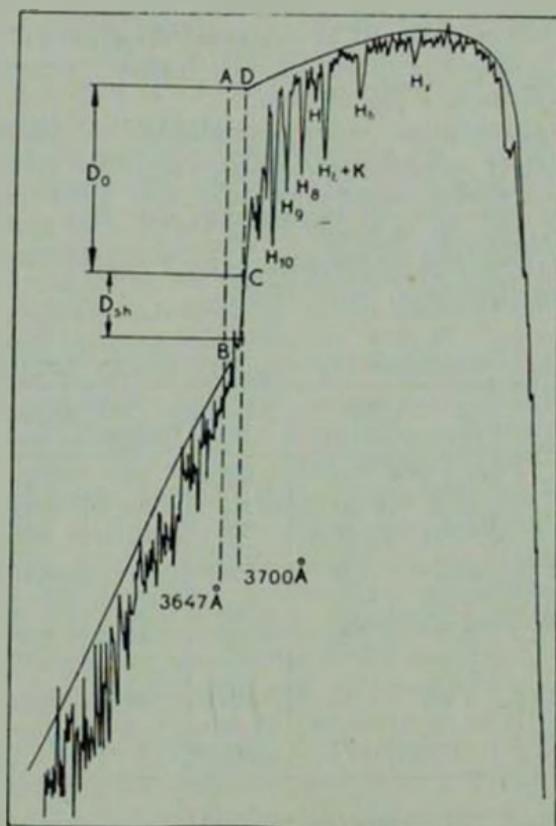


Fig. 3. Microphotometric tracing of one of the low dispersion spectrograms of V1057 Cyg obtained in Nov. 25, 1971. The appearance of the tracing is very similar to that of the known shell star HD 217050 (Fig. 2), which makes probable the existence of a shell around V1057 Cyg. With this assumption Balmer jumps of the inner star  $D_0 = DC$  and of the shell  $D_{sh}$  are indicated. The observed Balmer jump of the whole star  $D - AB = D_0 + D_{sh}$ .

the case of this star: the observed Balmer jump AB of V1057 Cyg is too large compared with the depth of the Balmer lines. As we saw (Fig. 2), this appearance is characteristic of stars having an absorbing shell.

Thus, from the appearance of the spectrum of V1057 Cyg (Fig. 3) one can assume that in this case also there exists an absorbing shell around the star.

In this connection it is necessary to notice that the inner part of this shell represents now the new photosphere of V1057 Cyg and in fact it is responsible for the brightening of the star. Only the outer part of this shell is observed in the spectrum of V1057 Cyg as an absorbing shell. Therefore when we say further "inner star" we mean V1057 Cyg with its new photosphere.

With this assumption the spectrophotometric parameters of the "inner star" can be computed and Table 3 gives the values so obtained. The spectrophotometric parameters have also been computed for the "whole star" (Table 3),  $\lambda_1$  and D being the position and the magnitude of the Balmer jump and  $\Phi_b$  and  $\Phi_{UV}$ —the spectrophotometric gradients in the blue and ultraviolet, respectively.

Table 3

SPECTROPHOTOMETRIC PARAMETERS OF V1057 CYG

Data	Inner star		Whole star			
	$D_0$	$\lambda_1-3700$	D	$\lambda_1-3700$	$\Phi_b$	$\Phi_{UV}$
Nov. 24, 1971	0.258	32	0.300	28	3.47	3.09
Nov. 25, "	0.240	35	0.300	28	3.58	2.99
Nov. 26, "	0.294	36	0.338	31	3.40	2.92
Mean 1971	0.264	34	0.313	29	3.48	3.00
Sept. 17, 1972	0.390	52	0.453	48	3.44	2.97
Oct. 3, "	0.423	54	0.448	52	3.07	3.60
Oct. 6, "	—	—	—	—	3.40	—
Mean 1972	0.407	53	0.451	50	3.30	3.29
Sept. 19, 1973	—	—	—	—	3.95	—

The spectral BCD classification [13] corresponding to the values D and  $\lambda_1$  given in Table 3 is:

B6III for the inner star and  
B8II-III for the whole star, in 1971

and

B8.5IV for the inner star and  
B9IV for the whole star, in 1972.

The data of Table 3 show the cooling of V1057 Cyg which is better seen when one considers the Balmer jump D and less definitively the ultraviolet spectrophotometric gradient  $\Phi_{UV}$  for the "whole star".

Because of the faintness of V1057 Cyg in the ultraviolet region of our single spectrogram obtained in 1973 (Sept. 19) the BCD-classification was impossible in this case. Nevertheless the spectrophotometric gradient  $\Phi_b$  in this case probably indicates a further cooling of V1057 Cyg.

Thus, the BCD-classification of V1057 Cyg shows that its spectrum was of the B6–B8 type in 1971 and B8–B9 type in 1972. Therefore, the H and K lines of CaII and large number of faint metallic lines must be attributed to the shell.

From this discussion we may conclude that in November 1971, and probably in September–October, 1972, V1057 Cyg had an absorbing shell the Mg II and SiII lines belonging to the star and not to the shell.

It is necessary to mention here that the spectral classes of V1057 Cyg corresponding to the BCD-classification are considerably earlier than the classes determined from the absorption lines. For example, on the coude spectrograms obtained with the 3-m reflector of the Lick Observatory in March and April, 1971 the spectrum of V1057 Cyg was near A1 [14]. As it has been pointed out by Herbig and Harlan [14] the spectrum of V1057 Cyg is a peculiar one: the spectral classes determined in shortward region (3900–4300Å) were systematically earlier, than those obtained in more longward region (6000–6600Å). Moreover, Gahn and Welin [10] have mentioned that the spectral class of V1057 Cyg determined by the Balmer lines and the K line of CaII is much earlier than that obtained by the metallic lines, that is the spectral class was different when different criteria were used.

The most important observational fact mentioned earlier by many observers (see, for example, [10]) and confirmed by the above-presented data is the fundamental change of the spectrum of V1057 Cyg during its brightening in 1969–1970, from T Tau type to the earlier types.

The existence of an external shell around V1057 Cyg producing the absorption lines and the additional Balmer jump is also very important from the point of view of the interpretation of the fuor phenomenon. It can be assumed that the appearance of this shell is a result of the ejection of the stellar matter during the brightening of V1057 Cyg.

5. *Comparison with FU Ori.* Some of the differences between the spectra of two fuors V1057 Cyg and FU Ori obtained from their coude spectrograms have been mentioned already. We give here a comparison of these spectra using the low dispersion spectrograms taken with the Chalonge spectrograph.

The spectrophotometric parameters of FU Ori obtained from the low dispersion spectrograms listed in Table 2 are given in Table 4. The parameter  $\lambda_1$  can not be defined for FU Ori and no BCD-classification of its spectrum can be done because of the faintness of the Balmer jump and the presence of strong metallic lines. No absorbing shell in the Balmer continuum can be seen on the low dispersion spectrograms of FU Ori.

Table 4

THE SPECTROPHOTOMETRIC PARAMETERS  
OF FU ORI

Date	D	$\lambda_1$	$\Phi_{UV}$
Oct. 31, 1966	0.057	3.90	2.09
Nov. 19, 1968	0.019	4.59	2.87
Nov. 21, "	0.091	4.39	2.95
Nov. 26, "	0.059	4.24	—
Mean 1968	0.054	4.41	2.91
Oct. 1, 1972	0.072	4.17	2.41

The main difference between the spectrophotometric parameters of two fuors is in the magnitude of the observed Balmer jump D. For FU Ori during our observations (October, 1966 — October, 1972) D was always less than 0.1, whereas for V1057 Cyg, even if one takes only the Balmer jump  $D_0$  of the inner star (without the shell) it is in all cases larger than 0.2.

At last, it can be noted that during all observations of FU Ori (Table 4), during six years, no essential changes of its spectrophotometric parameters are seen. At the same time the spectrophotometric parameters of V1057 Cyg even during two years have changed considerably and indicate a rapid cooling of its radiation (Table 3).

The comparison of the low dispersion spectrograms of two fuors: V1057 Cyg and FU Ori, presented in Fig. 4, shows considerable difference between them, especially in the shortward region, after the Balmer jump. The more detailed study of the differences between the spectra of these two fuors is in fact impossible with the low dispersion spectrograms.

Thus, in spite of the common physical nature of these two fuors there are some essential differences in their spectroscopic properties.

6. *Discussion.* The observational fact that the fuor V1057 Cyg was a T Tau type star before its brightening excluded the possibility to in-



occurs as a rule in the T Tau type stars and related objects. In agreement with this point of view the study of flare stars in stellar aggregates showed that there exist some similarities between the fuor phenomenon and "slow" flares (according to Haro's classification of stellar flares [15]) [1, 7].

On the other hand, the fundamental change of the spectrum of V1057 Cyg during brightening is an intrinsic one due to the corresponding change of star radiation and cannot be explained by the dissipation of a circumstellar cloud.

These observational facts seem to be in a satisfactory agreement with Ambartsumian's [1, 16] hypothesis on the liberation of discrete portions of the energy from the pieces of protostellar superdense matter in or under photospheres of very young stars.

In the frame of this hypothesis the pre-brightening T Tau type spectrum of V1057 Cyg and some common physical properties of FU Ori with the T Tau type stars [16] have been used by him [1] to discuss the evolutionary significance of the fuor phenomenon and to suggest a simple explanation of it.

The main results of the present paper: the confirmation of the fundamental change of the spectrum of V1057 Cyg during its brightening and the evidence of the probable existence of an absorbing shell around it can be considered in favour of this explanation.

The comparison of the spectra of two fuors: V1057 Cyg and FU Ori made in this paper shows that in spite of their common physical nature there are also essential differences between these spectra.

*Acknowledgements.* The authors wish to express their gratitude to Dr. J. Berger for the assistance during the low dispersion spectral observations of V1057 Cyg in 1971 and Dr. C. T. Hua and Dr. C. Bardin for the assistance during the coude observations of V1057 Cyg and FU Ori. One of the authors (L. V. M.) thanks Prof. Ch. Fehrenbach for the possibility to observe with the 193-cm and 152-cm reflectors of the Haute-Provence Observatory and Dr. J. Audouze for the opportunity to work at the Institut d'Astrophysique de Paris.

Institut d'Astrophysique de Paris  
Byurakan Astrophysical Observatory

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ  
 НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗВЕЗД.  
 IV. О СПЕКТРЕ V1057 ЛЕБЕДЯ

Д. ШАЛОНЖ, Л. ДИВАН, А. В. МИРЗОЯН

Представлены результаты спектрофотометрического исследования V1057 Лебеда, основанного на наблюдениях, выполненных в 1971—73 гг. со спектрографом Шалонжа. Показано, что после возгорания V1057 Лебеда вокруг звезды наблюдалась абсорбционная оболочка, что привело к возрастанию бальмеровского скачка и уменьшению соответствующей ему длины волны (рис. 3 и табл. 3). Определенные по наблюдениям 1971—1972 гг. спектрофотометрические параметры (табл. 3) указывают на спектр B6III—B8.5IV для «внутренней» звезды и B8III—B9IV для «всей» звезды, по классификации в системе VCD. Для сравнения использованы спектры FU Ориона, полученные тем же спектрографом в 1966—72 гг. Наличие большого числа линий поглощения в ультрафиолетовой области спектра FU Ориона исключает возможность его VCD-классификации. В этом заключается основное различие между спектрами V1057 Лебеда и FU Ориона, в ультрафиолетовой области. Кроме того величина бальмеровского скачка у FU Ориона (табл. 4) значительно меньше, чем у V1057 Лебеда (табл. 3). Полученные результаты рассматриваются в пользу предложенной В. А. Амбарцумяном интерпретации явления флуора, которая предполагает, что «возгорание» звезды является следствием конверсии в оптическое излучение энергии высокоэнергетических частиц, существующих около нее в газовой оболочке, выброшенной звездой в период «возгорания».

REFERENCES

1. V. A. Ambartsumian, *Astrofizika*, 7, 557, 1971.
2. G. H. Herbig, *Ap. J.*, 128, 259, 1958.
3. G. Welling, *Astron. Astrophys.*, 12, 312, 1971.
4. G. H. Herbig, *Vistas In Astronomy*, Vol. 8, eds. A. Beer, K. Aa. Strand, Pergamon Press, 1966, p. 109.
5. G. H. Herbig, *Scientific American*, 217, No. 2, 30, 1967.
6. G. H. Herbig, *Ap. J.*, 217, 693, 1977.
7. L. V. Mirzoyan, *Stellar Instability and Evolution*, *Ac. Sci. Armenian SSR*, Yerevan, 1981.
8. A. Ballet, D. Chalonge, L. Divan, *Nuov. Rev. Optique*, 4, 151, 1973.
9. L. Divan, *Spectral Classification and Multicolour Photometry*, IAU Symposium No. 24, eds. K. Loden, L. O. Loden, U. Sinnerstad, Academic Press, London-New York, 1966, p. 311.
10. G. F. Gahm, G. Welling, *Inf. Bull. Variable Stars*, No. 741, 1972.
11. O. Struve, K. Wurm, *Ap. J.*, 88, 84, 1938.

12. *L. Divan*, Spectral Classification of the  $\delta$ Future, IAU Colloquium No. 47, eds. M. F. McCarthy, A. G. D. Philip, G. V. Coyne, Vatican Obs., 1979, p. 247.
13. *D. Chalonge, L. Divan*, *Astron. Astrophys.*, **23**, 69, 1973.
14. *G. H. Herbig, E. A. Harlan*, *Inf. Bull. Variable Stars*, No. 543, 1971.
15. *G. Haro*, The Galaxy and the Magellanic Clouds, IAU—URSI Symposium No. 20, eds. F. J. Kerr, A. W. Rodgess, Australian Ac. Sci., Canberra, 1964, p. 30.
16. *V. A. Ambartsumian*, *Byurakan Obs., Comm.*, **13**, 1954.

УДК 524.3—76—655—13

## ИНФРАКРАСНЫЕ ИЗБЫТКИ ЗВЕЗД С СОБСТВЕННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

Ю. К. МЕЛНИК-АЛАВЕРДЯН, Т. А. МОВСЕСЯН

Поступила 14 сентября 1981

Принята к печати 18 марта 1982

Приводятся результаты инфракрасных наблюдений 10 звезд с собственной оптической поляризацией. Обнаружена корреляция инфракрасного избытка этих звезд с величиной их оптической поляризации. Эта корреляция объясняется наличием пылевых оболочек у исследованных звезд.

1. *Введение.* Известно, что видимое излучение ряда холодных гигантов и сверхгигантов линейно поляризовано [1]. Считается, что эта поляризация обусловлена рассеянием излучения в атмосферах звезд. Излучение может быть поляризованным в тех случаях, когда атмосфера звезды несимметрична, либо когда рассеивающие частицы анизотропны и ориентированы в некотором преимущественном направлении [2]. Такими частицами могут быть металлические силикаты в случае кислородных звезд [3], либо графитовые пылинки — в случае углеродных звезд [4]. Эти пылевые частицы должны не только рассеивать, но и частично поглощать излучение звезды и переизлучать его в инфракрасном диапазоне. Следовательно, можно ожидать определенную корреляцию между наличием инфракрасного избытка и поляризацией видимого излучения звезды. И такая корреляция действительно наблюдается [5, 6]. О существовании такой корреляции свидетельствуют и приведенные ниже данные.

В настоящей работе приводятся результаты инфракрасных наблюдений 10 звезд, собственная линейная поляризация которых наблюдалась Р. А. Варданяном [7].

2. *Наблюдаемые данные.* Наблюдения проводились в диапазоне 1—24 мкм с помощью охлаждаемого углекислотой приемника PbS. Фотометр был изготовлен в Главной астрономической обсерватории АН СССР [8]. При наблюдениях применялись разработанные и изготовленные в Институте физики АН БССР интерференционные фильтры, параметры которых приводятся в табл. 1. Наблюдения выполнены на телескопе

ЭТА-2.6-м Бюраканской астрофизической обсерватории в период IX—XI 1979 г. Программа наблюдений приводится в табл. 2. Звезды  $\epsilon$  Cyg,  $\alpha$  Ari и  $\alpha$  Lyr использовались в качестве стандартных. Для этих звезд принималось распределение энергии, полученное путем интерполяции данных [9]. Редукция наблюдаемых потоков к зениту приводилась с учетом приведенной в [10] зависимости величины селективного поглощения от воздушной массы. Полученные таким образом цвета  $\{^{\lambda}\} - \{0, 98\} = -2.5 \lg F_{\lambda}/F_{\lambda 0}$  исследованных звезд приводятся в табл. 3.

Таблица 1

## ФИЛЬТРЫ, ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ПРИ НАБЛЮДЕНИЯХ

$\lambda$ мкм	0.98	1.47	1.54	1.72	1.75	1.98	1.02	2.17	2.23	2.39
$\Delta\lambda$ мкм	0.03	0.03	0.03	0.04	0.03	0.05	0.05	0.05	0.06	0.04
$v$ (%)	24	42	60	57	34	52	58	62	62	68

$\lambda$  — длина волны, соответствующая максимуму пропускания,  $\Delta\lambda$  — ширина полосы по половине пропускания,  $v$  — пропускание в максимуме.

Таблица 2

## ПРОГРАММА НАБЛЮДЕНИЙ

Звезда	Воздушная масса	Дата JD
Z Eri	1.89	2444135
BR Eri	1.88	2444135
AB Cyg	2.20	2444136
	1.13	2444137
W Tau	1.32	2444135
AE Cap	1.94	2444135
V 450 Aql	1.37	2444136
T Cap	1.22	2444130
AK Peg	2.37	2444137
W Ori	1.31	2444137
	1.39	2444188
Z Psc	1.03	2444131

Приведенные в табл. 3 цвета могут быть искажены межзвездным поглощением. Для учета этого поглощения можно поступить следующим образом. Если известен избыток цвета ( $B-V$ ), можно найти и избытки интересующих нас цветов, принимая определенный закон поглощения. Однако по некоторым причинам такой способ учета селективного поглощения в нашем случае не вполне пригоден. Дело в том, в частности, что исследуемые звезды являются переменными, что затрудняет правильную оценку их цветов, и, кроме того, их покраснение в значительной степени

обусловлено пылевыми оболочками, которые по своим оптическим свойствам могут отличаться от межзвездной среды. Поэтому для учета межзвездного покраснения мы использовали оценки [13] межзвездного поглощения в данном направлении. Модуль расстояния был принят нами соот-

Таблица 3

ЦВЕТА  $[\lambda]$  — [0.98] В ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИНАХ

Звезда	1.47	1.54	1.72	1.75	1.98	2.02	2.17	2.23	2.39
Z Eri	0.44 0.41	0.28 0.24	0.50 0.45	0.37 0.32	1.09 1.03	0.84 0.78	1.08 1.02	1.16 1.10	1.98 1.92
BR Eri	0.33 0.27	0.14 0.08	0.36 0.29	0.23 0.16	0.94 0.86	0.71 0.63	0.95 0.86	0.10 1.01	1.87 1.77
AB Cyg	0.23 0.11	0.24 0.12	0.36 0.23	0.40 0.27	1.02 0.87	0.86 0.70	1.10 0.93	1.28 1.11	1.66 1.48
W Tau	-0.45 -0.52	-0.66 -0.73	-0.39 -0.45	-0.50 -0.58	-0.00 -0.10	-0.23 -0.33	-0.09 -0.20	0.10 -0.01	0.63 0.52
AE Cap	0.28 0.17	0.03 -0.09	0.32 0.18	0.15 0.00	0.85 0.68	0.58 0.41	0.72 0.53	0.95 0.77	1.69 1.40
V 450 Aql	0.49 0.47	0.14 0.12	0.51 0.49	0.29 0.27	0.82 0.80	0.53 0.51	0.88 0.86	1.02 1.00	1.61 1.58
T Cep	0.34 0.33	0.23 0.22	0.26 0.25	0.33 0.32	0.89 0.88	0.76 0.75	0.85 0.83	1.01 0.98	1.66 1.63
AK Peg	0.34 0.28	0.26 0.19	0.24 0.16	— —	0.91 0.81	1.33 1.23	0.72 0.61	1.18 1.07	1.75 1.63
W Ori	0.25 0.16	0.11 0.01	-0.16 -0.28	0.18 0.06	0.42 0.28	0.26 0.12	0.55 0.40	0.78 0.63	1.03 0.87
Z Psc	0.14 0.12	-0.11 -0.13	0.02 0.04	-0.16 -0.18	0.44 0.42	0.02 0.00	0.34 0.32	0.52 0.50	1.01 0.98

Первая строка — наблюдаемые цвета, вторая — исправленные за межзвездное поглощение.

ветствующим абсолютным звездным величинам [10] и видимым звездным величинам [11]. Для введения поправок за избирательное межзвездное поглощение мы приняли закон поглощения в виде  $A \sim 1/\lambda$ . Исправленные таким образом за межзвездное поглощение цвета  $[\lambda]$  — [0.98] приведены в табл. 4. Цвета, приведенные в табл. 4, показаны и на рис. 1. На этом рисунке показано также распределение энергии в спектрах звезд соответствующих спектральных классов, согласно [12].

Сравнение наблюдаемых цветов с цветами, которые должны были бы иметь исследуемые звезды в соответствии со своими спектральными классами, показывает заметные различия этих цветов. Эти различия указывают, по-видимому, на наличие инфракрасных избытков у исследуемых звезд.

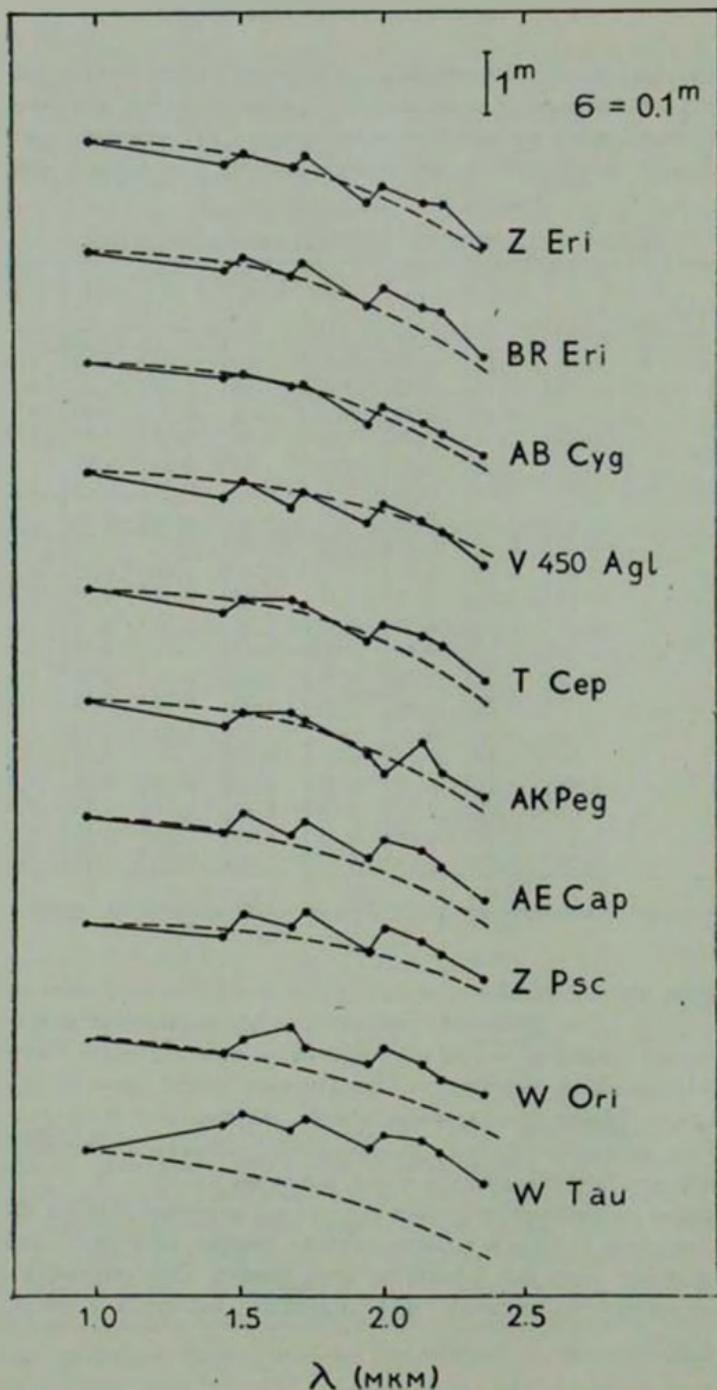


Рис. 1. Точки—цвета  $[\lambda] - [0.98]$ , исправленные за межзвездное поглощение. Прерывистая линия—цвета  $[A] - [0.98]$  звезд соответствующих спектральных классов [12].  $\sigma$  — среднеквадратичная ошибка наблюдений.

3. *Обсуждение.* Рассмотрение приведенных на рис. 1 цветов привело нас к выводу, что в качестве оценки инфракрасного избытка целесообразно использовать величину  $\Delta m_{2,17}$ , определяемую выражением

$$\Delta m_{2,17} = \{[2.17] - [0.98]\}^* - \{[2.17] - [0.98]\}^{\circ}, \quad (1)$$

где  $\{[2.17] - [0.98]\}^*$  — наблюдаемые цвета исследуемых звезд,  $\{[2.17] - [0.98]\}^{\circ}$  — цвета не имеющих инфракрасных избытков звезд соответствующих спектральных классов (см. [12]). Вычисленные нами значения  $\Delta m_{2,17}$  приводятся в табл. 4 вместе со значениями  $P$  степени поляризации [7]. В случае, если поляризация оптического излучения и инфракрасный избыток обусловлены пылевой оболочкой, можно ожидать, как уже отмечалось, существование определенной зависимости между этими величинами.

Таблица 4  
ЛИНЕЙНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ И ИК-ИЗБЫТКИ  
 $\Delta m_{2,17}$  ИССЛЕДОВАННЫХ ЗВЕЗД

Звезда	$P$ (%)	$\Delta m_{2,17}$
Z Eri	1.05	-0.39
BR Eri	1.20	-0.36
AB Cyg	4.10	-0.43
W Tau	4.70	-1.50
AE Cep	4.11	-0.74
V 450 Aql	1.70	-0.10
T Cep	2.20	-0.54
AK Peg	2.60	-0.65
W Ori	2.00	-0.85
Z Psc	1.40	-0.44

Приведем расчет этой зависимости. Поток излучения оптически тонкой оболочки в интересующем нас инфракрасном диапазоне определяется выражением

$$J_{\epsilon} = \frac{N\pi r^2}{4\pi R^2} \int Q_{\epsilon}(\lambda) B(\lambda, T_p) d\lambda, \quad (2)$$

где  $N$  — число пылинок в оболочке,  $r$  — средний радиус пылинок,  $R$  — расстояние оболочки от Земли,  $Q_{\epsilon}(\lambda)$  — эффективность поглощения,  $B(\lambda, T_p)$  — функция Планка для температуры пыли  $T_p$ . Величина создаваемого этой оболочкой инфракрасного избытка будет равна:

$$\Delta m = -2.5 \lg \frac{J_0 + J_2}{J_0}, \quad (3)$$

где  $J_0$  — поток излучения звезды в рассматриваемом спектральном диапазоне.

Полагая, что  $J_0 \ll J_2$ , из (1) и (2) находим:

$$\Delta m = -2.5 \lg \frac{N r^2}{B(\lambda, T_0) R_0^2} \int Q_0(\lambda) B(\lambda, T_0) d\lambda, \quad (4)$$

где  $T_0$ ,  $R_0$  — эффективная температура и радиус звезды.

С другой стороны, степень поляризации излучения в случае рассеяния на несферической оболочке пропорциональна оптической толщине  $\tau$ . Например, в случае рассеяния на несферической оболочке, имеющей осевую симметрию [2], степень поляризации определяется выражением:

$$P_l \approx a \tau \sin^2 \theta, \quad (5)$$

где  $a$  — коэффициент, зависящий от формы оболочки и параметров пылинок,  $\theta$  — угол между лучом зрения и осью симметрии. В случае акстинкции излучения в оболочке, состоящей из анизотропных ориентированных пылинок, степень поляризации прошедшего через оболочку излучения звезды определяется аналогичной формулой [2]:

$$P_l \approx 0.25 |q_l| (3W - 1) \sin^2 \theta \cdot \tau, \quad (6)$$

где

$$q_l = \frac{I_m (2\beta_{xx} - \beta_{yy} - \beta_{zz})}{I_m (2\beta_{xx} + \beta_{yy} + \beta_{zz})}, \quad (7)$$

$\beta_{ii}$  — компоненты тензора поляризуемости пылинок,  $W$  — степень ориентации пылинок,  $\theta$  — угол между направлением ориентации пылинок и лучом зрения. Если излучение поглощается  $N$ -пылинками, то оптическая толщина  $\tau$  определяется выражением

$$\tau = \alpha \frac{N}{4\pi R_0^2} \pi r^2 Q_{xx}, \quad (8)$$

где  $\alpha$  — коэффициент, зависящий от формы оболочки, а  $\bar{R}$  — средний радиус оболочки.

Используя приведенные выше соотношения, найдем зависимость степени линейной поляризации  $P_l$  видимого излучения от величины ИК-избытка для случая несферической оболочки, состоящей из изотропных пылинок:

$$P_I \approx \alpha \sin^2 \psi \frac{\alpha Q_0 B(\nu, T_0) R_*^2 \cdot 10^{-0.43m}}{4R^3 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Q_0(\lambda) B(\nu, T_0) d\lambda}. \quad (9)$$

В случае же оболочки, состоящей из анизотропных пылинок, соответственно получаем:

$$P_I \approx 0.25 |q_l| (3W - 1) \sin^2 \psi \frac{\alpha Q_0 B(\nu, T_0) R_*^2 \cdot 10^{-0.43m}}{4R^3 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Q_0(\lambda) B(\nu, T_0) d\lambda}. \quad (10)$$

Таким образом, степень линейной поляризации излучения звезды с оболочкой зависит от ряда параметров, в числе которых температура и радиус звезды, а также величина инфракрасного избытка. Рассматриваемые нами звезды имеют различные наборы значений этих и других параметров. Для того, чтобы выяснить, как связаны между собой интересующие нас величины  $\Delta m$  и  $P_I$  мы должны, строго говоря, знать их связь и с другими параметрами, входящими в (9) и (10). Мы не будем здесь обсуждать этот вопрос, заметим только, что из выражений (9) и (10) в достаточно общих предположениях следует существование положительной корреляции  $\Delta m$  и  $P_I$ .

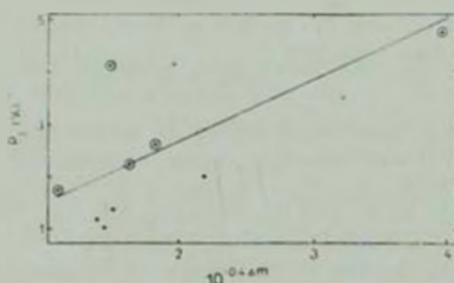


Рис. 2. Наблюдаемая зависимость степени поляризации от ИК-избытка.  $\otimes$  — звезды, для которых разность фаз, оптической поляризации и ИК-избытка, не превышала 0.1 периода.

Вернемся снова к наблюдательным данным. На рис. 2 приводится диаграмма поляризация—инфракрасный избыток. Как видно из рисунка, имеется вполне определенная положительная корреляция между  $P_I$  и  $10^{-0.43m}$ . Наличие этой корреляции означает, по-видимому, что поляризация видимого излучения и инфракрасные избытки рассматриваемых звезд обусловлены их пылевыми оболочками. Конкретизация вида обна-

руженной зависимости между  $P_1$  и  $\Delta m$ , несомненно, будет способствовать изучению физических свойств околозвездных оболочек.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## INFRARED EXCESS OF STARS WITH PROPER POLARIZATION

Yu. MELIK-ALAVERDIAN, T. A. MOVSESIAN

The results of infrared observations of 10 stars with proper optical polarization are listed. A correlation between the infrared excess and the optical polarization of the stars is revealed. This correlation has been explained by the existence of dust envelopes around the studied stars.

### ЛИТЕРАТУРА

1. K. Serkowski, *Ap. J.*, 144, 857, 1966.
2. А. Э. Долгиков, Ю. Н. Гнедин, Н. А. Силиягьева, *Распространение и поляризация излучения в космической среде*, Наука, М., 1979.
3. N. J. Woolf, *E. P. Nou. Ap. J.*, 155, L181, 1969.
4. F. Hoyle, N. C. Wickramasinghe, *M. N.*, 121, 417, 1952.
5. A. Kruszevski, G. W. Coyne, T. Gehrels, in: "Mass Loss from Stars", ed. M. Hack, Springer Verlag, New York, 1969.
6. H. M. Dyck, W. A. Stein, R. D. Gehrz, N. J. Woolf, S. J. Shawl, *Ap. J.*, 165, 57, 1971.
7. Р. А. Вардамян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 46, 33, 1975.
8. В. В. Кирьян, Ю. К. Мелик-Алавердян, Г. М. Товмасян, Ю. А. Шахбазян, *Астрофизика*, 14, 645, 1978.
9. R. G. Walker, *Philos. Trans. Roy. Soc., London*, 1969, 264, 209.
10. К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, Мир, М., 1977.
11. Б. В. Кукаркин, П. Н. Холопов, Ю. Н. Ефремов, Н. П. Кукаркина, Н. Е. Курочкин, Г. Н. Медведова, Н. Б. Перова, В. П. Федорович, М. С. Фролов, *Общий каталог переменных звезд, АН СССР*, М., 1969.
12. H. L. Johnson, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 4, 193, 1966.
13. Th. Nuckel, G. Klake, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 42, 251, 1980.

УДК 52—64—726—337

## ПРИБЛИЖЕННЫЕ МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЕ С СИЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

А. Д. КАМИНЕР, Г. Г. ПАВЛОВ, Н. А. СИЛАНТЬЕВ, Ю. А. ШИБАНОВ

Поступила 25 мая 1981

Принята к печати 18 марта 1982

Предлагаются два приближенных метода решения задач переноса излучения в оптически толстой плазме с произвольно направленным, однородным магнитным полем. Оба метода исходят из диффузионных уравнений и отличаются способом продолжения диффузионного решения из глубины среды к излучающей границе. С помощью этих методов получены простые аналитические формулы, удобные как для вычислений, так и для качественного исследования спектральных, угловых и поляризационных характеристик выходящего из среды излучения. Результаты хорошо согласуются с более точными численными решениями [7], полученными для случая, когда магнитное поле нормально к границе.

1. Введение. Для интерпретации наблюдательных данных и построения моделей рентгеновских и гамма-источников, связанных с нейтронными звездами, важной является задача о переносе излучения в плазме с очень сильным магнитным полем  $B \sim 10^{11} - 10^{13}$  Гс. При  $\omega_{ce} \gg \omega \gg (h\nu/mc^2)(e^2/hc)$ , где  $\omega_{ce} = eB/mc$  — циклотронная частота,  $\omega$  — частота фотона, в плазме выполняются условия сильной фарадеевской деполаризации и свойства излучения полностью определяются [1] интенсивностями  $I_j$  ( $j = 1, 2$  соответствуют необыкновенной и обыкновенной волнам) двух различных поляризованных нормальных волн (НВ).

В стационарных условиях они подчиняются системе уравнений переноса (см., например, [2])

$$(\vec{n} \cdot \vec{\nabla}) I_j(\vec{n}) = -k_j(\vec{n}) I_j(\vec{n}) + \sum_{i=1,2} \int d\vec{n}' I_i(\vec{n}') k_{ij}(\vec{n}', \vec{n}) + Q_j(\vec{n}), \quad (1)$$

где  $k_j(\vec{n}) = k_j^s(\vec{n}) + k_j^a(\vec{n})$  — полный коэффициент поглощения (экстинкции)  $j$ -ой НВ,  $k_j^s(\vec{n}) = \sum_i \int d\vec{n}' k_{ji}(\vec{n}', \vec{n})$  и  $k_j^a(\vec{n})$  — интегральный коэф-

коэффициент рассеяния и коэффициент истинного поглощения,  $k_{ij}(\vec{n}', \vec{n})$  — коэффициент рассеяния  $i$ -ой волны в  $j$ -ую из направления  $\vec{n}'$  в  $\vec{n}$ ,  $Q_j$  — излучательная способность плазмы. Для простоты изложения мы ограничимся практически важным случаем  $Q_j(\vec{n}) = k_{ij}^0(\vec{n})q$ , где  $q$  не зависит от  $\vec{n}$  (в частном случае локального термодинамического равновесия (ЛТР)  $q = B_*(T)/2$ , где  $B_*(T)$  — планковская интенсивность). Уравнения (1) справедливы, если поляризуемость плазмы много меньше единицы, т. е.  $\omega_p^2 \ll \omega(|\omega - \omega_p| + \gamma)$ , где  $\omega_p = (4\pi N_e e^2 / m)^{1/2}$  — электронная плазменная частота,  $\gamma$  — характерная ширина циклотронного резонанса. Кроме того, в (1) подразумевается, что изменением частоты фотона при многократном рассеянии можно пренебречь (для этого необходимо  $\hbar\omega \ll mc^2$ ,  $kT_e \ll mc^2$  — подробнее см. [3, 4]).

В предельном случае малых полей ( $\omega_p \ll \omega$ ) решения (1) были получены в [5]. Для очень больших полей ( $\omega_p \gg \omega$ ) задача переноса (с учетом только обыкновенной волны) рассматривалась Баско [6]. Для произвольных  $\omega_p/\omega$  одним из авторов был разработан [7] метод численного решения (1) с помощью обобщенных тензорных функций Амбарцумяна—Чандрасекара ( $H$ -функций). Метод [7] позволяет достичь высокой точности решений, но приводит к значительным вычислительным трудностям, когда магнитное поле не нормально к границе излучающей области. Кроме того, он не позволяет записать решения в простой и наглядной форме, что затрудняет качественный анализ получаемых результатов. Поэтому, наряду с более точными численными методами, имеет смысл разрабатывать также приближенные методы, приводящие к выражениям, удобным для качественного анализа и не требующим большого объема вычислений. При разработке таких методов для оптически толстой плазмы с магнитным полем естественно использовать [8, 1, 2] тот факт, что в глубоких слоях среды применимо диффузионное приближение. Нагель [9] и Месарош, Нагель и Вентура [10] с помощью диффузионных уравнений для плотности квантов НВ вычисляли спектр потока излучения, выходящего из изотермической однородной плазмы. В [9] и [10], однако, использовались коэффициенты диффузии, отличные друг от друга, и не рассматривались угловые и поляризационные характеристики излучения. Канно [11] вычислял угловое распределение интенсивности излучения плазмы для чистого рассеяния ( $k_{ij}^0 = 0$ ,  $Q_j = 0$ ), предполагая, что плотности диффундирующих квантов в двух НВ равны между собой вплоть до самой границы.

В настоящей работе предлагаются два приближенных метода (разделы 3 и 4) решения задач переноса излучения в плазме с магнитным полем. При этом, как и в [5—7, 9—11] мы ограничимся приближением хо-

лодной плазмы:  $|\omega - s\omega_n| \gg \omega (kT_e/mc^2)^{1/2}$ , где  $s=1, 2, \dots$  — номер циклотронной гармоники. Оба предлагаемых метода исходят из диффузионных уравнений, полученных в разделе 2 при произвольной анизотропии коэффициентов переноса, и отличаются способом продолжения диффузионного решения из глубины среды к излучающей границе. При помощи этих методов получены сравнительно простые аналитические формулы, удобные как для вычислений, так и для качественного исследования спектральных, угловых и поляризационных характеристик выходящего излучения при произвольном направлении магнитного поля. В случае, когда поле параллельно нормали к границе излучающей области, полученные результаты сравниваются (раздел 5) с более точными численными решениями [7]. Необходимые для вычислений формулы для коэффициентов переноса приведены в Приложении.

2. Уравнения диффузии фотонов. Естественно ожидать, что в глубоких слоях среды четная по  $\bar{n}$  часть  $I_j(\bar{n})$  близка к изотропной функции координат  $R_j$ , которая определяет плотность  $(4\pi/c)R_j$  лучистой энергии в  $j$ -ой НВ. Тогда нечетная по  $\bar{n}$  часть  $I_j(\bar{n})$  получается из (1) при учете симметрии  $k_{j,1}(\bar{n}', \bar{n})$  и  $k_{j,2}^*(\bar{n})$  (см. (П16)). В итоге для интенсивности и потока  $\bar{F}_j = \int d\bar{n} \bar{n} I_j(\bar{n})$  в  $j$ -ой НВ имеют место приближенные выражения:

$$I_j \approx I_j^{(0)} = R_j - \frac{\bar{n} \bar{\nabla}}{k_{j,1}(\bar{n})} R_j, \quad F_j^{(0)} = -4\pi \sum_b D'_{ab} \nabla_b R_j. \quad (2)$$

Величину

$$D'_{ab} = \frac{1}{4\pi} \int d\bar{n} \frac{n_a n_b}{k_{j,1}(\bar{n})} \quad (3)$$

будем называть тензорным коэффициентом диффузии  $j$ -ой волны.

Если магнитное поле  $\bar{B} = 0$ , то  $D'_{ab} \rightarrow \alpha_{ab} [3(N_s \alpha_T + k^2)]^{-1}$ , где  $\alpha_T$  и  $k^2$  — томсоновское сечение и коэффициент истинного поглощения. Если в качестве  $I_j$  в уравнение (1) подставить  $I_j^{(0)}$  из (2), проинтегрировать полученное выражение по  $\bar{n}$  и использовать (П16), то получается система уравнений диффузии

$$\sum_a \nabla_a D'_{ab} \nabla_b R_j - S(R_j - R_{j-1}) = \alpha_j (R_j - q), \quad (4)$$

где

$$x_j = \frac{1}{4\pi} \int \frac{dn_k^*}{k_j}(\vec{n}), \quad S = \frac{1}{4\pi} \int dnd\vec{n}^* k_{j, z-f}(\vec{n}, \vec{n}^*). \quad (5)$$

Величина  $S$  представляет собой усредненный коэффициент трансформации одного типа НВ в другой. Система уравнений (4) была написана Негелем [9] из феноменологических соображений. Подчеркнем, что приведенный выше вывод показывает, что уравнения (4), в отличие от диффузионных уравнений работы [10], справедливы не только при малой анизотропии коэффициентов переноса.

В очень глубоких слоях, где излучение неполяризовано [1], т. е.  $R_1 = R_2 = R/2$ , из (4) следует уравнение диффузии для  $R$  [2, 8]:

$$\sum_{\alpha\beta} \nabla_{\alpha} D_{\alpha\beta} \nabla_{\beta} R = \chi(R - 2q), \quad (4a)$$

где  $D_{\alpha\beta} = (D_{\alpha\beta}^1 + D_{\alpha\beta}^2)/2$ ,  $\chi = (\chi_1 + \chi_2)/2$ .

В данной работе мы ограничимся рассмотрением излучения полубесконечной плоскопараллельной среды с однородным магнитным полем.

В этом случае удобно ввести оптическую глубину  $\tau = z_T \int_0^z N dz$  ( $z$  —

геометрическая глубина) по отношению к томсоновскому рассеянию, а все величины, имеющие размерность длины или обратной длины,

измерять в единицах  $(N_e z_T)^{-1}$  или  $N_e z_T$ . Тогда  $\vec{n} \nabla = -\mu N_e z_T (d/dz)$ ,  $\mu = \cos \theta$ ,  $\theta$  — угол между внешней нормалью к поверхности и волновым вектором; а в (4) и (4a)  $\sum_{\alpha\beta} \nabla_{\alpha} D_{\alpha\beta} \nabla_{\beta} = -(d/dz)$ ,  $D_i = (d/dz)$ ,  $D_i = D_{i\alpha}$ .

Если  $\theta_B$  — угол между нормалью и магнитным полем, то [12]  $D_i = D_i^1 \cos^2 \theta_B + D_i^2 \sin^2 \theta_B$ , где  $D_i^{j, 1, 2}$  — главные компоненты тензора диффузии

$$D_i^j = \int_0^{\pi/2} \frac{\cos^2 \theta \sin \theta}{k_j(\vec{n})} d\theta, \quad D_i^j = \frac{1}{2} \int_0^{\pi/2} \frac{\sin^2 \theta}{k_j(\vec{n})} d\theta, \quad (6)$$

$\theta$  — угол между  $\vec{n}$  и  $\vec{B}$ .

3. Метод связанной диффузии НВ с обобщенными граничными условиями Маршака. Если в интегральный член исходной системы (1) вместо  $I_j$  подставить  $I_j^{(0)}$  из (2), то, используя (П16), получим для интенсивности НВ на границе  $z = 0$ :

$$I_j^{(1)} = \int_0^{\infty} \frac{d\tau}{\mu} \left[ q k_j^* + \sum_i k_{ji} R_i \right] \exp\left(-\int_0^{\tau} k_j \frac{d\tau'}{\mu}\right). \quad (7)$$

где  $k_j^*$ ,  $k_j$  и  $\bar{k}_{j,l} = k_{j,l}(\theta) = \int_{\Omega} d\bar{n}^* k_{j,l}(\bar{n}, \bar{n}^*)$  зависят от угла  $\theta$  (см. (П6), (П12)). Формулу (7) можно рассматривать как первую итерацию решения (1) (при нулевой итерации  $f_j^{(0)}$  из (2)).

Для вычисления  $f_j^{(1)}$  необходимо найти  $R_j$  из (4), задав граничные условия. Выбор условий при  $\tau = 0$ , как всегда в задачах диффузии, неоднозначен. В частности, их можно получить из требования непрерывности нормальной компоненты  $F_{jN}$  потока  $\bar{F}_j$ , используя формулы (2). Приравняв на границе  $\tau = 0$  выражение  $F_{jN}^{(1)}$  интегралу  $\int_{\Omega_+} d\bar{n}^* f_j^{(0)}(\tau = 0)$ , где  $\Omega_+$  — область телесных углов  $\mu \geq 0$ , получаем обобщение условия Маршака [13]:

$$2D_j \frac{dR_j}{d\tau} = R_j \text{ при } \tau = 0. \quad (8)$$

Примем, как это часто делается [14], что отношения  $k_j^*/k_j$  не зависят от  $\tau$ . Это предположение выполняется, в частности, для плазмы с однородной концентрацией и температурой ( $q(\tau) = \text{const}$  в условиях ЛТР) и позволяет получить аналитические решения при произвольной зависимости  $q(\tau)$ , которые качественно описывают влияние изменения энерговыделения с глубиной. Например, для линейной зависимости  $q(\tau) = q_0(1 + \beta\tau)$  из (4), (8) получаем

$$R_j(\tau) = q_0 \left( 1 + \beta\tau + \sum_{n=1,2} A_{jn} e^{-p_n \tau} \right), \quad (9)$$

где

$$A_{jn} = \frac{b_j f_{j,3-n} g_{3-1} + a_{j,3-n} f_{3-j,3-n} g_j}{a_{jn} f_{j,3-n} f_{3-j,n} - a_{j,3-n} f_{jn} f_{3-j,3-n}}; \quad A_{jn} = -\frac{b_j}{a_{jn}} A_{3-j,n} \quad (10)$$

$$p_n^2 = \frac{1}{2} \{ b_1 + c_1 + b_2 + c_2 \mp [(b_1 + c_1 - b_2 - c_2)^2 + 4b_1 b_2]^{1/2} \}; \quad (11)$$

$$b_j = \frac{S}{D_j}, \quad c_j = \frac{x}{D_j}, \quad a_{jn} = p_n^2 - b_j - c_j, \quad f_{jn} = 1 + 2D_j p_n, \quad g_j = 1 - 2D_j \beta; \quad (12)$$

$$p_1^2 p_2^2 = b_1 c_2 + b_2 c_1 + c_1 c_2, \quad a_{1n} a_{2n} = b_1 b_2, \quad a_{jn} = -a_{3-j,3-n} \quad (13)$$

С помощью (9), (2), (8) и (7) легко найти на границе  $\tau = 0$  нормальные компоненты потоков

$$F_{jN}^{(0)} = 2\pi R_j (\tau = 0) = 2\pi q_0 \left( 1 + \sum_{s=1,2} A_{2s} \right) \quad (14)$$

и интенсивности НВ в нулевом и первом приближениях

$$I_j^{(0)} = \frac{F_{jN}^{(0)}}{2\pi} \left( 1 + \frac{\mu}{2D_j k_j} \right), \quad (15)$$

$$I_j^{(1)} = q_0 \left( 1 + \beta \frac{\mu}{k_j} + \sum_{s=1,2} \frac{k_{js} A_{1s}}{k_j + \mu p_s} \right). \quad (16)$$

Аналогичным образом получают решения для произвольной  $q(\tau)$ . Отличительной особенностью таких решений является наличие двух характерных длин  $p_n^{-1}$ , формулы (11) для которых были получены Нагелем [9].

Если пренебречь трансформацией НВ ( $S \ll x_{1,2}$ ), то  $p_n^2 = x_n/D_n$ ,  $A_{1n} = -\epsilon_{1n} g / f_j$  и

$$R_j(\tau) = q_0 \left( 1 + \beta \tau - \frac{1 - 2\beta D_j}{1 + 2\mu_j D_j} e^{-p_j \tau} \right), \quad (17)$$

т. е.  $p_{1,2}^{-1}$  имеют смысл обычных диффузионных длин (см., например, [15]) для воли  $j = 1, 2$  по отдельности. При этом

$$I_j^{(1)} = q_0 \left| 1 + \beta \frac{\mu}{k_j} - \frac{(1 - 2\beta D_j) k_j^2}{(1 + 2\mu_j D_j) (k_j + \mu p_j)} \right| \frac{F_{jN}}{2\pi} \left( 1 + \frac{\mu}{2D_j k_j^2} \right), \quad (18)$$

где  $F_{jN} \approx F_{jN}^{(0)} = 4\pi q_0 x_j p_j^{-1} (1 + \beta p_j^{-1})$  — выходящий поток при слабом поглощении (ср. с (19)). Положив в (17) и (18)  $k_j^0 = 1$ ,  $k_j^a = x = \xi$ ,  $k_j = 1 + \xi$ ,  $D_j = [3(1 + \xi)]^{-1}$ ,  $p_j = [3\xi(1 + \xi)]$ , переходим к решению при  $\bar{B} = 0$ . При этом выходящее излучение получается неполяризованным ( $I_1 = I_2$ ), что связано с пренебрежением фазовыми связями между НВ (см. Введение). Если  $\xi \ll 1$  (слабое поглощение), то выражение для выходящего потока при  $\beta = 0$ ,  $F_{jN} = 4\pi q_0 |\xi|/3$ , в изотропном случае совпадает с результатом точной теории (см., например, [15]), а угловое распределение  $I(\mu) \approx 1 + 3\mu/2$  оказывается таким же, как и в приближении Эддингтона [14].

В отсутствие рассеяния,  $k_j^a = 0$ , (18) переходит в известный результат [16]

$$I_j = q_0 \left( 1 + \beta \frac{\mu}{k_j^a} \right), \quad F_{jN} = \pi q_0 (1 + 2\beta D_j). \quad (19)$$

Если трансформация НВ превышает их поглощение,  $S \gg \chi_{1,2}$  (фактически это имеет место при минимальном из  $k_{1,2}^1 \gg$  максимального из  $k_{1,2}^2$ ), то

$$p_1^2 = \frac{\chi_1 + \chi_2}{D_1 + D_2} = \frac{\chi}{D} = p_j^2; \quad p_2^2 = S \left( \frac{1}{D_1} + \frac{1}{D_2} \right) = p_i^2; \quad p_i \gg p_j; \quad (20)$$

$$A_{,1} = -1 + 2(p_d + \beta) D \left( 1 + \frac{G^2}{1+w} \right), \quad (21)$$

$$A_{,2} = (-1)^{j+1} 2(p_d + \beta) \frac{G}{1+w} D_{3-j},$$

где  $G = (D_1 - D_2)/2D$ ,  $D = (D_1 + D_2)/2$ ,  $w = 4S\mu p_i$ . Длина  $p_d^{-1}$  является диффузионной длиной для неполяризованного излучения (см. (4а) и раздел 4). Длина  $p_i^{-1}$  является длиной деполаризации из-за трансформации НВ, т. к. в этом случае, согласно (9) и (21), при  $\tau \gg p_i^{-1}$  имеем  $K_1 = K_2$  ( $A_{,1}$  не зависит от  $j$ ). Для потоков и интенсивностей при  $\tau = 0$  имеем

$$F_{jN}^{(0)} = \frac{F_N^{(0)}}{2} \left| 1 - (-1)^j \frac{G}{1+w} \right|; \quad F_N^{(0)} = F_{1N}^{(0)} + F_{2N}^{(0)} = 8\pi q_0 \chi p_d^{-1} (1 + \beta p_d^{-1}), \quad (22)$$

$I_j^{(1)}$  дается формулой (15) с  $F_{jN}^{(0)}$  из (22);

$$I_j^{(1)} = \frac{F_N^{(0)}}{4\pi} \left\{ 1 + \frac{\mu}{2Dk_j} + \frac{G}{1+w} \frac{\mu p_i G - (-1)^j (k_j - k_{j,3-j})}{k_j + \mu p_i} \right\}. \quad (23)$$

Если в исходном уравнении (1) положить  $k_j^a = 0$ ,  $Q_j = 0$  (задача Милна), то решение соответствующего диффузионного уравнения ((4) при  $\chi_j = 0$ ) с граничными условиями (8) дает

$$R_j(\tau) = \frac{F_N}{4\pi} \left\{ 1 + \frac{G^2}{1+w} + \frac{\chi}{2D} - (-1)^j \frac{D_{3-j}}{D} \frac{G}{1+w} e^{-p_i \tau} \right\}, \quad (24)$$

где  $F_N$  — заданная нормальная компонента суммарного по поляризациям потока, сохранение которой следует из (1):  $\nabla \cdot \vec{F} = dF_N/d\tau = 0$ . Формула (24) получается также, если подставить (21) в (9), положить  $\tau \ll p_d^{-1}$  и заменить  $F_N^{(0)}$  (определен в (22)) на  $F_N$ . Для  $F_{jN}^{(0)}$ ,  $I_j^{(0)}$  и  $I_j^{(1)}$  при  $\tau = 0$  подстановкой (24) в (2) и (7) получаются формулы (22), (15) и (23), в которых  $F_N^{(0)} \rightarrow F_N$ . Такое совпадение объясняется тем, что при  $S \gg \chi$  поток интенсивности формируется на глубине  $\sim p_d^{-1}$  много большей, чем глубина  $\sim p_i^{-1}$ , на которой формируется поляризация.

Отметим, что получившаяся формула для  $I_j^{(1)}$  приводит, в отличие от  $I_j^{(0)}$ , к выходящему потоку, не совпадающему с  $F_N$ . Поэтому в (23) заменим  $F_N^{(0)}$  не на  $F_N$ , а на нормировочный поток  $\Phi_N$ , определяемый из условия:  $\sum_j \int_{\Omega_+} d\vec{n} I_j^{(1)} = F_N$ . Вычисления показывают, что отличие

$\Phi_N$  от  $F_N$ , являющееся мерой неточности рассматриваемого метода, не превышает нескольких процентов.

Если в (23) положить  $G = 0$  ( $D_1 = D_2$ ), то (23) переходит в решение задачи без рассеяния с градиентом температуры [16] (см. (19)) при  $\beta \rightarrow (2D)^{-1}$ ,  $q_0 = F_N/4\pi$ . Такое же решение было получено Канно [11] для задачи Милна в предположении, что  $R_1 = R_2 = (F_N/2\pi) \times \times (1 + \sqrt{2D})$  для произвольного соотношения между  $D_1$  и  $D_2$ .

4. Метод подбора постоянных в диффузионном решении с помощью интегральной формы уравнения переноса. Используя свойства коэффициентов  $k_{l_1}(\vec{n}, \vec{n}')$  и  $k_{l_2}^*(\vec{n})$ , приведенные в Приложении, уравнения переноса (1) для плоскопараллельной среды можно записать в виде

$$\mu \frac{dI_j(\vec{n}, \tau)}{d\tau} = k_{l_1}(\vec{n}) I_j(\vec{n}, \tau) - \sum_{j'=-1}^1 a_{jj'}^*(\vec{n}) J_{j'}(\tau), \quad (25)$$

где

$$J_{j'}(\tau) = t_{j'} \left\{ \frac{3}{8\pi} \sum_{l_1, l_2} \int_{\Omega_+} d\vec{n} a_{l_1 l_2}^*(\vec{n}) I_l(\vec{n}, \tau) + \delta_{j'0} \xi_{j'} q(\tau) \right\}, \quad (26)$$

величины  $a_{l_1 l_2}^*(\vec{n})$ ,  $t_{j'}$ ,  $\xi_{j'}$  даются формулами (П5, П12).

Для тензора  $J_{j'j}(\tau)$  из (25) получается система интегральных уравнений [7, 8]

$$J_{j'j}(\tau) = \delta_{j'j} \xi_{j'} q(\tau) + \sum_{j''=-1}^1 \int_0^{\infty} d\tau' K_{j'j''}(|\tau - \tau'|) J_{j''}(\tau') \quad (27)$$

с ядром

$$K_{j'j''}(\tau) = t_{j'} t_{j''} \frac{3}{8\pi} \sum_{l_1, l_2} \int_{\Omega_+} \frac{d\vec{n}}{\mu} a_{l_1 l_2}^*(\vec{n}) a'_{l_1 l_2}(\vec{n}) \exp \left[ -\frac{\tau k_{l_1}(\vec{n})}{\mu} \right], \quad (28)$$

где  $\Omega_+$  — область телесных углов с  $\mu > 0$ . Предлагаемый здесь метод основан на нахождении приближенного выражения для  $J_{j'j}(\tau)$ , которое

при больших  $\tau$  описывает режим неполяризованной диффузии (см. (4а)), а на границе удовлетворяет уравнению (27) при  $\tau = 0$ .

Решение уравнения диффузии (4а) имеет вид

$$R(\tau) = C e^{-p_d \tau} + R_p(\tau), \quad R_p(\tau) = \int_0^{\infty} d\tau' q(\tau') \exp(-p_d |\tau - \tau'|), \quad (29)$$

где  $p_d^{-1} = \sqrt{D/\kappa}$  — диффузионная длина,  $R_p(\tau)$  — частное решение уравнения (4а). Подставляя в (26)  $I_i(n, \tau) \simeq R(\tau)/2$ , получим

$$J_{ij}(\tau \rightarrow \infty) = \tilde{\kappa}_{ij} \rho_i^2 \left[ \frac{R(\tau)}{2} + \tilde{\kappa}_i q(\tau) \right]. \quad (30)$$

Для произвольных  $\tau$  будем искать приближенное выражение  $J_{ij}(\tau)$  в форме (30), заменив тензор  $C_{ij}^{\alpha\beta} \rho_i^2$  на  $2C_{ij}$ :

$$J_{ij}(\tau) \simeq C_{ij} e^{-p_d \tau} + \tilde{\kappa}_{ij} \rho_i^2 \left[ \frac{R_p(\tau)}{2} + \tilde{\kappa}_i q(\tau) \right]. \quad (31)$$

При  $\tau \gg p_d^{-1}$  (31) переходит в (30). Подставив (31) в правую часть (26) и положив  $\tau = 0$ , получим систему алгебраических уравнений для тензора  $C_{ij}$ :

$$C_{ij} = d_{ij} + \sum_{l=1}^3 b_{ij;l} C_{il}, \quad (32)$$

$$d_{ij} = t_i t_j \left\{ -\tilde{\kappa}_{ij} \frac{\bar{K}_p}{2} + \frac{3}{8\pi} \sum_{l=1,2} \int_{\bar{\Omega}_l} \frac{d\bar{n}}{\mu} \bar{a}'_{ij}(\bar{n}) \left[ \frac{k_l^i(\bar{n}) \bar{K}_p}{2} + k_l^j(\bar{n}) \bar{q} \right] \right\}, \quad (33)$$

$$b_{ij;l} = \frac{3}{8\pi} t_i t_j \sum_{l=1,2} \int_{\bar{\Omega}_l} \frac{d\bar{n}}{k_l(\bar{n}) + \mu p_d} \frac{\bar{a}'_{ij}(\bar{n}) \bar{a}'_{il}(\bar{n})}{k_l(\bar{n}) + \mu p_d}, \quad (34)$$

где  $\bar{f} = \bar{f}(\{k_l(\bar{n})\}/\mu)$  означает лапласовское преобразование функции  $f(\tau)$ . Интенсивности выходящих из среды НВ получаются из (25) с помощью (31):

$$I_i \simeq \frac{\sum_{\alpha} C_{i\alpha} \bar{a}'_{i\alpha}(\bar{n})}{k_i + \mu p_d} + \frac{1}{\mu} \left( \frac{k_i^j}{2} \bar{K}_p + k_i^j \bar{q} \right). \quad (35)$$

В случае непоглощающей среды ( $\epsilon_i = 0$ ,  $p_d = 0$ ; задача Милна) решение уравнения диффузии  $R(\tau)$  и соответствующее ему выражение для  $J_{ij}(\tau)$  имеют вид

$$R(\tau) = \frac{F_N}{4\pi D} (C + \tau), \quad J_{\nu\beta}(\tau) = \frac{F_N}{8\pi D} \delta_{\nu\beta} t_\nu^2 (C + \tau), \quad (36)$$

где  $F_N$  — заданное значение нормальной компоненты потока. Приближенное выражение для  $J_{\nu\beta}(\tau)$  ищем в виде

$$J_{\nu\beta}(\tau) = \frac{\Phi_N}{8\pi D} (C_{\nu\beta} + \delta_{\nu\beta} t_\nu^2 \tau). \quad (37)$$

Для коэффициентов  $C_{\nu\beta}$  из уравнения (27), при  $\tau = 0$ , получается система (31) в которой

$$d_{\nu\beta} = \frac{3}{8\pi} t_\nu t_\beta \sum_{i=1,2} \int_{\Omega_+} d\vec{n} \frac{\mu \hat{a}_{\nu\beta}^i(\vec{n})}{k_i^2(\vec{n})}, \quad (38)$$

$$b_{\nu\beta\gamma} = \frac{3}{8\pi} t_\nu t_\beta \sum_{i=1,2} \int_{\Omega_+} d\vec{n} \frac{\hat{a}_{\nu\beta}^i(\vec{n}) \hat{a}_{\gamma\beta}^i(\vec{n})}{k_i^2(\vec{n})}.$$

Интенсивности выходящих НВ даются формулой

$$I_j \approx \frac{\Phi_N}{8\pi D} \frac{\mu + \sum_{\nu\beta} C_{\nu\beta} \hat{a}_{\nu\beta}^j(\vec{n})}{k_j^2(\vec{n})}, \quad (39)$$

где нормировочный поток  $\Phi_N$  (ср. раздел 3) находится из условия:  $F_N = \sum_{\vec{n}} \int_{\Omega_+} d\vec{n} \mu J_j$ . Отметим, что в данном методе отличие  $\Phi_N$  от  $F_N$  оказывается существенно большим (десятки процентов), чем в методе связанной диффузии.

Из четности подинтегральной функции в (38) (см. П15, П16)) следует, что система уравнений (32) распадается на три независимых подсистемы с  $|\alpha - \beta| = 0, 1, 2$ , а сумма диагональных компонентов  $C_{\alpha\alpha}$  равна  $3/2$  ( $\sum_{\nu} d_{\nu\nu} = 3/4$ ,  $\sum_{\nu} b_{\nu\nu\nu} = \delta_{\nu\nu}/2$ ). Наконец, заметим, что формула

(39) в случае  $\vec{B} \rightarrow 0$  приводит к угловой зависимости  $I_j = I_{j0} [1 + 2\mu - (5/152)(1 - \mu^2)]$ , которая ближе к точному решению задачи Милна, с рэлеевской индикатрисой рассеяния [17], чем зависимость  $I_j \sim 1 + (3/2)\mu$ , получаемая методом связанной диффузии (раздел 3).

5. *Результаты и обсуждения.* На рис. 1—3 представлены результаты расчета различными методами интенсивности излучения, выходящего из полубесконечной среды (плазмы) с однородным магнитным полем, по раз-

ному наклоненным к нормали. Видно, что результаты предлагаемых методов связанной диффузии (СД) и подбора постоянных (ПП) качественно совпадают с более точными расчетами [7]. Степени линейной и циркулярной поляризации определяются формулами  $P_L = Q/I$  и  $P_C = V/I$ , где

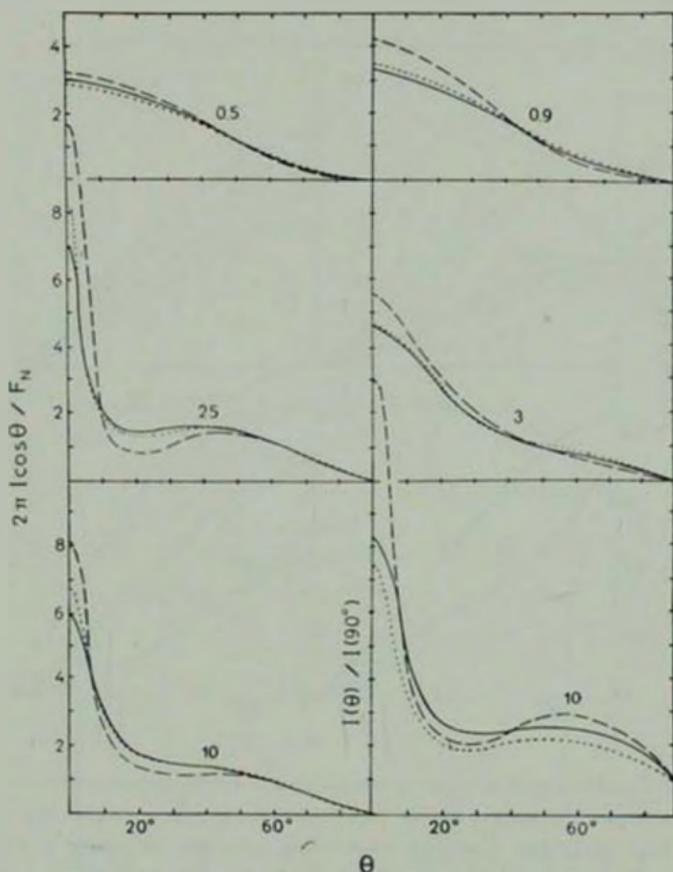


Рис. 1. Зависимость интенсивности  $I$  излучения полубесконечной плазмы с магнитным полем, параллельным нормали ( $\theta_B = 0$ ) от угла  $\theta$ . На всех рисунках пунктирной и штриховой линиями изображены результаты методов СД (раздел 3) и ПП (раздел 4), сплошной линией — более точные результаты работы [7]. За исключением правой нижней части рисунка, представлены кривые  $I \cos \theta$  в единицах  $F_N/2\pi$ . Цифры у кривых обозначают отношение  $\omega_B/\omega = 1/\nu$ .

$Q$ ,  $V$  и интенсивности  $I$  выражаются через интенсивности НВ согласно (ПЗ). Результаты расчетов величин  $P_L$  и  $P_C$  при  $\theta_B = 0^\circ, 90^\circ, 45^\circ$  приведены нами в [18]. При  $\theta_B = 0^\circ$ , для угловых зависимостей

$P_c(\theta)$ ,  $P_c(\theta)$  также имеет место хорошее согласие с результатами [7]. При  $\omega_B \geq \omega$  метод СД оказался заметно точнее, чем ПП, тогда как при  $\omega \geq 3\omega_B$  точнее оказывается метод ПП. Метод ПП приводит к наибольшим ошибкам при  $\omega \ll \omega_B$  и  $|\omega - \omega_B| \ll \omega_B$ , когда  $k_1$  сильно

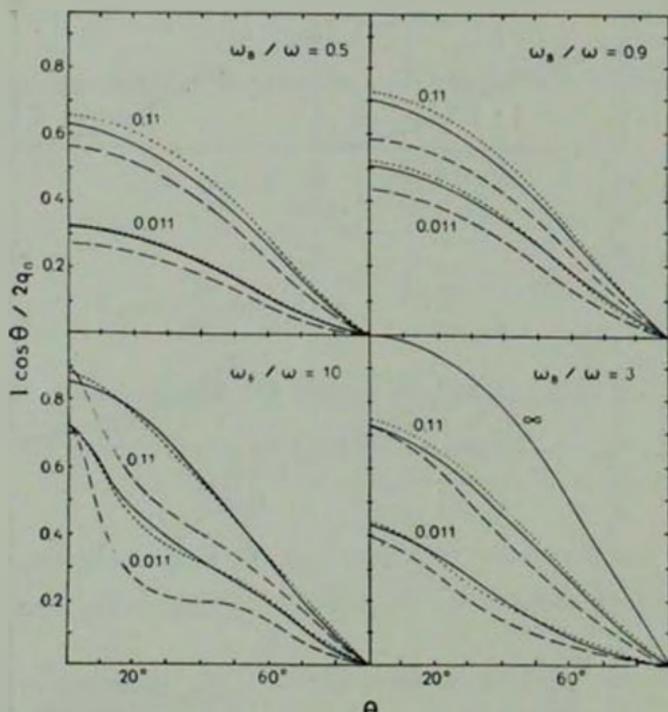


Рис. 2. Угловое распределение интенсивности  $I$  излучения полубесконечной плазмы с равномерно распределенными источниками ( $q = q_c = \text{const}$ ) при различных  $\omega_B/\omega$  для  $\theta_B = 0$ . Цифры у кривых обозначают величину параметра  $\xi = k_1^2/k_2^2$ . В расчетах принято  $\xi_1 = \xi_2 = \xi$  (см. Приложение). В правой нижней части рисунка приведена кривая для случая, когда рассеяние отсутствует ( $\xi = \infty$ ,  $I = 2q_0$  для любых  $\omega_B/\omega$ ).

отличается от  $k_2$ . Достоинством его является то, что он допускает (в отличие от СД) простое обобщение [8] на случай сравнительно слабых магнитных полей, когда интенсивностей НВ недостаточно для описания излучения (см. Введение). Ошибки обоих методов максимальны, когда луч зрения мало отклоняется от поверхности излучающей плазмы ( $\theta \approx 90^\circ$ ), так как при этом главный вклад в излучение дают

тонкие приповерхностные слои, где диффузионный подход особенно неточен. Поэтому для отношений  $I(\theta)/I(90^\circ)$  (рис. 1) совпадение с решениями [7] заметно хуже, чем для наблюдаемых величин  $I/\cos \theta$ , нормированных в случае задачи Милна (рис. 1, 3) на сохраняющийся поток  $F_N$ .

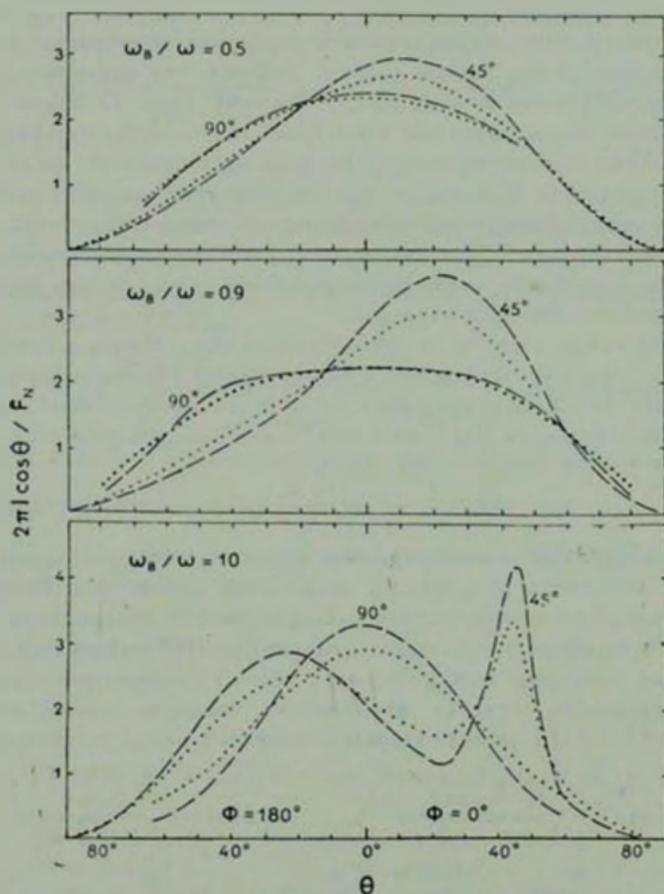


Рис. 3. Угловое распределение интенсивности в плоскости  $(N, B)$  для  $\theta_B = 45^\circ$ ,  $90^\circ$  и различных  $\omega_B/\omega$  (цифры около кривых) в задаче Милна.

Учет только обыкновенной НВ при  $\omega < \omega_B$  [6] приводит для задачи Милна к угловым зависимостям, качественно отличающимся от изображенных на рис. 1, т. к. излучение выходит в основном в необыкновенной

волне. Упрощающее предположение Канно [11] не слишком искажает угловые зависимости интенсивности, однако для поляризации приводит к зависимостям, качественно отличным от представленных в [18].

На рис. 3 изображены результаты методов СД и ПП при  $\Theta_0 = 90^\circ$  и  $45^\circ$ , для которых отсутствуют «точные» решения [7]. Совпадение кривых получается не хуже, чем при  $\Theta_0 = 0$ .

Хотя обсуждение астрофизических следствий полученных результатов не является целью данной работы, отметим, что изменение профиля углового распределения с частотой для  $\Theta_0 = 45^\circ$  (рис. 5) весьма напоминает изменение формы импульсов некоторых рентгеновских пульсаров [19].

В заключение отметим, что с помощью приближенных формул, приведенных в разделах 3, 4, можно получить простые аналитические выражения для всех характеристик выходящего излучения во многих практически важных случаях. С другой стороны, точность предлагаемых методов может быть, в принципе, существенно повышена, если использовать их результаты для последующих итераций.

Следует указать, что когда данная работа была близка к завершению, нам стало известно о готовящейся к печати работе Нагеля, в которой разрабатывается метод, отличающийся от метода СД незначительными деталями. Мы благодарны В. Нагелю за посылку нам рукописи этой работы.

#### Приложение

*Поляризация НВ и коэффициенты переноса в холодной разреженной плазме.* В достаточно разреженной и холодной плазме (см. Введение) с высокой точностью можно считать поляризации НВ поперечными и ортогональными (главные оси эллипсов поляризации НВ перпендикулярны, а направления вращения электрического вектора противоположны). Их удобно определять, задавая циклические проекции ортов поляризации  $e'_\alpha$  ( $\alpha = 0, \pm 1$ ) в системе координат с осью  $Z$  вдоль магнитного поля:

$$e'_{\pm 1}(\vec{n}) = \frac{K_1 \pm \cos \vartheta}{\sqrt{2(1 + K_1^2)}} e^{\mp i\varphi}, \quad e'_0(\vec{n}) = -\frac{\sin \vartheta}{\sqrt{1 + K_1^2}}, \quad (П1)$$

где  $\vartheta$  и  $\varphi$  — полярный и азимутальный углы орта  $\vec{n}$  волнового вектора

$$K_1 = -i \frac{E_y^{(1)}}{E_z^{(1)}} = -\frac{2 \cos \vartheta}{\sqrt{u \sin^2 \vartheta + (-1)^j \sqrt{u \sin^4 \vartheta + 4 \cos^2 \vartheta}}} \quad (П2)$$

— параметр, описывающий степень эллиптичности НВ ( $K_1 = \pm 1$  для круговой поляризации;  $K_1 = 0, \infty$  — для линейной;  $K_1 K_2 = -1$ ),  $u = \omega_p^2 / \omega^2$ . Параметры Стокса излучения, определенные в системе с

осью  $z$  вдоль  $\vec{n}$ , а осью  $x$  в плоскости  $(\vec{n}, \vec{B})$ , выражаются через интенсивности НВ:

$$I = \sum_{j=1,2} I_j, \quad Q = \sum_{j=1,2} p_Q^j I_j, \quad V = \sum_{j=1,2} p_V^j I_j, \quad U = 0, \quad (\text{П3})$$

где  $p_Q^j$  и  $p_V^j$  — степени линейной и круговой поляризации НВ:

$$p_Q^j = \frac{1-K_j^2}{1+K_j^2}, \quad p_V^j = -\frac{2K_j}{1+K_j^2}; \quad p_{Q,V}^j = -p_{Q,V}^{j*}, \quad (p_Q^j)^2 + (p_V^j)^2 = 1. \quad (\text{П4})$$

Электрический вектор обыкновенной НВ колеблется в плоскости  $(\vec{n}, \vec{B})$  и вращается в направлении, противоположном направлению ларморовского вращения электрона.

Коэффициенты рассеяния (в единицах  $(N_e v_T)^{-1}$ ) удобно записать в виде (см., например, [2, 20])

$$k_{ij}(\vec{n}, \vec{n}') = \frac{3}{8\pi} \left| \sum_{\alpha=-1}^1 t_\alpha e_\alpha^i(\vec{n}) e_\alpha^j(\vec{n}') \right|^2 = \frac{3}{8\pi} \sum_{\alpha, \beta=-1}^1 t_\alpha t_\beta a_{\alpha\beta}^i(\vec{n}) a_{\alpha\beta}^j(\vec{n}'), \quad (\text{П5})$$

где  $t_\alpha = (1 + \alpha |\vec{u}|)^{-1}$  — безразмерные циклические компоненты тензора поляризуемости  $t_{\alpha\beta} = \zeta_{\alpha\beta} t_\alpha$  электрона в магнитном поле,  $a_{\alpha\beta}^i(\vec{n}) = e_\alpha^i(\vec{n}) e_\beta^j(\vec{n})$ . Интегральные (по направлениям рассеянного фотона) коэффициенты рассеяния имеют вид

$$k_{ij} = k_{ij}(\theta) = \int d\vec{n}' k_{ij}(\vec{n}, \vec{n}') = \sum_{\alpha=-1}^1 t_\alpha^2 a_\alpha^i(\theta) A_\alpha^j, \quad (\text{П6})$$

где

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi a_{\alpha\beta}^i(\vec{n}) = \delta_{\alpha\beta} a_\alpha^i(\theta), \quad a_\alpha^i(\theta) = a_{\alpha\alpha}^i(\vec{n}) - |e_\alpha^i(\vec{n})|^2; \quad (\text{П7})$$

$$\sum_{j=1,2} a_{j1}^i(\theta) = \frac{1 + \cos^2 \theta}{2}, \quad \sum_{j=1,2} a_j^i(\theta) = \sin^2 \theta, \quad \sum_{\alpha=-1}^1 a_\alpha^i(\theta) = 1; \quad (\text{П8})$$

$$a_\alpha^i(\theta) = \frac{\sin^2 \theta}{2} (1 + p_Q^j), \quad a_{j1}^i(\theta) = \frac{1}{4} (1 + \cos^2 \theta \pm 2p_V^j \cos \theta - p_Q^j \sin^2 \theta); \quad (\text{П9})$$

$$A_\alpha^j = \frac{3}{4} \int_0^\pi d\theta \sin \theta a_\alpha^j(\theta); \quad \sum_{j=1,2} A_\alpha^j = 1; \quad \sum_{\alpha=-1}^1 A_\alpha^j = \frac{3}{2}. \quad (\text{П10})$$

Для коэффициента поглощения  $j$ -ой волны вследствие рассеяния имеем:

$$k_j^a = k_j^s(\vec{v}) = \sum_{l=-1, 2} k_{jl}(\vec{v}) = \sum_{l=-1}^1 t_{jl}^2 a_l^s(\vec{v}). \quad (\text{П11})$$

Коэффициент «истинного» поглощения из-за свободно-свободных переходов дается формулой [16]

$$k^s = k_j^s(\vec{v}) = \sum \xi_{jl}^2 \xi_{jl} a_l^s(\vec{v}), \quad (\text{П12})$$

где  $\xi_{jl} = \nu_{0j}/\nu_{jl}$ ,  $\nu_{j, \pm} = \nu_{j-1} \pm \nu_{\pm}$  и  $\nu_0 = \nu_{\pm}$  — эффективные частоты электрон-ионных столкновений поперек и вдоль магнитного поля,  $\nu_{\pm} = 2e^2 \omega^2 / 3\pi c^3$  — радиационная ширина. Величины  $\xi_{jl}$  можно записать в виде

$$\xi_{jl} = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left( \frac{mc^2}{kT_e} \right)^{3/2} \sqrt{\frac{\pi}{6}} g_{jl}, \quad (\text{П13})$$

где  $\omega_p = (4\pi N_e e^2 / m)^{1/2}$  — плазменная частота,  $g_{jl}$  — факторы Гаунта, зависящие от магнитного поля, частоты и температуры [21, 22]. Полный коэффициент экстинкции имеет вид

$$k_j = k_j^s + k_j^a = \sum_{l=-1}^1 t_{jl}^2 (1 + \xi_{jl}) a_l^s(\vec{v}). \quad (\text{П14})$$

Наконец, отметим, что

$$p_{Qj}^s(\vec{n}) = p_{Qj}^s(-\vec{n}), \quad p_{Ij}^s(\vec{n}) = -p_{Ij}^s(-\vec{n}), \quad a_{s,j}^s(\vec{n}) = a_{s,j}^s(-\vec{n}); \quad (\text{П15})$$

$$k_{ij}(\vec{n}, \vec{n}') = k_{ij}(-\vec{n}, \vec{n}') = k_{ij}(\vec{n}, -\vec{n}'); \quad (\text{П16})$$

$$k_{ij}(-\vec{n}) = k_{ij}(\vec{n}); \quad k_j^s(\vec{n}) = k_j^s(-\vec{n}).$$

Кроме того, непосредственно из (П5) следует свойство взаимности

$$k_{ij}(\vec{n}, \vec{n}') = k_{ji}(\vec{n}', \vec{n}). \quad (\text{П17})$$

## APPROXIMATE METHODS FOR SOLUTION OF RADIATIVE TRANSFER PROBLEMS IN A STRONGLY MAGNETIZED COLD PLASMA

A. D. KAMINKER, G. G. PAVLOV, N. A. SILANT'EV, Yu. A. SHIBANOV

Two approximate methods are developed for the solution of the equations of radiative transfer in an optically thick plasma for any orientation of uniform magnetic field. Being based on diffusion approximation the methods use two different ways of continuation of the diffusion solution from deep layers of plasma to the emitting boundary. Using the approaches developed the simple formulae are derived convenient for calculations as well as for qualitative analysis of spectral, angular and polarization characteristics of outgoing radiation. The results are in a good agreement with more accurate numerical calculations [7] which are available for the case when the magnetic field is perpendicular to the emitting boundary.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Н. Гнелин, Г. Г. Павлов, ЖЭТФ, 11, 1806, 1973.
2. А. Э. Долгинов, Ю. Н. Гнелин, Н. А. Силантьев, Распространение и поляризация излучения в космической среде, Наука, М., 1979.
3. А. Ф. Иларионов, Р. А. Сюняев, Астрон. ж., 51, 698, 1974.
4. J. E. Falten, M. J. Rees, Astron. Astrophys., 17, 226, 1972.
5. Н. А. Силантьев, Астрон. ж., 56, 37, 1979.
6. М. М. Баско, Астрофизика, 12, 273, 1976.
7. Н. А. Силантьев, Перенос излучения в однородной магнитоактивной плазме. Препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР № 685, Ленинград, 1980.
8. Н. А. Силантьев, Автореферат канд. диссертации «Перенос поляризованного излучения», ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР, 1972.
9. W. Nagel, Ap. J., 236, 904, 1980.
10. P. Meszaros, W. Nagel, J. Ventura, Ap. J., 231, 1066, 1980.
11. S. Koppo, PAS Jrap. 32, 105, 1980.
12. Г. Г. Павлов, Д. Г. Яковлев, Астрофизика, 13, 173, 1977.
13. R. Morshak, Phys. Rev., 71, 443, 1947.
14. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1967.
15. В. В. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
16. Г. Г. Павлов, Ю. А. Шибанов, Астрон. ж., 55, 373, 1978.
17. С. Чандраскар, Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953.
18. A. D. Kaminker, G. G. Pavlov, N. A. Silant'ev, Yu. A. Shibanov, Preprint No. 71b of A. F. Ioffe Inst. Phys. Technol. Leningrad, 1981.
19. H. Bradt et al., Ap. J., 204, L57, 1974; S. H. Pravdo et al., Ap. J., 231, 912, 1979; S. H. Pravdo et al., M. N. RAS, 188, 5P, 1973.
20. J. Ventura, Phys. Rev., D19, 1684, 1979.
21. Г. Г. Павлов, А. Д. Каминкер, Письма АЖ, 1, 12, 1975.
22. Г. Г. Павлов, А. Н. Панов, ЖЭТФ, 71, 572, 1976.

УДК 52—337

## ИНВАРИАНТНЫЕ СТРУКТУРЫ МАГНИТНОГО ЖГУТА

А. А. СОЛОВЬЕВ

Поступила 29 мая 1981

Принята к печати 18 марта 1982

В работе обсуждаются основные свойства экранированного магнитного жгута, обладающего конечным радиусом кривизны. Анализируются условия равновесия по сечению и по радиусу изгиба. Подробно рассмотрен вопрос об изменении структуры бессилового поля внутри магнитного жгута, связанном с изменением его (жгута) геометрических размеров. При этом в отличие от соответствующей работы Паркера, рассмотрено не только расширение или сжатие жгута по сечению, но и растяжение (сокращение) его в длину. Показано существование инвариантных структур магнитного поля, сохраняющих свой вид при изменении геометрических параметров жгута. Найдено, что при квазиравновесном переходе жгута из одного состояния в другое длина и шаг спирали жгута меняются пропорционально радиусу его поперечного сечения.

1. *Введение.* В работах Паркера ([1, 2] и др.) обсуждался вопрос об основных свойствах экранированных магнитных жгутов с бессильным внутренним полем. Цель данной работы состоит в том, чтобы дополнить и уточнить некоторые результаты, полученные Паркером. Речь идет о магнитоплазменных конфигурациях с цилиндрически симметричным магнитным полем  $\vec{h}(0, h_\theta, h_z)$ , экранированным на расстоянии  $a$  от оси цилиндра  $z$  однородной бесконечно проводящей плазмой с газовым давлением  $P_{\text{га}}$ . Давление плазмы внутри цилиндра обозначим  $P_{\text{пл}}(r)$ . Вдоль жгута сохраняется поток продольного поля:

$$\Phi = \int_0^a h_z(r) 2\pi r dr. \quad (1)$$

Строго говоря, учитывая вихревой характер магнитного поля, следует рассматривать не бесконечно длинный прямой цилиндр, а магнитный тороид или часть тороида, т. е. структуру конечной длины  $l$ . Однако, если радиус изгиба магнитной силовой трубки  $\rho$  значительно превосходит радиус ее поперечного сечения ( $\rho \gg a$ ), то можно считать, что распределение поля в любой выделенной части магнитного тороида пренебрежи-

мо мало отличается от цилиндрически симметричного. В дальнейшем мы будем иметь дело именно с такими тонкими магнитными жгутами.

Паркером рассматривался также случай, когда параметры жгута слабо меняются вдоль его оси, но мы в данной работе ограничимся только рассмотрением однородных по длине жгутов:  $d/dz = 0$ .

2. Условия равновесия, устойчивости к изгибу и колебания скрученности. В качестве одного из основных свойств магнитного жгута Паркер [2] правильно отмечает тот факт, что средний по сечению квадрат напряженности продольного поля в жгуте не зависит от степени скрученности и определяется только разностью давлений между жгутом и окружающей средой:  $\langle h_z^2 \rangle = 8\pi \Delta p$ . Однако в работах Паркера это условие получено лишь для магнитных жгутов с бессильным внутренним полем. Между тем ранее было найдено [3—5], что условие поперечного равновесия в форме

$$\frac{\langle h_z^2 \rangle}{8\pi} = P_{ex} - \langle P_{in} \rangle \quad (2)$$

справедливо для экранированных магнитных жгутов с любым распределением поля в жгуте, удовлетворяющим уравнениям Максвелла. Бессильная структура внутри жгута соответствует условию  $P_{in} = \text{const}$  и используется обычно лишь как наиболее простой, модельный случай, наглядно иллюстрирующий какие-либо общие выводы. Подчеркнем, что при этом жгут в целом не является бессильным, так как  $P_{ex} \neq P_{in}$  и на грани не перепад газового давления уравнивается перепадом магнитного давления. Это обстоятельство нам хотелось бы особо отметить, потому что в литературе нередко такие магнитные жгуты называются просто бессильными, и подобная терминология приводит иной раз к недоразумениям.

Что касается равновесия жгута по другому геометрическому параметру  $r$  (или  $l$ ), то этот вопрос Паркер решает следующим образом. Он рассматривает в качестве исходного состояния системы прямой бесконечный цилиндр  $r = \infty$ ,  $l = \infty$ . Баланс натяжений в жгуте таков, что при  $\langle h_z^2 \rangle > 1/2 \langle h_r^2 \rangle$  доминирует натяжение продольного поля, стягивающее жгут вдоль оси. При выполнении обратного неравенства жгут подвержен растяжению и потому оказывается неустойчив к изгибу: любое сколь угодно малое искривление цилиндра приводит к тому, что в области искривления возникает сила, направленная по радиусу изгиба и стремящаяся увеличить этот изгиб, т. е. отклонение системы от исходного состояния. Так обстоит дело именно с прямым цилиндром. Но, как уже отмечалось выше, в реальных условиях исходной является все-таки замкнутая (тороид) или полузамкнутая (петля) конфигурация магнитного поля. В первом приближении это можно учесть, вводя сразу в рассмотрение

конечный, хотя и достаточно большой ( $\rho \gg a$ ) радиус изгиба силовой трубки. Для такой системы вопрос о равновесии и устойчивости решается уже иначе, чем для прямого, бесконечно длинного цилиндра.

Если рассчитать отнесенную к единице объема силу, сопряженную параметру  $\rho$ , то получим [3—5]

$$f_{\rho} = -\frac{1}{\rho} \frac{\langle h_{\rho}^2 \rangle}{8\pi} (2 - x^*), \quad (3)$$

где  $x^*$  — параметр скрученности, определенный как отношение  $\frac{\langle h_{\rho}^2 \rangle}{\langle h_{\rho}^2 \rangle}$ .

Отметим попутно, что выражения (2), (3) могут быть получены из соответствующих выражений, найденных Шафрановым [8] для тонкого плазменного шнура с током, который удерживается от контакта с кожухом внешним по отношению к шнуру азимутальным полем  $h_{\rho, \text{вн}}$ . Для этого надо учесть, что в нашем случае поле  $h_{\rho, \text{вн}}$  обращается в нуль вне жгута — условие экранировки. Действительно, из указанной работы следует

$$P_{\rho, \text{вн}} - \langle P_{\rho, \text{вн}} \rangle = \frac{\langle h_{\rho}^2 \rangle}{8\pi} - \frac{h_{\rho, \text{вн}}^2(a)}{8\pi}, \quad (2a)$$

$$F_{\rho} = \frac{V}{\rho} \left\{ P_{\rho, \text{вн}} - \langle P_{\rho, \text{вн}} \rangle - \frac{h_{\rho, \text{вн}}^2(a)}{4\pi} \left| \ln \frac{8\rho}{a} - 1 + \frac{l_{\text{ин}}}{2} \right| + \frac{\langle h_{\rho}^2 \rangle}{8\pi} \right\}. \quad (3a)$$

Во второй формуле логарифмический член отчетливо показывает, что вне шнура  $h_{\rho, \text{вн}} \sim 1/r$  (поле прямого тока. Для  $l_{\text{ин}}$  — коэффициента самоиндукции внутри шнура — можно получить  $l_{\text{ин}} = \frac{\langle h_{\rho}^2 \rangle}{h_{\rho, \text{вн}}^2(a)}$ . Подставляя это выражение в (3a) и устремляя в обеих формулах наружное азимутальное поле к нулю, мы приходим к формулам (2) и (3).

Из формулы (3) прежде всего автоматически следует описанный выше вывод о равновесии и устойчивости прямого цилиндра. Действительно, исходному состоянию равновесия соответствует случай:  $f_{\rho} = 0$ ,  $\rho = \infty$ . При проявлении слабого изгиба  $\rho \neq \infty$  и  $f_{\rho} > 0$ , если  $\langle h_{\rho}^2 \rangle < 1/2 \langle h_{\rho}^2 \rangle$ .

Но в общем случае существует еще одно, кроме указанного, состояние равновесия:  $x^* = 2$ ,  $\rho \neq \infty$ . Если  $x^* \neq 2$ , то следует говорить не об отсутствии устойчивости, а просто об отсутствии равновесия в системе.

Так если  $x^* < 2$ , то жгут под действием силы  $f_{\rho}$  будет стягиваться к центру кривизны. В пределе при  $x^* = 0$  мы получаем  $f_{\rho} = -1/4\pi\rho \langle h_{\rho}^2 \rangle$  — результат, хорошо известный для нескрученной силовой трубки поля.

Если  $x^* > 2$ , то в жгуте-тороиде доминирует азимутальное поле и он начинает растягиваться, увеличивая и радиус кривизны, и длину. Наглядно это можно представить как результат взаимного отталкивания „колец“ азимутального магнитного поля  $h_\phi$ , нанизанных на магнитную ось жгута  $z$ . Вопрос об устойчивости равновесного состояния  $x^* = 2$ ,  $\rho \neq \infty$  следует решать, рассматривая непосредственно силу, возникающую при тех или иных отклонениях системы от равновесия.

Оказывается, что в условиях сохранения потоков магнитного поля и массы газа в жгуте данное состояние устойчиво. Под влиянием внешних воздействий система способна испытывать колебания скрученности около состояния  $x^* = 2$ . При этом вместе с  $x^*$  меняются и геометрические размеры  $a$  и  $l$ , и  $h_0$  — поле на оси жгута [6, 7].

Очевидно тот факт, что магнитный жгут, т. е. скрученная магнитная петля, арка, способны, как целое, испытывать упругие колебания около некоторого равновесного состояния, следует рассматривать как одно из самых важных и интересных свойств этих структур. Это свойство, в частности, может быть использовано в теории солнечных вспышек.

3. *Инвариантные структуры бесслового магнитного жгута.* Паркером [2] были рассмотрены равновесные по сечению конфигурации, которые получаются при расширении (сжатии) прямого аксиально симметричного магнитного жгута в упругой, бесконечно проводящей среде. Характерной чертой этой работы является то, что рассматривалось лишь поперечное расширение или сжатие прямолинейного участка жгута и не учитывалось его растяжение (сокращение) в длину. Паркером предполагалось, что сохраняется поток азимутального поля на единицу длины. В данном разделе мы рассмотрим процесс расширения (сжатия) магнитного жгута, обладающего конечным радиусом кривизны ( $\rho \gg a$ ) и конечной длиной, т. е. рассмотрим магнитный тороид или длинную магнитную петлю с закрепленными концами  $0'$  и  $0''$  (см. рис. 1), для которой можно пренебречь краевыми эффектами.

Для такой системы в условиях высокой проводимости солнечной плазмы сохраняется полный поток азимутального поля.

$$\Phi_z = l \int_0^{\rho} h_\phi(r) dr = \text{const.} \quad (4)$$

Вводить условие сохранения азимутального потока на единицу длины

$$\int_0^{\rho} h_\phi dr = \text{const} \quad (5)$$

в общем случае нет оснований, поскольку изменение поперечных размеров жгута приводит к растяжению или сокращению его в длину.

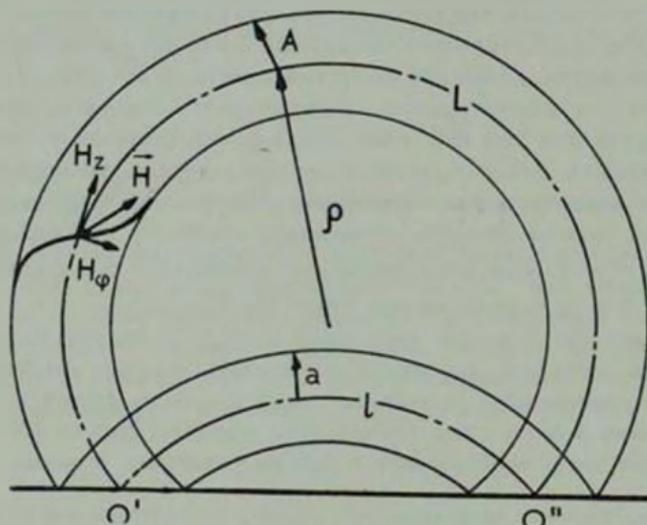


Рис. 1

Один из результатов Паркера [1, 2] состоит в том, что при расширении или сжатии жгута изменяет свой вид и функция, описывающая распределение магнитного поля в жгуте, т. е. изменяется вид так называемой производящей функции. Фактически это означает, что в данной постановке задачи мы вообще не можем говорить о наличии определенной структуры магнитного поля в жгуте: каждому значению  $a$  соответствует своя геометрия поля. Этот вывод есть следствие слишком жесткого модельного предположения (5).

Мы покажем, что существует по крайней мере одна производящая функция, которая сохраняет свой вид при изменении геометрических параметров жгута и в этом смысле является инвариантной.

Рассмотрим этот вопрос подробно. Если поле внутри жгута бессиповое,

$$\operatorname{rot} \vec{h} = \alpha(r) \vec{h}, \quad \nabla P = 0, \quad (6)$$

то распределение поля в жгуте задается производящей функцией следующим образом [2, 9]:

$$\left. \begin{aligned} h_z^2 &= f(r) + \frac{1}{2} r \frac{\partial f}{\partial r} \\ h_\phi^2 &= -\frac{1}{2} r \frac{\partial f}{\partial r} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Нетрудно видеть, что  $f(r) = h_z^2 + h_\theta^2$ , т. е. имеет смысл плотности магнитной энергии. Условие равновесия (2) можно записать следующим образом:

$$P_{zz} - P_{\theta\theta} = \frac{\langle h_z^2 \rangle}{8\pi} = \frac{h_z^2(a) + h_\theta^2(a)}{8\pi} = \frac{f(a)}{8\pi} \quad (8)$$

т. е. разность газовых давлений равна скачку магнитного давления на границе.

Пусть некоторое начальное состояние магнитного жгута характеризуется параметрами:  $a$ ,  $l$ , производящей функцией  $f(r)$  ( $f(a) = 8\pi \Delta P$ ) и степенью скрученности  $x^*$  (вообще говоря,  $x^* \neq 2$ , т. е. первоначальное состояние может быть и неравновесным по  $\rho$ ). Пусть далее как под действием силы  $f_1$ , так и вследствие изменения внешних условий ( $P_{zz}$ ) жгут перешел в новое состояние, которое характеризуется геометрическими размерами  $A$ ,  $L$ , степенью скрученности  $K^*$ , новой структурной функцией  $F(R)$  (причем  $F(A) = 8\pi \Delta P$ ) и соответственно компонентами поля  $H_z(R)$  и  $H_\theta(R)$ . Здесь  $R$  — координата той магнитной силовой линии, которая в начальном состоянии имела координату  $r$ . Благодаря наличию вмороженности поля, мы можем проследить за поведением силовой линии и найти отображение  $r(R)$ . Связь между начальным и конечным состояниями жгута может быть найдена из условий сохранения магнитных потоков и уравнения, связывающего между собой  $x^*$  и  $K^*$ . Условие (1), записанное в дифференциальной форме, имеет вид [2]:

$$h_z(r) r dr = H_z(R) R dR \quad (9)$$

или

$$r^3 \left[ f(r) + \frac{1}{2} r \frac{\partial f(r)}{\partial r} \right] (dr)^2 = R^3 \left[ F(R) + \frac{1}{2} R \frac{\partial F(R)}{\partial R} \right] (dR)^2. \quad (10)$$

Это означает, что поток продольного поля, проходивший первоначально через кольцо  $(r, r + dr)$ , будет проходить в конечном состоянии через кольцо  $(R, R + dR)$ .

Для показателя скрученности  $x^* = \frac{\langle h_\theta^2 \rangle}{\langle h_z^2 \rangle}$  имеем выражение

$$x^* = \frac{2}{a^2 f(a)} \int_a^l f(r) r dr - 1. \quad (11)$$

Отсюда

$$\int_0^{x^*} r f(r) dr = \mu \int_0^A F(R) R dR, \quad (12)$$

где

$$\mu = \frac{a^2 f(a) (x^* + 1)}{A^2 F(A) (K^* + 1)}. \quad (13)$$

В дифференциальной форме:

$$f(r) r dr = \mu R F'(R) dR. \quad (14)$$

Наконец, связь между  $l$  и  $L$  определится из условия (4), которое замыкает систему уравнений, необходимую для решения поставленной задачи:

$$\frac{l}{L} = \frac{\int_0^A \sqrt{-\frac{1}{2} R \frac{dF(R)}{dR}} dR}{\int_0^{x^*} \sqrt{-\frac{1}{2} r \frac{df(r)}{dr}} dr}. \quad (15)$$

Заметим, что в зависимости от соотношения конечных и начальных параметров, входящих в выражение для  $\mu$ , мы можем рассматривать несколько физически различных задач. Так, если  $f(a) = F(A)$ ,  $x^* \neq K^*$ , то  $\mu = \frac{a^2 (x^* + 1)}{A^2 (K^* + 1)}$ . Именно этот случай описывает колебания скрученности магнитного жгута в условиях:  $P_{e2} = \text{const}$ ,  $P_{in} \ll P_{e2}$ . Если же  $x^* = K^* = 2$ , но  $f(a) \neq F(A)$  и  $\Delta p \neq \Delta P$ , то  $\mu = \frac{a^2 f(a)}{A^2 F(A)}$ . В этом случае мы имеем дело с квазиравновесным (по  $x^*$ ) изменением геометрических параметров жгута вследствие изменения внешних условий ( $P_{e2} \neq \text{const}$ ).

В общем случае геометрические размеры жгута определяются совместным влиянием обоих эффектов и  $\mu$  задается формулой (13).

Для удобства решения введем обозначения (безразмерные координаты)

$$t = (r/a)^2, \quad T = (R/a)^2, \quad (16)$$

где  $a$  — некоторая константа, имеющая размерность обратной длины. Тогда вместо (10) и (14) будем иметь:

$$\left[ f(t) + t \frac{\partial f(t)}{\partial t} \right] (dt)^2 = \left[ F(T) + T \frac{\partial F(T)}{\partial T} \right] (dT)^2 \quad (17)$$

$$f(t) dt = \mu F(T) dT. \quad (18)$$

Совместное решение двух этих уравнений позволяет найти зависимость  $t(T)$ , а также новую структурную функцию  $F(T)$ , если известна  $f(t)$  — структурная функция в начальном состоянии.

Дифференцируя уравнение (18) по  $T$  и исключая из (17) производную  $dF/dT$ , после некоторых преобразований приходим к следующему нелинейному дифференциальному уравнению 2-го порядка:

$$\left(\frac{dt}{dT}\right)^2 \left[ f(t) + \left(t - \frac{T}{\mu}\right) \frac{df(t)}{dt} \right] - \frac{f(t)}{\mu} \frac{dt}{dT} - \frac{d^2t}{dT^2} T \frac{f(t)}{\mu} = 0. \quad (19)$$

Для того, чтобы продвинуться дальше, нам, очевидно, необходимо использовать конкретный вид производящей функции  $f(t)$ . Мы выберем ее в виде

$$f(t) = \frac{1}{1+t}. \quad (20)$$

Используя (7), легко убедиться, что эта структурная функция описывает хорошо известную бессильную конфигурацию магнитного поля с постоянным шагом спирали —  $d \ll 10$ ].

$$h_x = \frac{1}{1+(xz)^2}; \quad h_z = \frac{xr}{1+(xz)^2}, \quad (21)$$

причем  $z = 2z/d$ ,  $h_x$  и  $h_z$  измеряются в единицах  $h(0)$ .

Произведенный нами выбор  $f(t)$  оправдан не только тем, что, как мы увидим ниже, он позволяет проинтегрировать (19) в явном виде, но и, что особенно важно, тем, что данная структурная функция сохраняет свой вид в процессе эволюции магнитного жгута.

Подставим (20) в (19) и введем новые переменные:  $x = T$ ,  $y = 1 + t$ . Тогда вместо (19) имеем

$$xy'' + y' - \frac{(y')^2}{y} (\mu + x) = 0. \quad (22)$$

Это уравнение однородно относительно  $y$ ,  $y'$ ,  $y''$ , поэтому заменой  $z = y'/y$  оно приводится к уравнению Риккарти:

$$\mu z^2 - xz' - z = 0. \quad (23)$$

Частное решение этого уравнения очевидно,  $z_1 = 1/\mu$ . Поэтому следующей подстановкой будет

$$z = \frac{1}{\mu} + \frac{1}{\varphi}. \quad (24)$$

Таким образом мы приходим к уравнению

$$\varphi' + \frac{\varphi}{x} = -\frac{\mu}{x}, \quad (25)$$

общее решение которого имеет вид:

$$\varphi = \frac{C_1}{x} - \mu. \quad (26)$$

Возвращаясь к прежним переменным, запишем

$$t = C_2(-C_1 + \mu T)^{-C_1/\mu^2} - 1, \quad (27)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  — константы интегрирования. Для их определения используем очевидные свойства отображения  $t(T)$ :

$$t(0) = 0, \quad t[(aA)^2] = (aA)^2. \quad (28)$$

С учетом (16) это дает:

$$0 = C_2(-C_1)^{-C_1/\mu^2} - 1; \quad a^2 a^2 = C_2(\mu x^2 A^2 - C_1)^{-C_1/\mu^2} - 1. \quad (29)$$

Отсюда

$$a^2 a^2 = \left( \frac{\mu x^2 A^2}{-C_1} + 1 \right)^{-C_1/\mu^2} - 1. \quad (30)$$

Для того, чтобы удовлетворить этому равенству, необходимо положить

$$-C_1 = \mu^2 = \left( \frac{A}{a} \right)^4. \quad (31)$$

Тогда

$$C_2 = \frac{1}{\mu^2} \quad \text{и} \quad t = \frac{1}{\mu} (T + \mu) - 1. \quad (32)$$

Теперь из уравнения (18) легко найти новую производящую функцию:

$$F(T) = \frac{1}{\mu^2} \frac{1}{1 + T/\mu}. \quad (33)$$

Мы видим, что  $F(T)$  отличается от  $f(t)$  лишь тем, что напряженность поля на оси изменилась в  $1/\mu$  раз и шаг винта —  $\sqrt{\mu}$  раз. Вид же производящей функции не изменился, что и доказывает ее инвариантность.

Рассмотрим далее, как изменяется длина жгута в процессе его эволюции.

Соотношения (20), (32) и (33) позволяют получить

$$\frac{l}{L} = \frac{1}{V\mu} \frac{\ln \frac{s^2 A^2 + \mu}{\mu}}{\ln s^2 a^2 + 1}. \quad (34)$$

В качестве примера применения полученных соотношений рассмотрим отмеченный выше случай, когда  $x^* = K^*$  и соответственно

$$\mu = \frac{a^2 f(a)}{A^2 F(A)}. \quad (35)$$

Из (31) и (35) следует

$$F(A) = f(a) \left( \frac{a}{A} \right)^4 \quad (36)$$

или

$$\Delta P = \Delta p \left( \frac{a}{A} \right)^4. \quad (37)$$

Как видим, для изменения радиуса поперечного сечения жгута в  $e$  раз необходимо, как и в случае нескрученной силовой трубки, чтобы перепад внешнего давления составил почти два порядка.

Для изменения шага спирали и длины жгута получаем

$$D = d \frac{A}{a} \sim A; \quad L = \frac{l}{a} A \sim A. \quad (38)$$

Таким образом, при квазиравновесной ( $x^* = K^*$ ) перестройке магнитного жгута, вызванной изменением внешних условий, имеют место следующие закономерности:

а) бессилоное поле с постоянным шагом винта сохраняет свою структуру, причем  $D \sim A$ ;

б) изменение радиуса поперечного сечения жгута сопровождается изменением его длины  $L \sim A$ .

В заключение автор приносит свою благодарность В. А. Крату за полезное обсуждение проблемы.

## INVARIANT STRUCTURES OF MAGNETIC FLUX ROPES

А. А. SOLOVYEV

The basic properties of the screened magnetic flux rope with finite radius of the curvature are discussed. The analysis of the equilibrium conditions for the rope has been given in terms of the average values.

The variation of the magnetic field structure in the rope caused by the change of its geometrical sizes has been studied. In contrast to the Parker's paper, not only the transverse expansion (compression) but the lengthening (shortening) of the twisted magnetic loop as a whole have been taken into account.

The invariant structure was found, so that the transition of the rope from one equilibrium state to another is followed by variation of the length and pitch of the helix in proportion with the radius of the cross-section.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *E. N. Parker*, *Ap J.*, 191, 245, 1974.
2. *E. N. Parker*, *Astrophys. Space Sci.*, 44, 107, 1976.
3. *А. А. Соловьев*, *Солнечные данные*, № 5, 86, 1971.
4. *А. А. Соловьев*, *Солнечные данные*, № 10, 93, 1971.
5. *А. А. Соловьев*, *Письма АЖ*, 2, № 1, 39, 1976.
6. *А. А. Соловьев*, *Солнечные данные*, № 11, 73, 1976.
7. *А. А. Соловьев*, *Астрофиз. ж.* 58, № 3, 597, 1981.
8. *В. Д. Шафраков*, в сб. «Вопросы теории плазмы», Атомиздат, М., № 2, 92, 1963.
9. *R. Lust, A. Schluter*, *Z. Astrophys.*, 34, 263, 1954.
10. *T. Gold, F. Hoyle*, *M. N. RAS*, 120, 89, 1963.

УДК 524.8.882

## «ПРЕДЕЛЬНО-ЖЕСТКАЯ» ВСЕЛЕННАЯ И СПЕКТР МАСС ПЕРВИЧНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР

Н. А. ЗАБОТИН, П. Д. НАСЕЛЬСКИЙ

Поступила 27 января 1981

Принята к печати 18 марта 1982

В работе рассчитан спектр масс первичных черных дыр (ПЧД), формирующихся во Вселенной с предельно-жестким уравнением состояния материи, с учетом влияния мелкомасштабных неоднородностей на динамику развития крупномасштабных возмущений. Основным объектом рассмотрения является поле начальных отклонений плотности  $\delta(x, y, z)$ , характеризующихся нормальным законом распределения и дисперсией  $\sigma \sim M^{-n}$ . Показано, что при «плоском» спектре начальных возмущений метрики функция распределения ПЧД по массам обладает ярко выраженным максимумом. Оценивается влияние аккрецирующей материи на спектр масс образующихся объектов. Отмечается, что диссипация мелкомасштабных возмущений не меняет качественных и количественных выводов работы.

1. *Введение.* Возникновение структуры в расширяющейся Вселенной связывается обычно с эволюцией первичных неоднородностей, наложенных на фридмановское расширение мира. В простейшем варианте, когда в спектре возмущений отсутствуют вихревые и антропийные моды, коллапс адиабатических неоднородностей может приводить к образованию первичных черных дыр (ПЧД) [1, 2]. Сам факт обособления возмущенной области в черную дыру означает наличие значительного отклонения метрики пространства-времени от фридмановской. Однако не исключено, что вблизи сингулярности существовал «хаос» первичных возмущений, обладающих нормальным законом распределения с дисперсией  $\sigma^2 \ll 1$ .

В этом случае отклонение плотности  $\rho(\vec{r}, t)$  в любой пространственно-временной точке от средней  $\rho_0(t)$  является мерой адиабатических неоднородностей и, в силу их случайного характера, существует отличная от нуля вероятность появления значительного ( $\gg 1$ ) выброса поля  $\rho(\vec{r}, t) -$

$= \frac{\rho(\vec{r}, t) - \rho_0(t)}{\rho_0(t)}$ . К сожалению, в настоящее время отсутствуют

определенные представления о природе возникновения начальных воз-

мущений, поэтому нормальность случайного поля флуктуаций плотности и их спектр  $g(k) = b_0 k^m$  ( $b_0 = \text{const}$ ) мы рассматриваем как одно из начальных условий расширения мира. Возможно, что анализ поведения Вселенной вблизи экстремальных планковских параметров  $\rho_p \sim 5 \cdot 10^{93}$  г/см<sup>3</sup> и  $t_p \sim 5 \cdot 10^{-44}$  с позволит придать этой гипотезе более аргументированный характер (см., например, [3]).

Задание спектра возмущений  $g(k)$  и критерия образования отдельной черной дыры, на котором мы подробнее остановимся в разделе 2, позволяет рассчитать число высокоамплитудных выбросов в единице пространственного объема, эволюционирующих в черные дыры в диапазоне масс  $M \div M + dM$ . При этом характеристики спектра начальных возмущений ( $b_0, m$ ) определяют спектр масс ПЧД и могут быть ограничены из анализа наблюдательных следствий существования последних.

Отметим, что впервые вопрос о связи функции распределения первичных черных дыр с параметрами спектра начальных неоднородностей был сформулирован Карром [4], а количественный аспект проблемы был рассмотрен в [5]. Как следует из [4], в моделях ранней Вселенной с уравнением состояния материи  $P = \gamma \rho c^2$  ( $0 < \gamma < 1$ ), отличающимся от предельно-жесткого ( $\gamma = 1$ ), плотность «газа» первичных черных дыр практически не изменяется под влиянием аккреции окружающего вещества. Для того, чтобы динамическая роль ПЧД в том или ином диапазоне спектра масс была сколь-нибудь существенна в температурной истории ранней Вселенной, дисперсия поля начальных возмущений должна быть тем больше, чем выше упругость среды в период формирования ПЧД. При ультрарелятивистском уравнении состояния материи ( $\gamma = 1/3$ ) амплитуда «плоского» спектра возмущений метрики  $|h| \sim 3 \cdot 10^{-2}$  уже достаточна, чтобы инициировать образование ПЧД с  $M \sim 10^9 \div 10^{15}$  г, влияющих на первичный химсостав [6, 7], кинетику рекомбинации водорода [8] и ряд других важных этапов эволюции горячей Вселенной.

Однако описание поведения материи вблизи космологической сингулярности представляет известную проблему, поэтому  $\gamma = 1/3$  является не более чем промежуточной асимптотикой по отношению к «пылевой» и «предельно-жесткой» моделям.

В настоящей работе мы ограничимся анализом механизмов образования первичных черных дыр в «предельно-жесткой» Вселенной, интересуясь характером их распределения по массам и связью с параметрами спектра начальных адиабатических возмущений. В такой постановке настоящая работа является естественным продолжением исследований, начатых в [5].

Как будет показано ниже, эволюцию потенциальных возмущений в «предельно-жесткой» Вселенной и процесс образования первичных черных дыр нельзя рассматривать независимым образом. Присутствие в спектре

неоднородностей мелкомасштабных некоррелированных гармоник может оказывать стабилизирующее влияние на динамику развития крупномасштабных возмущений вследствие перенормировки упругости среды. Конкретный расчет этого эффекта показывает, что независимо от типа возмущений (потенциальные, вихревые или тензорные моды по классификации Лифшица), их уравнение состояния соответствует ультрарелятивистскому пределу  $P_k = (1/3) W_k$  [9]. В этом случае смесь материи и «турбулентности» характеризуется меньшей, чем  $P = \rho c^2$  упругостью. Отметим, что эффективное смягчение уравнения состояния материи в присутствии коротковолновых возмущений приводит не только к более обильному образованию ПЧД, но и определенным образом видоизменяет режим аккреции окружающего вещества на формирующиеся черные дыры [10]. В отличие от обсуждаемого в литературе режима катастрофической аккреции в «предельно-жесткой» Вселенной [11, 12], в рассматриваемой модели она приводит хотя и к значительному, но не катастрофическому росту массы черной дыры.

Любопытной особенностью рассматриваемой модели является наличие ярко выраженного максимума функции распределения ПЧД при плоском спектре начальных возмущений метрики. Его появление связано с перестройкой модели от предельно-жесткого динамического режима расширения к ультрарелятивистскому, определяемому плотностью энергии и давлением коротковолновых возмущений или продуктов их диссипации. Масса вещества в размере горизонта в этот момент является тем характерным параметром, начиная с которого спектр ПЧД степенным образом убывает в область больших масс.

2. *Критерий образования первичных черных дыр в «предельно-жесткой» Вселенной.* Рассмотрим фридмановскую модель «предельно-жесткой» Вселенной с потенциальными движениями вещества, определяющими в каждой пространственно-временной точке превышение локальной плотности над средней  $\delta(\vec{r}, t) = (\rho(\vec{r}, t) - \bar{\rho}_0(t))/\bar{\rho}_0(t)$ , где  $\delta(\vec{r}, t)$  представляет собой нормальное поле возмущений. Предположим, что в момент времени  $t_0$  задан пространственный спектр неоднородностей

$$g(k) = \begin{cases} b_0 k^n & \text{при } k \leq R_0^{-1} \\ 0 & \text{при } k > R_0^{-1}, \end{cases} \quad (1)$$

где  $b_0$  — амплитуда спектра (const);  $R_0 = ct_0$ .

В процессе расширения Вселенной минимальный масштаб, соответствующий  $k_{\max} = R_0^{-1}$ , уходит под горизонт частиц и возмущения с  $k = k_{\max}$  при  $t > t_0$  проявляют себя как мелкомасштабная рябь на фоне сглаженных характеристик материи и гравитационного поля.

При показателе спектра (1)  $m \geq 1$  основное энергосодержание приходится на возмущения минимальной длины  $k_{\text{max}}^{-1}$ , поэтому влияние этой гармоники на темп расширения Вселенной и эволюцию крупномасштабных ( $k \ll k_{\text{max}}$ ) мод будет определяющим.

Наличие у коротковолновых возбуждений плотности кинетической энергии  $W_k = \rho_{\text{эф}} \langle v^2 \rangle$  и давления  $P_k = (1/3) W_k$  приводит к перенормировке эффективной скорости звука в смеси предельно-жесткой материи и возмущений [10]:

$$u_{\text{эф}}^2 = \frac{dP_{\text{эф}}}{d\rho_{\text{эф}}} = c^2 \frac{1 + \frac{2}{27} \frac{a^2}{a_0^2}}{1 + \frac{2}{9} \frac{a^2}{a_0^2}}, \quad (2)$$

где  $\rho_{\text{эф}} = \rho_0 + W_k/c^2$ ,  $P_{\text{эф}} = P_0 + (1/3) W_k$ ,  $\frac{a}{a_0} = W_k(t_0)/\rho_0 c^2 \ll 1$ ,  $a_0 = a(t_0)$ ,  $a$  — масштабный фактор фридмановской модели. Отметим, что при  $\frac{a^2}{a_0^2} \sim 1$  нарушается приближение малости амплитуды возмущений  $\Delta\rho/\rho < 1$ , соответствующих минимальному масштабу  $k_{\text{max}}^{-1}$ . Это обстоятельство имеет существенное значение и отсутствие процессов диссипации мелкомасштабных неоднородностей, ограничивая во времени область применимости (2). Однако, если в ранней Вселенной существуют механизмы диссипации коротковолновых возмущений, то образующееся при этом излучение характеризуется ультрарелятивистским уравнением состояния  $P_k = (1/3)\rho_k c^2$ , вследствие чего (2) приобретает характер точного решения.

Как видно из (2), весь диапазон изменения эффективной скорости звука в смеси материи и возмущений можно разделить на две области. При  $\frac{a^2}{a_0^2} \ll 1$  плотность энергии  $W_k$  является малой добавкой к  $\rho_0 c^2$  и в этом случае

$$\frac{u_{\text{эф}}^2}{c^2} \simeq 1 - \frac{4}{27} \frac{a^2}{a_0^2}. \quad (3)$$

В противоположном приближении ( $\frac{a^2}{a_0^2} \gg 1$ ) смесь характеризуется ультрарелятивистским уравнением состояния  $u_{\text{эф}}^2 = (1/3)c^2$ , отражающим простой факт доминирования плотности энергии продуктов распада мелкомасштабных гармоник.

Зависимость скорости звука от времени является определяющей особенностью динамики образования первичных черных дыр в модели, состоящей из двух подсистем,  $\rho_0 c^2$  и  $W_k$ .

Введенное ранее нормальное случайное поле неоднородностей  $\delta(\vec{r}, t_0) = \delta(\vec{r})$  содержит в себе полную информацию о распределении

материи на ранних фазах расширения Вселенной. Однако при анализе процесса образования первичной черной дыры существенным является глобальное распределение материи в возмущенной области. Поэтому, как и в [5], при рассмотрении этого эффекта мы будем описывать распределение плотности в пространстве усредненной характеристикой

$$f(\vec{x}, R) = \frac{1}{\frac{4}{3}\pi R^3} \int e^{-\frac{|\vec{r}-\vec{x}|^2}{R^2}} \delta(\vec{r}) d^3r, \quad (4)$$

где:  $R, \vec{x}$  — радиус и положение центра сферической области усреднения, а интегрирование формально распространено на все пространство. Быстро спадающая при  $|\vec{r}-\vec{x}| > R$  функция  $\exp\left[-\left(\frac{|\vec{r}-\vec{x}|}{R}\right)^2\right]$  введена в (4) с целью устранения влияния случайного положения мелкомасштабных неоднородностей вблизи границы области усреднения на статистические свойства величины  $f(\vec{x}, R)$ . Подробное обсуждение этой процедуры см. в [5, 14].

Определенная выше функция  $f(\vec{x}, R)$  имеет наглядный смысл усредненного контраста плотности  $\Delta \equiv \langle \Delta_{\rho} \rangle$  в объеме радиуса  $R$ . Как известно, для однородной сферической области, обладающей превышением плотности над средней, параметр  $\Delta$  определяет ее последующую эволюцию [4, 15]. Если возмущение таково, что в момент остановки расширения  $t_c$  радиус области  $R_c$  удовлетворяет условию

$$R_J(t_c) < R_c < ct_c, \quad (5)$$

где  $R_J$  — радиус Джинса, то происходит коллапс возмущения в первичную черную дыру [15]. В противном случае неоднородность формирует замкнутый мир или трансформируется в звуковую волну. Момент времени  $t_c$  и размеры области, коллапсирующей в черную дыру, зависят от величины  $\Delta$ , заданной в начальный момент  $t_0$ , следующим образом:

$$t_c \approx t_0 \Delta^{-\frac{3\gamma-1}{2(\gamma+1)}}; \quad R_c \approx R \Delta^{-\frac{1}{\gamma+1}}. \quad (6)$$

Как известно, в «предельно-жесткой» Вселенной радиус Джинса и горизонт частиц совпадают, поэтому для формирования ПЧД необходим весьма специальный выбор начальных условий [11]. Однако учет нелинейных добавок к тензору энергии — импульса материи в присутствии коротковолновых возмущений или продуктов их распада приводит к перенормировке джинсовской длины:

$$R_f(t) = ct \left[ 1 - \frac{2}{27} \xi \left( \frac{t}{t_0} \right)^{2/3} \right], \quad t \ll t_k \sim t_0^{-1/3}, \quad (7)$$

что влечет за собой следующую модификацию критерия образования ПЧД в указанный период:

$$a(R) = a^2 \left( \frac{R}{R_0} \right)^{-2} \left( 1 - \frac{2}{27a} \xi \frac{R}{R_0} \right) < 1 < a^2 \left( \frac{R}{R_0} \right)^{-2} = b(R), \quad (8)$$

где  $a^2$  — постоянная порядка единицы. Следует отметить, что условие (6), использованное при получении (8), справедливо, строго говоря, лишь при постоянстве скорости звука в среде. В нашей модели аффективное уравнение состояния смеси материи и возмущений плавно изменяется во времени от  $P \simeq \rho c^2$  при  $t \ll t_k$  до  $P = (1/3)\rho c^2$  при  $t \gtrsim t_k$ . Однако в рамках применимости рассмотренной выше схемы характерное время изменения уравнения состояния  $t_1 \sim [d/dt \ln \gamma]^{-1} \sim \xi^{-1} (t/t_0)^{-2/3} \gg t$  оказывается много больше космологического, и, следовательно, в (6) можно положить  $\gamma = 1$ .

Как и в [5], совокупность (5), (8) будет рассматриваться нами как необходимое, но не достаточное условие формирования первичной черной дыры. При этом основным параметром, определяющим эволюцию возмущенной области, является усредненная величина  $f = \Delta$ , для которой должен выполняться критерий (8), позволяющий связать параметры спектра масс ПЧД со статистическими характеристиками случайного поля  $f(x, R)$ . В моделях с  $P \neq \rho c^2$  эта взаимосвязь была подробно исследована в [5], поэтому ниже мы кратко остановимся лишь на особенностях предельно жестких моделей.

3. *Функция распределения возмущенных областей по радиусам.* Случайное поле  $f(x, R)$  сохраняет свойства нормальности, однородности и изотропии по пространственным координатам  $x$ , но оно неоднородно по переменной  $R$ . Как показано в [5], дисперсия случайной величины  $f$  определяется заданием спектра (1) и имеет вид:

$$\sigma_1 = \varepsilon \left( \frac{R}{R_0} \right)^{-n}. \quad (9)$$

Параметры  $\varepsilon = \text{const}$  и  $n = (m + 3)/2$  мы в дальнейшем будем называть амплитудой и показателем спектра возмущений. Введенный ранее параметр  $\xi$  выражается через  $\varepsilon$  следующим образом:  $(2/27)\xi = \varphi_0 \varepsilon^2$ ,  $\varphi_0$  — постоянная порядка единицы. В настоящей работе мы рассматриваем космологическую модель с низким уровнем начальных возмущений, что означает  $\varepsilon \ll 1$ .

Как показано в [5], при низком уровне начальных неоднородностей ПЧД образуются в областях, содержащих высокоамплитудные сферически симметричные выбросы случайного поля  $f(\vec{x}, R)$ , центр которых совпадает с точкой максимума  $\vec{x}_{max}$  функции  $f(\vec{x}, R)$  по пространственным координатам. Профиль такого выброса  $f(\vec{x}_{max}, R)$  должен пересекать нижнюю границу  $a(R)$  критерия (8). Основное отличие модели с предельно-жестким уравнением состоянием вещества от моделей, рассмотренных в [5], заключается в особом поведении нижней границы  $a(R)$  критерия образования ПЧД (8).

В [5] была предложена классификация точек пересечения профиля неоднородности с уровнем  $a(R)$ . Точка типа А — это радиус, на котором происходит пересечение снизу, то есть выполняется совокупность условий  $f = a(R)$ ,  $f_R > a_R$ ; точка типа В соответствует пересечению сверху или совокупности условий  $f = a(R)$ ,  $f_R < a_R$  (см. рис. 1). В зависимости от конкретных представлений о динамике коллапса границе будущей черной дыры может соответствовать либо радиус  $R_A$ , либо радиус  $R_B$ .

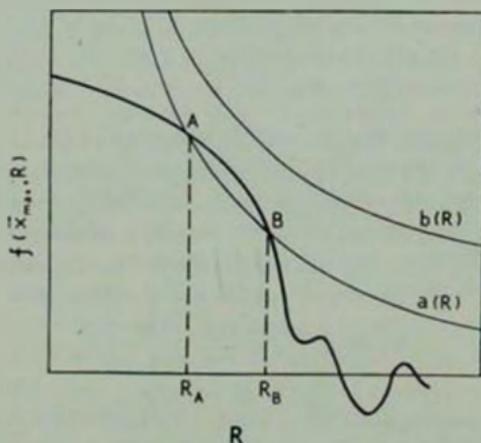


Рис. 1. Типичный вид профиля неоднородности, коллапсирующей в черную дыру.

Расчет частоты появления возмущений с требуемыми параметрами, проводимый с использованием формул, полученных в [5], и  $a(R)$  из (8), приводит к следующим результатам. При  $l=2$  («плоский» спектр возмущений) функция распределения областей А-и В-типов имеет следующий вид:

$$R_0 < R \ll R':$$

$$N_A = N_B \approx C_1 2^a R_0^{-4} \varepsilon^{-3} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-4} \exp\left\{-\frac{a^4}{2\varepsilon^2} \left(1 - \frac{\varphi_0}{a} \varepsilon^2 \frac{R}{R_0}\right)^2\right\}, \quad (10)$$

$$R' \ll R \ll R_L:$$

$$N_A \approx C_2 V \sqrt{\pi} 2^a \varphi_0 R_0^{-4} \varepsilon^{-2} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-3} \exp\left\{-\frac{a^4}{2\varepsilon^2} \left(1 - \frac{\varphi_0}{a} \varepsilon^2 \frac{R}{R_0}\right)^2\right\}, \quad (11)$$

$$N_B \approx C_2 \frac{1}{2} \left(\frac{3}{2}\right)^{3/2} 2^a \varphi_0 R_0^{-4} \varepsilon \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-2} \exp\left\{-\frac{a^4}{2\varepsilon^2} \left(1 - \frac{\varphi_0}{a} \varepsilon^2 \frac{R}{R_0}\right)^2\right\}, \quad (12)$$

где  $R' = R_0 \varepsilon^{-1}$ ;  $C_2 = 6/5 \pi^{-1/2}$ .

Формулы (10)–(12) получены без учета возможности пересечения функцией  $f(x_{\max}, R)$  верхнего уровня критерия (8)  $b(R)^*$ . Однако, используя (10)–(12), можно показать, что число реализаций, в которых  $f(x_{\max}, R) > b(R)$ , приходящихся на интервал  $R \rightarrow R + dR$ , в  $\exp(a^2 \varphi_0 (R/R_0)) \gg 1$  раз меньше, чем  $N_{A,B} dR$ . Поэтому указанный эффект не оказывает существенного влияния на функцию распределения  $N_{A,B}$  областей, эволюционирующих в черные дыры. В случае  $n > 2$  подобные рассуждения несправедливы. Это связано с тем, что пересечение одной реализацией уровней  $a(R)$  и  $b(R)$  происходит при различных значениях  $R$ , а функции распределения  $N_{A,B}$ , рассчитанные в соответствии с общей теорией [5], сильно (экспоненциальным образом) зависят от размера области  $R$ . Анализ наиболее вероятного (при условии пересечения с  $a(R)$ ) профиля  $f(x_{\max}, R)$  показывает, что при  $n > 2$  возможностью образования замкнутых миров можно пренебречь только для областей типа А. Функция распределения  $N_B$ , рассчитанная аналогично [5], дает сильно завышенную оценку для числа областей В-типа, эволюционирующих в черные дыры. Функция распределения областей А-типа при  $n > 2$  имеет вид  $(R_0 < R \ll R_L)$ :

$$\begin{aligned} N_A \approx R_0^{-4} \varepsilon^{-1} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-2(n-1)} \times \\ \times \exp\left\{-\left|\frac{1}{2} + \frac{(n-2)^2}{2n} - \left(1 + \frac{n^2 - 4n + 4}{n} + \frac{2}{n-2}\right) \times \right.\right. \\ \left.\left. \times \frac{\varphi_0}{a} \varepsilon^2 \frac{R}{R_0} \right| \frac{a^4}{\varepsilon^2} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{2(n-2)}\right\}. \quad (13) \end{aligned}$$

Необходимо отметить, что выражения (10)–(13) получены с использованием асимптотической при  $\varepsilon^2 (R/R_0) \ll 1$  зависимости джинсовской длины от

\* Согласно [13], области, в которых  $f > b(R)$ , формируют замкнутые миры.

времени (7). При этом в области  $R > R'$  выражения (10)—(13) описывают поведение функции распределения лишь качественно и соответствуют приближению, в котором учитываются только наиболее быстро меняющиеся члены.

4. *Аккреция и спектр масс первичных черных дыр в «предельно-жесткой» Вселенной* Процесс формирования спектра масс первичных черных дыр определяется не только коллапсом неоднородностей, изначально присутствовавших во Вселенной. С течением времени возможно изменение массы образовавшихся черных дыр за счет поглощения ими окружающего вещества. Отметим, прежде всего, два крайних режима аккреции, характерных для модельной ситуации, когда черная дыра окружена однородным фоном, поведение плотности которого описывается фридмановским законом [1, 15]. Параметром, определяющим последующую судьбу черной дыры, является отношение ее радиуса в момент образования  $R_c$  к горизонту  $ct_c$ . Если  $R_c/ct_c < 1$ , масса черной дыры меняется незначительно осуществляется режим стационарной аккреции. Если  $R_c/ct_c = 1$ , масса черной дыры растет «катастрофически» быстро, с той же скоростью, что и масса под горизонтом [1, 11]. В случае неоднородного распределения вещества, когда отклонение плотности от среднего значения является случайной величиной, определяемой спектром первичных возмущений, процесс формирования ПЧД и последующей аккреции на них может протекать сложным образом, включая возникновение ударных волн и другие гидродинамические эффекты [16, 17]. Особенностью процесса аккреции в этом случае является то, что его темп определяется не только потенциалом центрального тела, но и начальным распределением возмущений. В частности, вследствие особого характера распределения вещества в окрестности черной дыры, процесс поглощения ею окружающей материи может протекать нестационарно в течение некоторого промежутка времени, приводя к значительному изменению ее массы, и переходить затем в стационарную фазу. Пример такого режима, промежуточного по сравнению со стационарным и катастрофическим, рассмотрен в [18].

Как показано в [10] и в разделе 2 настоящей работы, нелинейное влияние мелкомасштабных неоднородностей приводит к эффективному «смягчению» предельно-жесткого уравнения состояния вещества. При этом режим катастрофической аккреции на сформировавшиеся черные дыры отсутствует [11]. Однако, ввиду того, что радиус черной дыры в момент образования оказывается близок к горизонту частиц ( $R_c \lesssim ct_c$ ), аккреция может сильно повлиять на результирующий спектр масс ПЧД. Не вдаваясь в обсуждение конкретного механизма аккреции и интересуясь лишь качественной стороной проблемы, будем моделировать этот эффект следующим образом [15]:

$$\frac{r_s(t)}{R_c} = \frac{t}{t_c} \frac{1}{\frac{R_c}{ct_c} + \left(1 - \frac{R_c}{ct_c}\right) \frac{t}{t_c}}, \quad (14)$$

где  $r_s(t)$  — шварцшильдовский радиус черной дыры. Поскольку в случае коллапса типа А и типа В  $R_c \cong R_J(t_c)$ , используя (7), (6) и (14), можно оценить конечную массу черной дыры следующим образом:

$$m = m_c \left(1 - \frac{R_J(t_c)}{ct_c}\right)^{-1} \cong 2\alpha^{5/2} \varphi_0^{-1} \varepsilon^{-2} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{1/2} m_0 \quad (15)$$

$R_0 < R < R_k$ , где  $m_c$  — масса черной дыры в момент образования,  $m_0 \cong \rho_0 R_0^3$ . Подставляя (15) в полученные ранее выражения (10)–(13), получаем функции распределения ПЧД по массам в виде:

$$n = 2, \quad m_{\min} < m < m':$$

$$\begin{aligned} \Phi_A(m) = \Phi_B(m) &\cong F \frac{\rho_0}{m_0^2} \varepsilon^{-15} \left(\frac{m}{m_0}\right)^{-7} \times \\ &\times \exp\left\{-\frac{\alpha^4}{2\varepsilon^2} \left[1 - \frac{1}{2} \alpha^{-6} \varphi_0^{3/2} \varepsilon^4 \left(\frac{m}{m_0}\right)^2\right]\right\}, \end{aligned} \quad (16)$$

$$n = 2, \quad m' < m < m_k:$$

$$\Phi_A(m) \cong F \frac{\rho_0}{m_0^2} \varepsilon^{-10} \left(\frac{m}{m_0}\right)^{-3} \exp\left\{-\frac{\alpha^4}{2\varepsilon^2} \left[1 - \frac{1}{2} \alpha^{-6} \varphi_0^{3/2} \varepsilon^4 \left(\frac{m}{m_0}\right)^2\right]\right\}, \quad (17)$$

$$\Phi_B(m) \cong F \frac{\rho_0}{m_0^2} \varepsilon^{-3} \left(\frac{m}{m_0}\right)^{-3} \exp\left\{-\frac{\alpha^4}{2\varepsilon^2} \left[1 - \frac{1}{2} \alpha^{-6} \varphi_0^{3/2} \varepsilon^4 \left(\frac{m}{m_0}\right)^2\right]\right\}, \quad (18)$$

$$n > 2, \quad m_{\min} < m < m_k:$$

$$\begin{aligned} \Phi_A(m) &\cong F \frac{\rho_0}{m_0^2} \varepsilon^{3(5-4n)} \left(\frac{m}{m_0}\right)^{7-6n} \times \\ &\times \exp\left\{-\left[\frac{1}{2} + \frac{(n-2)^2}{2n} - \left(1 + \frac{n^2-4n-4}{4} + \frac{2}{n-2}\right) \times \right. \right. \\ &\left. \left. \times \frac{1}{4} \alpha^{-6} \varphi_0^{3/2} \varepsilon^4 \left(\frac{m}{m_0}\right)^2\right] 2^{-4(n-2)} \alpha^{16-6n} \left(\frac{\varphi_0}{\alpha}\right)^{4(n-2)} \varepsilon^{8n-18} \left(\frac{m}{m_0}\right)^{4(n-2)}\right\}, \end{aligned} \quad (19)$$

где  $m_{\min} \cong 2\alpha^{5/2} \varphi_0^{-1} \varepsilon^{-2} m_0$  — минимальная масса в спектре;  $m' \cong \varepsilon^{-5/2} m_0$ ;  $m_k \cong 2\alpha^{5/2} \varphi_0^{-3/2} \varepsilon^{-3} m_0$  — максимальная масса ПЧД, формирующихся на стадии преобладания плотности вещества с предельно-жестким урав-

нением состояния;  $F = \left[ \frac{a(t_0)}{a(t)} \right]^3$ ;  $a(t)$  — масштабный фактор Вселенной Фридмана.  $\Phi(m)$  представляет собой концентрацию черных дыр в единичном интервале масс при  $t > t_k$ , когда аккреция уже не существенна.

Как было отмечено в [10], наличие в ранней Вселенной процессов диссипации коротковолновых возмущений может привести при  $t \approx t_k$  к перестройке космологической модели на режим, когда ее динамика определяется материей с уравнением состояния  $P = (1/3) \rho c^2$ . При этом образовании ПЧД в диапазоне масс  $m > m_k$  протекает по сценарию обычной динамической модели, описываемой параметром  $\gamma = 1/3$ . В этом случае аккрецией материи на ПЧД можно пренебречь, и конечная масса черной дыры  $m \approx m_k$ . В области  $m > m_k$  оказываются справедливыми результаты [5], согласно которым функции распределения черных дыр по массам для различных значений показателя спектра имеют вид:

$n = 2$ :

$$\Phi_A(m) \approx \Phi_B(m) \approx F \frac{\rho_0}{m_0^2} \varepsilon^{-3,2} \left( \frac{m}{m_0} \right)^{-5/2} \exp\left(-\frac{m^2}{18c^2}\right), \quad (20)$$

$n > 2$ :

$$\Phi_A(m) \approx F \frac{\rho_0}{m_0^2} \varepsilon^{\frac{15-n}{2}} \left( \frac{m}{m_0} \right)^{\frac{n-7}{2}} \times \exp\left\{-\left[\frac{1}{18} + \frac{(n-2)^2}{18n}\right] 2^{2(2-n)} \alpha^{14-5n} \varphi_0^{n-2} \varepsilon^{2(n-3)} \left( \frac{m}{m_0} \right)^{2(n-2)}\right\}. \quad (21)$$

Максимальной массой в спектрах всех типов является масса  $m_{max} \approx m_0(t/t_0)$ .

5. *Заключение.* Из результатов настоящей работы следует, что процесс образования ПЧД в «предельно-жесткой» Вселенной обладает рядом важных особенностей. Исследование этого процесса, предпринятое в рамках подхода, не учитывающего нелинейного влияния мелкомасштабных возмущений [15, 11], приводит к выводу о необходимости весьма специфических начальных условий, приводящих к формированию черных дыр (см. (5)). Однако мелкомасштабные возмущения, обладая кинетической энергией, могут оказывать влияние на динамику космологической модели и скорость роста крупномасштабных возмущений. Как показано в разделе 2 настоящей работы, это влияние приводит к эффективному смягчению уравнения состояния, снимая «вырождение» с начальных условий, необходимых для формирования черных дыр в динамической Вселенной с  $P = \rho c^2$ . Изменение уравнения состояния с течением времени, а также пе-

рестройка космологической модели на режим, когда ее динамика определяется энергией ультрарелятивистского газа частиц, возникшего вследствие диссипации мелкомасштабных неоднородностей, приводят к важной особенности спектра масс ПЧД. В случае «плоского» ( $l = 2$ ) спектра первичных неоднородностей полученная нами функция распределения черных дыр по массе имеет ярко выраженный максимум в окрестности  $m_* \approx m_0^{3/2}$ , где  $m_0$  — масса вещества в объеме неоднородности минимального масштаба в момент ее выхода на горизонт. В области  $m < m_*$  спад функции распределения носит экспоненциальный характер, а в области  $m > m_*$  — степенной.

Эффект смягчения уравнения состояния вещества вследствие нелинейного влияния мелкомасштабных неоднородностей оказывает воздействие также и на процесс аккреции окружающей материи сформировавшимся ПЧД. При этом изменение массы черных дыр оказывается хотя и значительным, но не катастрофическим. Процесс аккреции «выедает» маломассивную часть спектра ПЧД, вплоть до массы  $m_{\min} \propto m_0^{3/2}$ . Последнее обстоятельство имеет существенное значение при расчете эффектов, связанных с квантовым испарением ПЧД.

Ростовский государственный  
университет

## “STIFF” UNIVERSE AND THE MASS SPECTRUM OF PRIMORDIAL BLACK HOLES

N. A. ZABOTIN, P. D. NASELSKY

In the paper the mass spectrum of primordial black holes (PBH) created in the Universe with the stiff equation of state of matter is calculated. It is shown that the existence of small-scale inhomogeneities leads to the renormalization of the effective speed of sound in the matter affecting the dynamic of the development of the large-scale modes. The main object of investigation is the field of the initial perturbations  $\delta(x, y, z)$  having the Gaussian distribution and the dispersion  $\sigma \sim M^{-2}$ . It is shown that in the case of flat spectrum of the initial distortions of metric the distribution function of PBH in mass has a sharp maximum. The influence of matter accretion on the mass spectrum of creating objects is estimated. It is pointed out that the dissipation of small-scale perturbations does not affect the quantitative and qualitative conclusions of the paper.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика. Наука. М., 1967.
2. S. W. Hawking, M. N., 152, 75, 1971.
3. В. Н. Лукаш, Препринт ИКИ АН СССР, Пр-559, 1980.
4. B. J. Carr, Ap. J., 201, 1, 1975.
5. Н. А. Заботин, А. С. Марочник, П. Д. Насельский, Препринт ИКИ АН СССР, Пр-564, 1980.
6. Б. В. Вайнэр, О. А. Дрыжакова, П. Д. Насельский, Письма АЖ, 4, 344, 1978.
7. Я. Б. Зельдович, А. А. Старобинский, М. Ю. Хлопов, В. М. Чечеткин, Письма АЖ, 3, 203, 1977.
8. П. Д. Насельский, Письма АЖ, 4, 387, 1978.
9. А. С. Марочник, П. Д. Насельский, Препринт ИКИ АН СССР, Пр-565, 1980.
10. Н. А. Заботин, П. Д. Насельский, Письма АЖ, 6, 14, 1980.
11. D. N. C. Lin, B. J. Carr, S. M. Fall, M. N., 177, 51, 1976.
12. G. V. Bicknell, R. N. Henriksen, Ap. J., 219, 1043, 1978.
13. И. Э. Фишер, М. Ф. Широков, Астрон. ж., 39, 899, 1962.
14. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Стресс и эволюция Вселенной, Наука. М., 1975.
15. B. J. Carr, S. W. Hawking, M. N., 168, 399, 1974.
16. Д. К. Надежин, И. Д. Новиков, А. Г. Полнарев, Астрон. ж., 55, 216, 1978.
17. И. Д. Новиков, А. Г. Полнарев, Препринт ИКИ АН СССР, Пр-452, 1979.
18. G. V. Bicknell, R. N. Henriksen, Ap. J., 232, 670, 1979.

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 524.7—77—13

НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК ВЫСОКОЙ  
ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ НА ЧАСТОТЕ 3.66 ГГц. II

1. *Наблюдения.* В августе и октябре—ноябре 1980 г. на восточном секторе радиотелескопа РАТАН-600 на частоте 3.66 ГГц проводились дальнейшие наблюдения галактик высокой поверхностной яркости из списка [1]. Результаты проведенных ранее наблюдений более 40 галактик из этого же списка на РАТАН-600 приведены в [2, 3].

В качестве эталонных источников служили 3С 78, 3С 245, 3С 286 и NGC 7027. Их плотности потоков на частоте 3.66 ГГц приведены в работах [2, 3].

Полуширина диаграммы направленности антенны на 3.66 ГГц в плоскости, по которой ее пересекали наблюдаемые галактики, составляла 2.0—2.3. Наблюдения проводились в режиме прохождения галактик через неподвижную диаграмму направленности радиотелескопа. Использовался квазинулевой способ приема. Чувствительность радиотелескопа составляла 0.025 К при времени интегрирования 1 с.

Точные координаты галактики брались из [4, 5].

2. *Результаты.* Результаты наблюдений 20 объектов приведены в табл. 1. В первом столбце даны номера галактик по [1], во втором — по каталогам NGC и IC. В третьем столбце приведены плотности потоков на частоте 3.66 ГГц и их среднеквадратические ошибки. (Анализ ошибок измерений плотностей потоков на РАТАН-600 дан в работе [6]). В четвертом столбце приведены средние поверхностные яркости в фотографических лучах из [1]. В пятом — светимости на 3.66 ГГц (при постоянной Хаббла  $75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$ ). Лучевые скорости галактик брались из [1, 7, 8].

Разности оптических прямых восхождений и прямых восхождений, измеренных нами на 3.66 ГГц, для объектов таблицы меньше 30'' (кроме Аракелян 107). Число случайно обнаруженных источников на основании

зависимости  $\lg N \sim \lg S$  (где  $N$  — число радионсточников в одном стерадиане с плотностью потока больше  $S$ ) в таблице должно быть меньше 0.1 [9].

Таблица 1

№	NGC IC*	$S \pm \Delta S$ (мЯн)	$\bar{B}$ ( $m/\square^\circ$ )	$L$ ( $Bm/\Gamma\mu$ )
58		< 40	21.7	< $2.6 \cdot 10^{23}$
70	769	< 35	21.6	< $1.52 \cdot 10^{23}$
78		< 50	21.7	
81		$30 \pm 10$	21.7	$7.1 \cdot 10^{23}$
107	374*	$30 \pm 10$	20.4	
154		< 35	21.8	
172	2624	< 35	21.4	
176		< 35	22.0	< $1.1 \cdot 10^{23}$
264		< 50	20.8	< $3.5 \cdot 10^{23}$
362	4350	< 50	21.9	< $1.5 \cdot 10^{23}$
392	4774	< 40	22.0	< $6.1 \cdot 10^{23}$
431		< 45	21.3	< $5.4 \cdot 10^{23}$
443	5521	< 30	21.9	< $9.7 \cdot 10^{23}$
448		< 50	21.9	< $4.7 \cdot 10^{23}$
482	5974	< 35	21.8	< $2.4 \cdot 10^{23}$
561		$220 \pm 15$	21.9	$3.3 \cdot 10^{23}$
562		< 30	21.9	< $3.3 \cdot 10^{23}$
566		< 30	21.2	
573	7464	$54 \pm 15$	21.1	$3.75 \cdot 10^{23}$
586	7778	< 50	22.0	

Остановимся на некоторых галактиках из табл. 1.

*Аракелян 81.* Компонент двойной системы V Zw 233. Другой компонент системы, являющийся также галактикой высокой поверхностной яркости, — Аракелян 80. Эти две галактики на частоте 3.66 ГГц не разрешаются на восточном секторе РАТАН-600. Поэтому плотность потока Аракелян 81, приведенная в таблице, может быть завышена. Аракелян 81 отождествлен с источником 5C6.274 [10]. Плотность потока этого источника на частоте 0.408 ГГц составляет 101 мЯн [11]. Галактика наблюдалась также на частоте 1.412 ГГц с помощью 3-км телескопа в Вестерборке. На 1.412 ГГц она обладает плотностью потока 40 мЯн [12].

*Аракелян 107.* Радионсточник смещен примерно на  $35''$  относительно галактики.

*Аракелян 176* = Маркарян 626. Галактика наблюдалась на частоте 0.102 ГГц [13]. Плотность потока ее излучения на этой частоте = 1600 мЯн. Для спектрального индекса излучения в диапазоне 0.102—3.66 ГГц имеем  $\alpha > 1$ .

*Аракелян 448*. Объект наблюдался на частоте 0.102 ГГц [13]. Почти все излучение на этой частоте с плотностью потока 1500 мЯн исходит из области с размером 0."1. Спектральный индекс излучения галактики в диапазоне 0.102—3.66 ГГц  $\alpha > 0.9$ .

*Аракелян 561* = В2 2236 + 35. Галактика наблюдалась на частотах 0.61, 1.415 и 5.0 ГГц с помощью одномильного радиотелескопа в Вестерборке [14]. Согласно этим наблюдениям на частоте 5 ГГц источник разрешается на два компонента. В диапазоне 0.61—5 ГГц галактика обладает спектральным индексом излучения  $\approx 0.4$ .

*Аракелян 573*. Галактика входит в тройную систему Холмберг № 82 [1]. В диаграмму направленности радиотелескопа попадают также два других члена системы: Маркарян 313 и NGC 7463. По этой причине плотность потока, приведенная в таблице, по-видимому, завышена.

Результаты настоящих наблюдений будут обсуждаться в последующих сообщениях, посвященных наблюдениям галактик высокой поверхностной яркости.

Авторы благодарят операторов РАТАН-600 за помощь в наблюдениях.

*Observations of Galaxies of High Surface Brightness at 3.66 GHz. II*  
The results of observations of 20 galaxies of high surface brightness with the radiotelescope RATAN-600 are presented.

18 сентября 1981

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

В. Г. МАЛУМЯН,  
Г. А. ОГАНЯН

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Аракелян. Сообщ. Бюраканской обс., 47, 3, 1975.
2. В. Г. Малумян. *Астрофизика*, 16, 31, 1980.
3. В. Г. Малумян. *Астрофизика*, 17, 245, 1981.
4. L. L. Drassel, J. J. Condon. *Ap. J., Suppl. ser.*, 31, 187, 1976.
5. A. S. Wilson, E. J. Meuz. *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 33, 407, 1978.
6. М. Г. Минзатисо, С. А. Пустильник, С. А. Тришкин, Р. М. Киркосян, В. Г. Малумян. *Астрофизика*, 14, 91, 1978.
7. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов. *Астрофизика*, 11, 377, 1975; 12, 195, 683, 1976.
8. J. Huchra. *Catalogue of Radial Velocities*, 1977.

9. *K. I. Kellermann, M. N. Davis, I. I. Pauling-Toth*, *Ap. J.*, 170, L1, 1971.
10. *M. A. C. Perryman*, *M. N.*, 187, 223, 1979.
11. *T. I. Pearson, A. I. Kus*, *M. N.*, 182, 273, 1978.
12. *A. G. de Bruyn, V. H. Malumjan*, (In Preparation for Publication).
13. *В. С. Артюх, В. Г. Малумян, М. А. Озансян*, *Астрон. ж.* (в печати).
14. *C. Fantl, R. Fantl, I. M. Glola, S. Lari, P. Parma, M.-H. Ulrich*, *Astron Astrophys. Suppl. ser.*, 29, 279, 1977.

# CONTENTS

OBSERVATIONS OF COMA CLUSTER OF GALAXIES AT 102.5 MHz <i>A. G. Gubanov</i>	177
SPECTROPHOTOMETRY AND MORPHOLOGY OF THE GALAXIES WITH UV-EXCESS. IV . . . . . <i>M. A. Kazartan, V. S. Tamazian</i>	192
PHYSICAL CONDITIONS IN INTERACTING GALAXIES, COMPONENTS OF ISOLATED PAIRS AND ISOLATED GALAXIES . . . . . <i>V. A. Dostal</i>	201
OBSERVATIONS OF THE GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM AT 102 MHz <i>V. A. Artyukh, R. A. Kandalian, M. A. Hovantsian, V. A. Sanamian</i>	215
ON THE ACTIVITY OF NUCLEI IN DOUBLE SYSTEMS <i>H. M. Tovmassian</i>	227
ON THE POSSIBILITY OF SWEEPING OF INTERSTELLAR GAS FROM A GALAXY BY ACTIVE NUCLEUS RADIATION PRESSURE <i>V. G. Gorbatsky</i>	234
OPTICAL VARIABILITY AND RADIO STRUCTURE OF EXTRAGALACTIC SOURCES. EVIDENCE FOR RECURRENT ACTIVITY <i>V. A. Hagen-Thorn, I. I. Shevchenko</i>	245
THE INVESTIGATION OF THE GALACTIC MAGNETIC FIELD <i>R. R. Andreusian</i>	255
SPECTROPHOTOMETRIC STUDIES OF NON-STABLE STARS. IV ON THE SPECTRUM OF V 1057 CYGNI <u><i>D. Chalonge</i></u> <i>L. Divan, L. V. Mirzogan</i>	263
INFRARED EXCESS OF STARS WITH PROPER POLARIZATION <i>Yu. K. Melik-Alaverdian, T. A. Movsesian</i>	275
APPROXIMATE METHODS FOR SOLUTION OF RADIATIVE TRANSFER PROBLEMS IN A STRONGLY MAGNETIZED COLD PLASMA <i>A. D. Kaminker, G. G. Pavlov, N. A. Silantev, Yu. A. Shibanov</i>	283
INVARIANT STRUCTURES OF MAGNETIC FLUX ROPES . <i>A. A. Solov'ev</i>	300
"STIFF" UNIVERSE AND THE MASS SPECTRUM OF PRIMORDIAL BLACK HOLES . . . . . <i>N. A. Zabotin, P. D. Naselsky</i>	311
NOTES	
OBSERVATIONS OF GALAXIES OF HIGH SURFACE BRIGHTNESS AT 166 GHz. II <i>V. G. Malumian, G. A. Ogantian</i>	324