

ԱՍՏՂԱՖՐՈՐԿ ԱՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 10

ФЕВРАЛЬ, 1974

ВЫПУСК 1

ЗАМЕЧАТЕЛЬНАЯ ПАРА ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК <i>Г. Арп, Дж. Айдманн, Э. Е. Хачикян</i>	7
КОМПАКТНЫЕ ГРУППЫ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК. II <i>Р. К. Шахбазян, М. Б. Петросян</i>	13
ЧЕТЫРЕХЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ КОМПАКТНЫХ ГРУПП КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК <i>Ф. Бёрнен, А. Т. Каллоляян</i>	21
О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК <i>Г. М. Товмасян, М. С. Ширбакян</i>	29
ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ SS CYG <i>М. Бретц, А. В. Мирзоян, В. С. Осканян</i>	39
СОБСТВЕННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ В ИЗЛУЧЕНИИ μ SER <i>Т. А. Полякова</i>	53
СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ НЕКОТОРЫХ КОМЕТАРНЫХ ТУМАН- НОСТЕЙ <i>М. Мендес, Э. С. Парсамян</i>	65
О НЕПРЕРЫВНОМ ИСТЕЧЕНИИ ВЕЩЕСТВА ИЗ НОВОЙ ЗВЕЗДЫ В ПОСЛЕМАКСИМАЛЬНЫЙ ПЕРИОД . . <i>В. Г. Горбацкий, Л. Н. Иванов</i>	73
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТИПОВ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ОСТАТКОВ СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД <i>Г. В. Ахундова, О. Х. Гусейнов, Ш. Ю. Рахимов</i>	85
О РЕНТГЕНОВСКОМ ПЕРЕХОДНОМ ИЗЛУЧЕНИИ, ОБРАЗУЕМОМ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКАХ <i>Г. Г. Бахиян, Г. М. Гарибян, Ян Ши</i>	93
ЭВОЛЮЦИЯ ВРАЩАЮЩИХСЯ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ С ИСТЕЧЕНИЕМ ВЕЩЕСТВА <i>А. В. Овсепян</i>	99
О ФОРМЕ ГАЗОВЫХ ВЫБРОСОВ В АКТИВНЫХ ГАЛАКТИКАХ <i>А. А. Румянцев</i>	109
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
ОБНАРУЖЕНИЕ ПЕРЕМЕННОСТИ БЛЕСКА БЕЛОГО КАРЛИКА G 29-38 <i>О. С. Шулов, Е. Н. Копачукя</i>	117
НАБЛЮДЕНИЯ КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ HDE 226568-CYG X-1 <i>О. С. Шулов, Е. Н. Копачукя</i>	120
О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ ДЕЙТЕРИЯ В ЯДРЕ ГАЛАКТИКИ <i>Ю. К. Мелик-Алавердян</i>	123
ОБЗОРЫ	
ПОЛЯРИЗАЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ <i>В. А. Гаген-Торн</i>	127

Խ Մ Ր Պ Պ Տ Գ Դ Մ Կ Վ Ա Ն Կ Ն Լ Ե Գ Ի Մ

Ա. Ա. Տոյարչուկ, Յա. Բ. Ջելդովիչ, Հ. Մ. Յովսիսյան, Ս. Ա. Կապլան,
Ի. Մ. Կոսիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ե.
Մարգարյան, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Վ. Սորոկ

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, Я. Б. Зельдович,
С. А. Каплан, И. М. Копылов, Б. Е. Маркарян, Л. В. Мирзоян (зам. главного
редактора), В. В. Соболев, Г. М. Товмасын

„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 по областям науки, сопредельным с астрофизикой.

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

Журнал выходит 4 раза в год, цена одного номера 1 рубль, подписная плата за год 4 рубля. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство „Международная книга“, Москва, 200.

«ԱՍՏՂԱՆԻՋԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը ապագում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միզամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկայի աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սամանակից բնագավառների գծով:

Հանդեսը հախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Հանդեսը լայն է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ոսրի, բաժանորդագինը 4 ոսրի մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում «Մեծդուրաբողնայա կենդա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200:

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

ФЕВРАЛЬ, 1974

ВЫПУСК 1

ЗАМЕЧАТЕЛЬНАЯ ПАРА ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК

Г. АРП, ДЖ. АЙДМАНН, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 23 января 1974

Приведены результаты спектрального наблюдения двойного объекта, находящегося в 2' севернее галактик Маркаряна 261—262. Измерение красного смещения показывает, что двойной объект находится на одинаковом расстоянии от этих галактик и образует с ними одну физическую группу. Спектры обоих компонентов совершенно похожи друг на друга и показывают высокую степень возбуждения (наблюдаются линии $\text{NeII } \lambda 4686$ и $[\text{NeIII}] \lambda\lambda 3968$ и 3869). Делается заключение о взрывном характере возникновения этой системы.

Недавно Айдманн и Каллоглян [1] статистически рассмотрели встречаемость двойных объектов среди галактик Маркаряна. Среди 506 объектов Маркаряна они обнаружили 18 пар галактик и одну систему, состоящую из трех объектов. Однако их статистика ограничена объектами ярче 16.5—17.0 звездной величины и может быть пополнена рассмотрением более слабых голубых объектов.

Весьма вероятно, что вблизи некоторых галактик с ультрафиолетовым избытком присутствуют объекты слабее 17 звездной величины, имеющие сходные с галактиками Маркаряна свойства и составляющие с ними одну физическую систему.

В частности, в [1] было обращено внимание на двойной объект вблизи Маркаряна 261 и 262. Ниже будет показано, что этот объект имеет спектр, типичный для многих галактик Маркаряна, и образует с ними одну физическую систему. На Паломарских картах он выглядит в виде двух компактных сгущений. Как справедливо отмечено в [1], эти сгущения имеют очень голубой цвет и слабую диффузную оболочку.

На рис. 1 приведены фотографии сгущений, полученные на 36" Кросслеевском телескопе Ликской обсерватории в двух лучах: голу-

бом и красном. Снимок получен Х. Спинрадом и любезно передан авторам, за что последние выражают ему глубокую благодарность. Как видно из этого рисунка, оба сгущения (восточное из них будем обозначать буквой „а“, а западное — „b“) действительно более ярки в голубых лучах. Кроме того, в этом цвете между сгущениями „а“ и „b“ наблюдаются две очень слабые конденсации „с“ и „d“ (рис. 1), расположенные в перемычках, соединяющих сгущения. В красных лучах конденсации почти исчезают, а перемычки становятся едва заметными.

Расстояние между сгущениями „а“ и „b“ порядка 7", а диаметры — немногим более 3". Соединяющие их перемычки довольно узкие и находятся друг от друга на расстоянии примерно 2".

Спектр двойного объекта получен одним из авторов (Г. А.) 30-го апреля 1973 г. на 200" телескопе Паломарской обсерватории в его кассегреновском фокусе с дисперсией около 500 А/мм. Спектр снят с помощью ЭОП на пленке типа Па-D и с экспозицией 30 мин. Щель спектрографа была направлена вдоль E—W, т. е. проходила через оба сгущения и перемычки.

Репродукция спектра приведена на рис. 2. В спектрах сгущений отчетливо наблюдаются эмиссионные линии H_{α} , N_1 [OIII] λ 5007, N_2 [OIII] λ 4959, H_{β} , $HeII$ λ 4686, H_{γ} , H_{δ} , [NeIII] λ 3968, 3869 и [OII] λ 3727. Спектры обоих сгущений, как это видно на рис. 2, совершенно одинаковы. В обоих спектрах присутствуют линии $HeII$ и [NeIII], что указывает на высокую степень возбуждения. Регистрограммы спектров приведены на рис. 3.

Красные смещения обоих компонентов практически не отличаются друг от друга. Результаты измерений красного смещения приведены в табл. 1. В первом и втором столбцах даны измеренные и лабораторные длины волн отождествленных линий, в третьем — символ иона, а в последнем — величина красного смещения. Среднее значение ее оказалось равным $\bar{z} = 0.030$, что соответствует скорости удаления $\bar{v}_R = 9000$ км/сек. Расстояние до сгущений $R = 120$ Мпс ($H = 75$ км/сек). По Паломарским картам оценены звездные величины сгущений „а“ и „b“ в голубых лучах. Они приняты равными 18^m.5. Отсюда для их абсолютной яркости находим значение — 16.9. Абсолютные фотографические величины конденсаций „с“ и „d“ должны быть около — 15, т. е. порядка светимостей сверхассоциаций.

Зная расстояние до системы, можно оценить ее линейные размеры. Расстояние между сгущениями в проекции составляет около 4 клс. Конденсации находятся ближе к восточному сгущению на расстоянии около 1.8 клс от нее. Расстояние между перемычками порядка 1.1 клс. Размеры обоих сгущений примерно одинаковы в одних

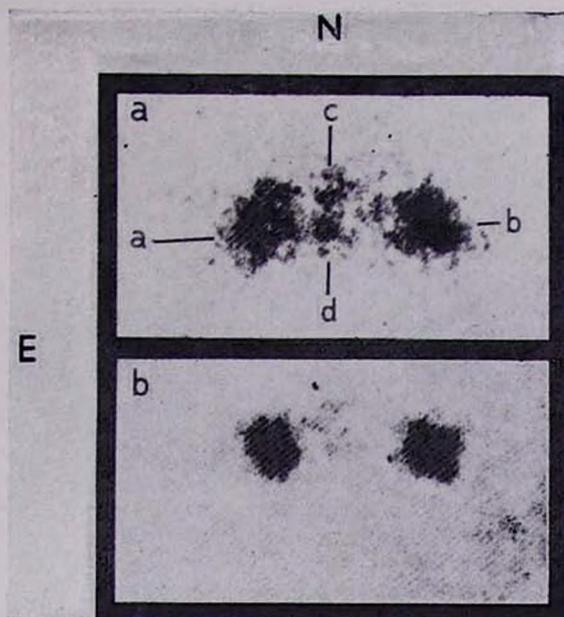


Рис. 1. Фотографии сгущений „а“ и „б“. а) в голубых лучах, б) в красных лучах. Масштаб: 1 мм ~ 0,3 (36" Кросслеваевский телескоп).

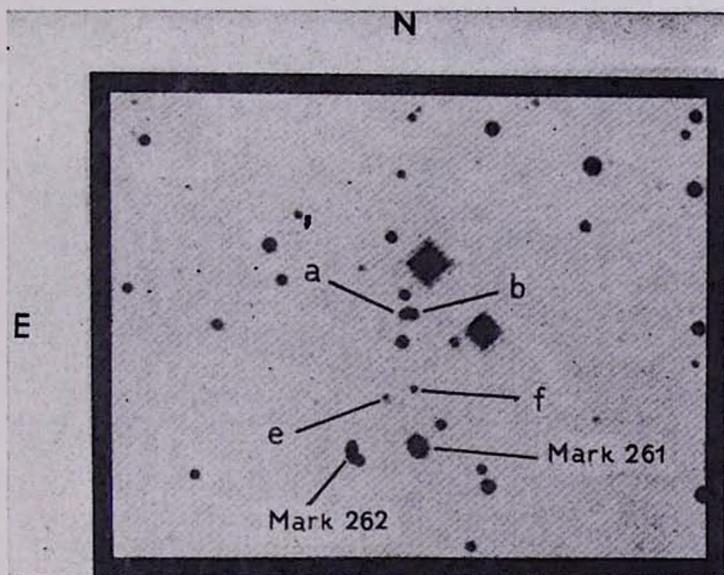


Рис. 4. Фотография области расположения исследуемых галактик в синих лучах. Масштаб: 1 мм ~ 6,7.

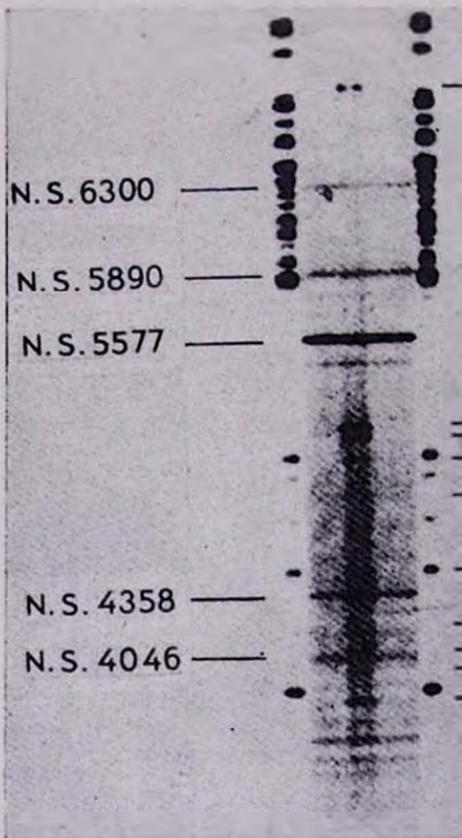


Рис. 2. Спектры слушаний "а" и "б". Верхний спектр принадлежит восточному слушению, нижний — западному.

К ст. Г. Арпа и др.

— H_{α}

— N_1
— N_2 H_{β}
— 4686 HeII

— H_{γ}

— H_{δ} — 3968 [Ne III]
— 3869 [Ne III]
— 3727 [O II]

ЗАМЕЧАТЕЛЬНАЯ ПАРА ДВОИНЫХ ГАЛАКТИК

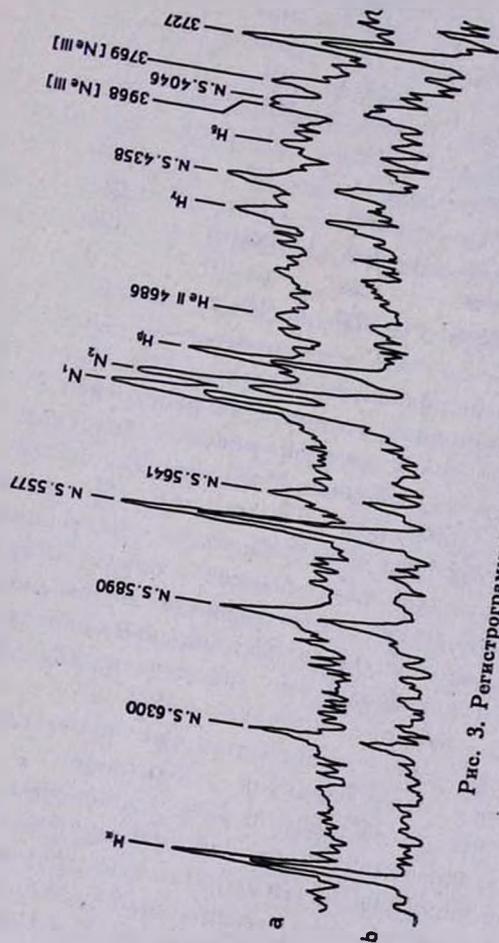


Рис. 3. Регистрограммы спектров сгущений "а" и "б".

и тех же лучах, что указывает на сходство их цветов. Но в синих лучах они заметно больше по размерам (см. рис. 1) — около 4.5, в то время, как в красных лучах — всего 2.5. В линейных единицах это соответствует примерно 1.5 и 2.6 клс, соответственно. Размеры конденсаций раза в три меньше.

Таблица 1

$\lambda_{\text{набл}}$	λ_0	Ион	z
6577	6563	HI	0.029
5155	5007	[OIII]	.030
5103	4959	[OIII]	.029
5003	4861	HI	.029
4471	4340	HI	.030
4081	3968	[NeIII]	.029
3989	3869	[NeIII]	.031
3835	3727	[OII]	.029

Но особенно интересным является тот факт, что Маркарян 261—262, отстоящие друг от друга на расстоянии $1'$, имеют практически одинаковое с этой группой красное смещение. Согласно Аракелян и др., красное смещение Маркарян 261 равно $z = 0.031$ [2], а Маркарян 262 $z = 0.030$ [3]. Таким образом, расстояние между Маркарян 261 и 262 составляет 35 клс, а между ними и исследуемой группой примерно в два раза больше — около 70 клс. Принимая во внимание оценку видимых фотографических звездных величин Маркарян 261 и 262, сделанную по Паломарским картам Маркаряном [4], можно оценить и их абсолютные светимости: для первой из них она равна —20, а для второй — порядка —19.4.

Итак, можно констатировать, что пара галактик Маркарян 261—262 и вторая пара галактик — „близнецов“ „а“ и „b“, вместе с двумя сверхассоциациями „с“ и „d“, занимающие объем с радиусом 35 клс, составляют единую физическую группу. Поразительно, что обе пары ориентированы почти параллельно друг другу.

Наконец, отметим, что между парой Маркарян 261—262 и парой „а“ и „b“ расположена еще одна пара голубых объектов („е“ и „f“), спектры которых неизвестны и которые ориентированы примерно так же, как и первые две пары. Для наглядности на рис. 4 приведена фотокопия области неба в синих лучах, снятая с Паломарских карт, в которой расположены эти пары. Объект „е“ очень голубой и, очевидно, не является звездой. Что же касается объекта „f“, то он также голубой, но по виду мало отличается от звезды.

Если выяснится, что объекты „e“ и „f“ находятся на том же расстоянии, что и прочие объекты, то это еще более подчеркнет уникальный характер этой группы.

Рассматривая конфигурацию объектов Маркаряя 261—262, „a“, „b“, „c“ и „d“, трудно не сделать вывода о том, что мы имеем дело с последовательной фрагментацией. Иными словами, сперва тело, из которого возникла система „a“—„b“, отделилось от тела, из которого возникла система Маркаряя 261—262, затем произошло разделение внутри каждой из этих систем. Возможно, что во время деления объектов „a“ и „b“ образовались и сверхассоциации „c“ и „d“. Согласно [3], Маркаряя 262, в свою очередь, состоит из двух компонентов, что также может быть результатом дальнейшего деления.

Эти выводы находятся в хорошем согласии с концепцией В. А. Амбарцумяна о возникновении группы объектов (как галактических, так и внегалактических) посредством последовательных делений сверхплотных тел [5].

Можно привести некоторые соображения о возрасте этой группы.

Без сомнения, система галактик „a“ и „b“ является расходящейся системой. Отсутствие разницы в лучевых скоростях составляющих галактик позволяет предположить, что их расхождение происходит в плоскости, перпендикулярной к лучу зрения. Тогда, принимая для скорости их взаимного удаления значение 1000 км/сек — скорость, которая часто наблюдается при взрывных процессах в ядрах галактик (при выбросе массы из ядра галактики Маркаряя 6, например, наблюдалась и большая скорость — около 3000 км/сек [6]), находим, что разделение началось около $4 \cdot 10^8 \text{ лет}$ тому назад. Возраст же пары Маркаряя 261—262, примерно, [на порядок больше. Для того, чтобы пара „близнецов“ удалась от пары Маркаряя 261—262 на 70 кпс , требуется, примерно, $7 \cdot 10^7 \text{ лет}$.

Таким образом, вся эта группа объектов может считаться молодым образованием.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В. А. Амбарцумяну за большой интерес к работе и ценные замечания.

Один из авторов (Э. Е. Х.) пользуется случаем, чтобы выразить глубокую благодарность дирекции Обсерваторий Хейл за предоставленную возможность там работать и гостеприимство.

Обсерватории Хейл, Институт Карнеги,
Парижская обсерватория,
Бюроканская астрофизическая
обсерватория

REMARKABLE PAIRS OF DOUBLE GALAXIES

С. Н. АРП, J. HEIDMANN, Е. Ե. ХАЧИКЯН

The results of spectroscopic observation of a double object 2'N of Markarian galaxies 261 and 262 are presented. Their component spectra are quite the same and show high excitation (HeII λ 4686 and [NeIII] λ 3968, 3869 are observed).

The measurement of the redshift shows that the distance of the double object and Markarian's pair is the same. It has been concluded that all these objects form one physical group as a result of an explosive action.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *J. Heidmann, A. T. Kaloghlian, Astrofizika, 9, 71, 1973.*
2. *М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Астрофизика, 7, 177, 1971.*
3. *М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Астрофизика, 8, 33, 1972.*
4. *Б. Е. Маркарян, Астрофизика, 5, 581, 1969.*
5. *В. А. Амбарцумян, Изв. АН Арм.ССР, сер. физ.-мат. наук, 11, 9, 1958; Проблемы эволюции галактик, АН Арм.ССР, Ереван, 1968, стр. 85.*
6. *Е. Ե. Khachikyan, D. W. Weedman, Ap. J., 164, L109, 1971.*

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

ФЕВРАЛЬ, 1974

ВЫПУСК 1

КОМПАКТНЫЕ ГРУППЫ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК. II

Р. К. ШАХБАЗЯН, М. Б. ПЕТРОСЯН

Поступила 18 ноября 1973

Приводится второй список компактных групп компактных галактик, являющийся продолжением первого списка [2]. В список вошли 54 новых объекта этого класса. К статье прилагаются репродукции групп галактик списка, сделанные с карт Паломарского атласа в красных лучах.

После появления в печати важной работы Вамплера и Робинсона [1] в Бюракане, на картах Паломарского атласа, а также на фотографиях, полученных на метровом телескопе Шмидта обсерватории, были предприняты поиски других тесных систем, состоящих из компактных галактик. Результаты этих поисков приведены в первом пробном списке тридцати компактных групп компактных галактик [2].

В настоящее время в Бюракане продолжается работа по выявлению новых объектов этого типа и начато спектральное и колориметрическое исследование некоторых из них.

В работе [2] мы уже говорили, что большинство галактик, входящих в рассмотренные группы, имеет красные, иногда даже очень красные цвета, однако среди них, правда редко, встречаются нейтральные, а еще реже и голубые объекты. Так, фотометрия объекта, расположенного на расстоянии $1'$ к юго-востоку от центральной галактики скопления № 10 [2], проведенная нами на негативах, полученных на метровом телескопе, показала, что упомянутый объект имеет $B-V$ показатель цвета, равный -0.5 звездной величины.

Уже самое предварительное исследование некоторых групп из списка 1 [2] показало, что не все они похожи на группу, приведенную в первом списке под номером 1. Например, по неопубликованным данным Э. Е. Хачикяна подтверждается, что все члены группы № 4 [2]

являются галактиками, и притом довольно компактными, но имеют достаточно большую дисперсию лучевых скоростей, чем группа № 4 отличается от группы № 1.

Тем не менее, за основу наших поисков и в качестве условия для внесения в наши списки мы принимали, как обязательные, следующие свойства, присущие группе № 1:

- а) компактность группы,
- б) компактность галактик,
- в) изолированность группы.

Следует признать, что вследствие некоторой растяжимости указанных требований в наши списки, естественно, вносились иногда группы, где то или иное требование выполнялось не вполне строго. Если нам казалось, что все же система заслуживает внесения в список, то об этом делалась соответствующая оговорка в примечаниях к списку.

При выявлении компактных групп компактных галактик мы пользовались одной особенностью в изображениях компактных галактик 17—18-ой величин на картах Паломарского атласа, [которая позволила нам выделить некоторые, на наш взгляд, очень компактные галактики. Дело в том, что, в отличие от звезд, изображения которых совершенно звездообразны и на красной, и на голубой картах атласа, подавляющее большинство компактных галактик имеет звездообразные изображения только на одной из карт пары. При этом, как правило, красные компактные галактики имеют диффузные изображения на голубой карте и совершенно звездные изображения на красной карте, а компактные галактики голубого цвета, наоборот, оказываются весьма плотными и звездообразными в голубых лучах и более диффузными в красном цвете. Это эффект, обусловленный в основном распределением звездного населения в рассматриваемых галактиках, был использован нами при выявлении очень компактных галактик, входящих в группы.

Заметим, что группы, состоящие из столь компактных объектов, легко могут быть приняты за звездные группировки. Поэтому не исключено, что в рассмотренных нами участках неба (особенно в начальной стадии работы) некоторые группы, состоящие из очень компактных звездоподобных галактик, были нами пропущены. Таким образом, списки, приведенные в работе [2] и в настоящей работе, представляют собой далеко не полный перечень объектов этого типа в просмотренных участках неба. Если учесть, что при составлении списков нами сознательно отбрасывались группы недостаточно изолированные, или входящие в состав обширных скоплений галактик, а также группы не очень компактные, то реальное число систем этого

типа на всем небе должно, по-видимому, превысить многие тысячи. Таким образом, компактные группы компактных галактик представляют собой новый, *весьма распространенный класс объектов*.

Заметим, что компактные группы компактных галактик не распределены равномерно по всему небу. Встречаются карты атласа, где не удастся найти ни одной такой группы. Однако заметно, что в участках неба, богатых галактиками, число компактных систем, состоящих из компактных галактик, значительно больше.

В табл. 1 приводятся данные о 54 новых компактных группах компактных галактик, выявленных в Бюракане.

Таблица 1

СПИСОК КОМПАКТНЫХ ГРУПП КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК. II

№	Координаты		n	m _r	Диаметр	ρ	Отождествление
	α ₁₉₅₀	δ ₁₉₅₀					
1	2	3	4	5	6	7	8
31	00 ^h 55 ^m .6	+13°38'	7	17.6	1.0	0.6	
32	00 59.2	-01 51	13	16.6	3.3	0.4	
33	01 01.2	-01 25	6	17.7	0.7	0.8	
34	01 02.0	+06 23	9	16.7	1.6	0.5	
35	01 03.2	-01 01	6	16.0	0.8	0.9	
36	01 03.7	+04 28	8	17.6	3.1	0.3	
37	01 06.3	13 10	14	17.2	2.8	0.5	
38	01 08.3	08 03	6	17.4	1.1	0.5	III Zw 22
39	01 15.2	09 38	13	16.8	3.3	0.4	
40	01 22.4	08 13					VZw 8
41	01 26.4	07 25	7	17.2	0.9	0.8	
42	01 27.1	07 35	11	18.2	1.9	0.5	
43	01 35.8	08 16	8	16.5	3.5	0.4	
44	01 38.3	02 36	9	16.5	2.8	0.4	MKG 0-5-31
45	01 53.2	14 35	13	17.3	2.2	0.5	
46	02 02.6	03 05	>20	17.3	6.7	0.2	
47	02 03.4	02 40	6	18.0	1.3	0.4	
48	09 44.8	47 07	5	17.5	1.3	0.4	
49	10 12.3	39 11	7	16.8	1.2	0.5	
50	10 14.4	45 37	14	16.5	2.3	0.5	
51	10 27.7	39 28	12	16.1	5.0	0.3	
52	10 31.0	48 09	9	17.2	1.8	0.5	
53	10 34.0	45 10		17.0			III Zw 10
54	10 35.5	40 30	>20	16.0	5.5	0.5	
55	10 40.3	48 38	9	17.2	1.5	0.6	

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
56	10 ^h 40 ^m 6	42° 17'	8	17.6	1.8	0.5	III Zw 20
57	10 43.3	49 44		17.5			
58	11 04.5	34 20	13	18.5	3.5	0.2	
59	11 12.4	+71 06	8	17.6	2.3	0.3	
60	11 21.9	40 42	9	16.5	1.6	0.5	III Zw 12
61	11 22.3	41 13					
62	11 23.2	38 40	9	17.2	3.5	0.2	
63	11 26.9	42 43	6	16.2	0.9	0.7	
64	11 27.0	42 30	13	17.8	2.8	0.3	
65	11 28.2	35 19	45	17.6	4.0	0.1	
66	11 36.0	38 37	14	16.7	4.7	0.2	
67	11 41.0	41 40	7	16.6	1.3	0.6	
68	11 45.1	39 33	7	17.1	2.0	0.3	
69	11 49.6	40 23	5	17.5	2.2	0.2	
70	11 58.7	41 30	7	18.0	1.7	0.3	
71	12 59.5	38 20	14	17.2	3.5	0.3	
72	13 10.1	39 15	12	17.3	3.3	0.5	
73	13 24.3	16 26	6	18.5	0.8	0.5	
74	14 19.1	43 18	12	17.4	4.2	0.2	
75	14 25.8	39 01	>20	17.3	7.1	0.3	
76	14 30.5	41 30	10	18.0	1.5	0.8	МКГ 7—30—24
77	14 50.5	39 53	11	17.5	2.3	0.4	
78	15 11.2	40 21	8	16.8	1.2	0.6	
79	15 30.9	43 14	10	17.3	1.0	0.9	
80	15 35.4	41 48	6	17.5	0.6	0.8	
81	21 55.4	-01 59	11	17.8	1.3	0.8	
82	23 11.2	+01 30	5	16.8	0.9	0.7	
83	23 23.6	-02 01	9	16.5	1.9	0.4	
84	23 32.1	+07 43	6	16.5	1.3	0.4	

В столбцах таблицы последовательно даны:

1—Порядковый номер группы. Нумерация настоящего списка является продолжением нумерации списка 30-ти групп, приведенных в работе [2].

2—3—Экваториальные координаты центра группы, которые даны с точностью 0^m.1 для прямых восхождений и 1' для склонений.

4—Число галактик, входящих в группу.

5 — Приближенная звездная величина самой яркой галактики группы в красных лучах. На картах отождествления самая яркая галактика группы всегда приводилась под номером 1.

6 — Диаметр группы в минутах дуги.

7 — Коэффициент относительной компактности, равный отношению суммы диаметров всех галактик группы к диаметру группы в целом.

8 — Номер согласно другим каталогам, если группа оказалась занесенной в них.

К статье прилагаются репродукции групп галактик списка, сделанные с карт Паломарского атласа в красных лучах.

Примечания к таблице

31 — Изолированная компактная группа не вполне компактных галактик. На область проектируется звезда. Объект № 2 диффузный и, по-видимому, двойной. Галактика № 1 — красная.

32 — Реальные размеры группы могут оказаться значительно больше, если в состав ее включить галактики, расположенные к югу и к западу от нее. Очень компактны в красном цвете объекты 1, 2, 6, 7, 9 и 10. Объекты 5 и 6, по-видимому, являются галактиками, хотя на картах атласа они имеют звездные изображения. Яркие галактики группы имеют красные цвета.

33 — Группа компактная, но не вполне изолированная. Возможно, что в состав группы входят две галактики, расположенные к югу от нее. На область проектируется одна звезда. Объекты 1 и 2 очень компактны. Очень красный цвет имеет галактика № 1.

34 — Компактная изолированная группа. Яркие галактики все компактные.

35 — Группа состоит из красных компактных галактик. Галактика № 1 значительно ярче остальных членов группы и вокруг нее наблюдается слабый диффузный ореол. Галактики 2, 3 и 4 компактные.

36 — Изолированная, не очень компактная группа, состоящая из нейтральных компактных галактик. Относительно голубой цвет имеет объект № 2.

37 — Вокруг группы наблюдается довольно богатое поле галактик. Центральная галактика № 1 значительно ярче остальных членов группы.

38 — Это III Zw 22. В центре очень тесная цепочка из четырех ярких галактик. Все галактики красные и компактные. Особенно красен и компактен объект № 4, который, по всей вероятности, также является галактикой.

39 — Возможно, что группа имеет большие размеры. Два-три объекта в области — проектирующиеся звезды. Галактика № 1 имеет несколько диффузное изображение.

40 — Это скопление V Zw 8. В скоплении много компактных галактик и несколько вытянутых галактик.

41 — Группа компактная. Два объекта, 1 и 3, яркие и компактные. Объект № 2 не очень компактен и имеет диффузные придатки. Возможно, что в состав группы входят и объекты, расположенные слева от нее. Кроме ярких красных галактик в группе наблюдаются 4 слабые нейтральные галактики с диффузными изображениями.

42 — Не вполне компактная группа не очень компактных галактик. В группе много слабых объектов. Объект № 1 красный и очень компактный.

- 43 — Группа изолированная и компактная. Она состоит из красных компактных галактик.
- 44 — Группа не очень компактная. В окрестности наблюдаются слабые галактики. Наиболее яркие галактики 1 и 2 имеют диффузную оболочку и красный цвет, остальные галактики нейтральные. В группе есть и некомпактные объекты, а объекты 4 и 9 могут оказаться звездами.
- 45 — Группа не вполне изолированная. Галактики не очень компактные.
- 46 — Широкая вытянутая группа, богатая компактными галактиками. Хотя нам кажется, что объекты 3 и 4 похожи на галактики, но не исключено, что это звезды. Все галактики, входящие в группу, имеют довольно красные цвета, только объект № 3 голубее остальных галактик системы.
- 47 — Группа не очень изолированная. К югу замечается фон слабых галактик. Галактики 1, 2 и 3 компактные. Галактика № 1 значительно голубее остальных красных по цвету членов группы.
- 48 — Группа компактная и состоит из очень компактных галактик. Галактика № 2 — вытянутая.
- 49 — Группа изолированная. Галактики очень компактные. Не исключено, что объект № 3 окажется красной звездой.
- 50 — На область проектируются две звезды. Объект № 1 очень красный и имеет звездное изображение на обеих картах. Очень вероятно, что это галактика, хотя до конца в этом быть уверенным нельзя. Объекты 3 и 4 очень красные и компактные.
- 51 — Не вполне компактная группа красных галактик. К северу наблюдается фон из слабых галактик. Объект 8 очень компактен, по-видимому, это галактика. Не все объекты в группе вполне компактные.
- 52 — Изолированная компактная группа очень компактных галактик. В отличие от других компактных галактик, многие объекты этой группы имеют почти звездные изображения на обеих картах атласа. Объект № 1 настолько компактен в обоих цветах, что, несмотря на его красный цвет, нельзя до конца быть уверенным, что это не звезда.
- 53 — Скопление III Zw 10, богатое компактными галактиками.
- 54 — Группа широкая, и ее можно разделить на три отдельные группировки. На область проектируются 4 звезды. Не все члены группы вполне компактные.
- 55 — Группа компактная и изолированная. На красной карте атласа все члены группы очень компактные. Объект № 5, по всей вероятности, — звезда.
- 56 — Группа компактная. В области много слабых галактик. Объект № 4 — вытянутый.
- 57 — Возможно, это центр скопления III Zw 20.
- 58 — Изолированная широкая группа слабых компактных нейтральных галактик. Дисперсия звездных величин членов группы очень мала. На область проектируются три звезды. Объект № 6 вытянутый.
- 59 — Изолированная, не очень компактная группа не вполне компактных галактик красного цвета. Галактика № 7 имеет спиральную структуру.
- 60 — Группа не вполне изолированная. На голубой карте видно, что галактика № 1 двойная. Объект № 9 может оказаться звездой.
- 61 — Группа широкая, состоит из красных компактных галактик. Объект № 3 может оказаться звездой. Объект № 8 довольно голубой.
- 62 — Не вполне изолированная широкая группа компактных галактик, которая, по-видимому, тянется кверху. На область проектируются несколько звезд. Почти все галактики очень компактные в красном цвете. Объект № 5 голубой и очень компакт-

ный. Нам кажется, что это галактика, хотя до конца в этом быть уверенным, по-видимому, нельзя.

63 — Компактная группа компактных галактик. Только галактика № 1 не вполне компактная. Она значительно ярче остальных членов группы.

64 — Изолированная, не вполне компактная группа компактных галактик. Наиболее компактен объект № 4. Галактика № 14 спиральная и, возможно, не принадлежит группе. Центральный яркий объект — проектирующаяся звезда. В области имеются и очень слабые объекты.

65 — Богатое, не вполне изолированное скопление слабых компактных галактик, расположенных полукругом. В окрестности скопления наблюдается поле из слабых галактик. На область проектируются 3—4 звезды. Объект № 1 значительно ярче остальных членов группы, он имеет красный цвет и очень компактное изображение. Нам кажется, что скорее это галактика, хотя до конца в этом быть уверенным нельзя.

66 — Широкая группа красных компактных галактик. Галактика № 5 вытянутая, а № 4 имеет слабый ореол. Объекты № 1, 2, 3, 6 и 7 на красной карте имеют очень компактные изображения. Объект № 3 относительно голубой, мы думаем, что это галактика, хотя до конца в этом быть уверенным нельзя.

67 — Компактная изолированная группа. Три галактики яркие красные и компактные, среди слабых членов есть и диффузные галактики. Объект № 3 очень компактный.

68 — Не вполне изолированная и не очень компактная группа галактик. Галактики № 1, 2, 3 и 4 компактные, объект № 4 вытянутый. № 6 — диффузный объект. В окрестности группы наблюдаются красные компактные галактики. Возможно, что группа имеет большие размеры, и компактные объекты, находящиеся в ее окрестности, входят в ее состав.

69 — Группа не очень компактная и не вполне изолированная. Объекты № 1, 3 и 5 очень компактные и на красной карте от звезд не отличаются. Объект № 3, по-видимому, также галактика. В группе имеются также и слабые объекты.

70 — Группа бедная. Все галактики красные. Объект № 2 диффузный. На область проектируется звезда.

71 — Группа компактная и изолированная. В группе есть слабые объекты.

72 — Группа не изолированная. На область проектируются три звезды.

73 — Группа изолированная и компактная. На область проектируются, по крайней мере, две звезды. Объект № 3, по-видимому, также звезда.

74 — Две группировки или одна широкая группа галактик. Галактики № 1 и 3 очень компактные. В области много слабых объектов.

75 — Широкая богатая группа очень компактных галактик красного цвета. На область проектируются несколько звезд.

76 — Компактная изолированная группа слабых галактик. Крайние объекты № 5 и 10, по всей вероятности, — звезды. Непронумерованные три слабые объекта слева имеют диффузные изображения и, возможно, также входят в состав группы.

77 — Группа состоит из красных и нейтральных галактик. Объект № 4 имеет относительно голубой цвет.

78 — Компактная изолированная группа. Объекты 1, 2 и 3 красные и очень компактные. Объект № 6 может оказаться звездой, хотя нам кажется, что скорее это галактика. Объект № 4 — диффузный.

79 — Группа компактная, но не вполне изолированная. Галактика № 5 спиральная. Самая яркая галактика № 1 красная.

80 — Группа компактная, но не вполне изолированная.

81 — Группа компактная, но не вполне изолированная. Объекты 1, 2, 3 и 4 относительно яркие, компактные и очень красные. Галактика № 7 спиральная. Остальные члены группы слабые. Возможно, что слабые галактики № 8, 9 и 10 также входят в состав группы.

82 — Группа компактная и изолированная. Особенно компактен объект № 3. Галактика № 1 значительно ярче остальных членов группы. № 4 — вытянутая галактика.

83 — Группа компактная и изолированная. На красной карте объекты довольно компактные. Объект № 2 нейтральный и может оказаться звездой. № 3 — очень компактная красная галактика.

84 — Группа компактная и изолированная. Объекты № 2, 3 и 4 очень компактные и красные галактики. Галактика № 1 имеет очень слабые придатки. Объект № 4 нейтральный и может оказаться звездой.

Авторы выражают глубокую признательность академику В. А. Амбарцумяну за дискуссию при выборе объектов, вошедших в список, и ценные советы в процессе работы. Мы благодарим Э. Е. Хачикяна за любезное разрешение воспользоваться его неопубликованными данными о красных смещениях галактик в группе № 4.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

COMPACT GROUPS OF COMPACT GALAXIES. II

R. K. SHAHBAZIAN, M. B. PETROSIAN

The second list of Compact Groups of Compact Galaxies is presented.

The list contains data on 54 new objects of this class. The identification charts for all 54 groups of the list are given in red colour.

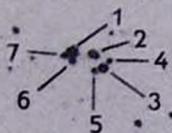
Л И Т Е Р А Т У Р А

1. L. B. Robinson, E. J. Wampler, Ap. J., 179, L 135, 1973.
2. Р. К. Шахбазян, *Астрофизика*, 9, 495, 1973.

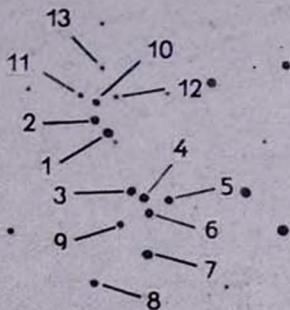
КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

(в красных лучах). Север сверху. Восток слева. Масштаб 1 мм = 8.9.
 В левом верхнем углу отмечены номера, под которыми группы
 приводятся в списке.

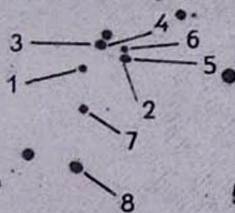
31



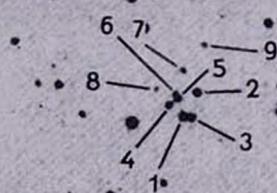
32



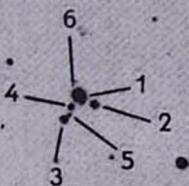
33



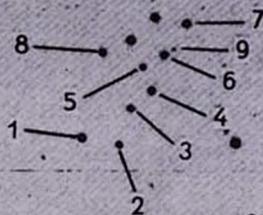
34



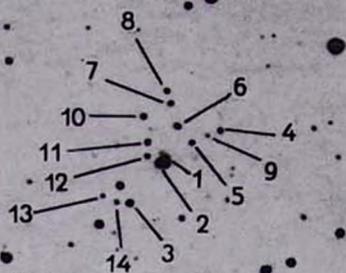
35



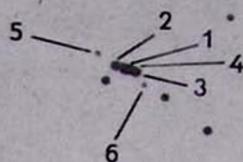
36



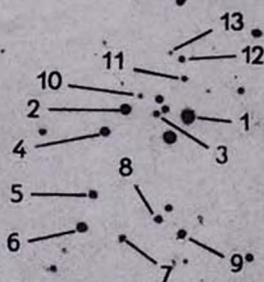
37.



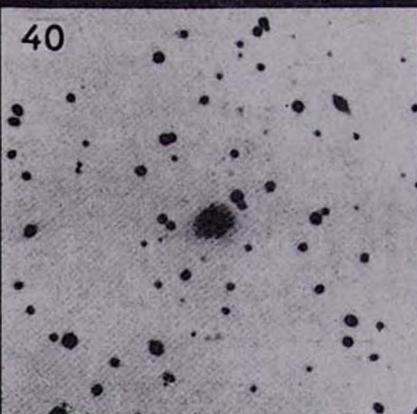
38



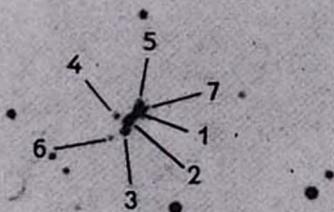
39



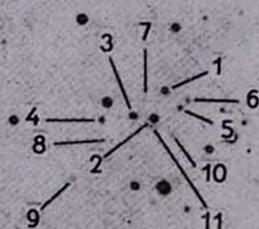
40



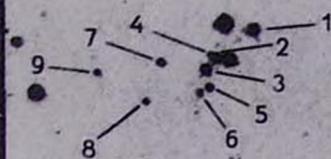
41



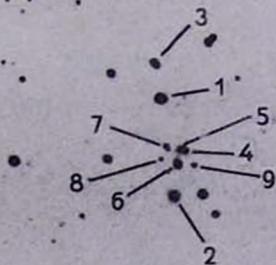
42



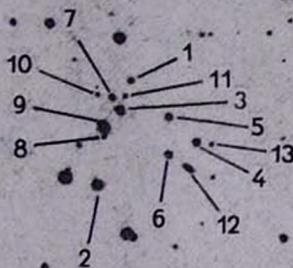
43



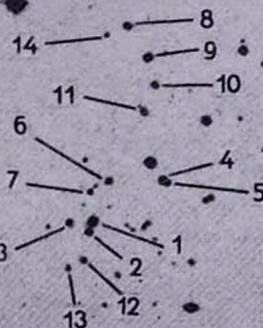
44



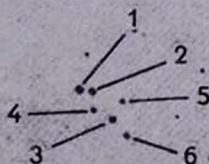
45



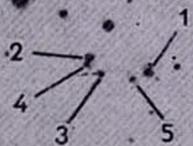
46



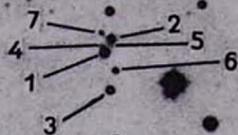
47



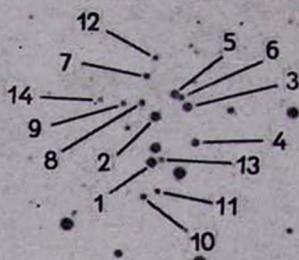
48



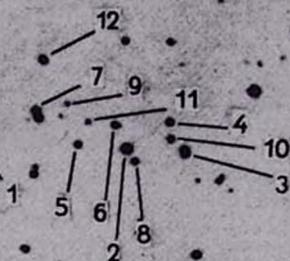
49



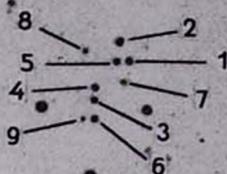
50



51



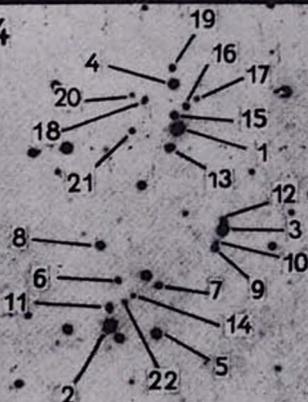
52



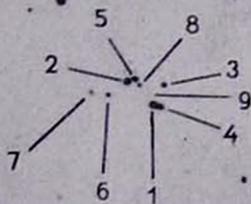
53



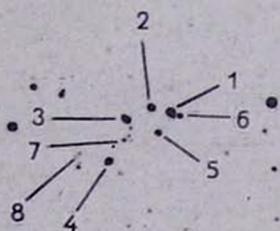
54



55



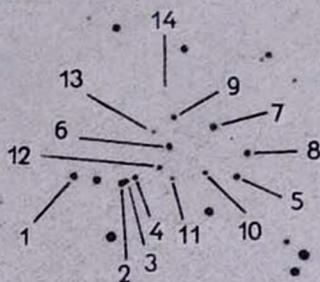
56



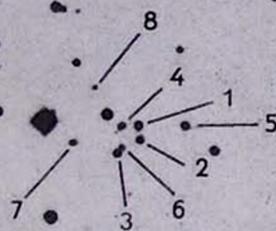
57

1

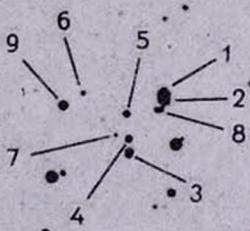
58

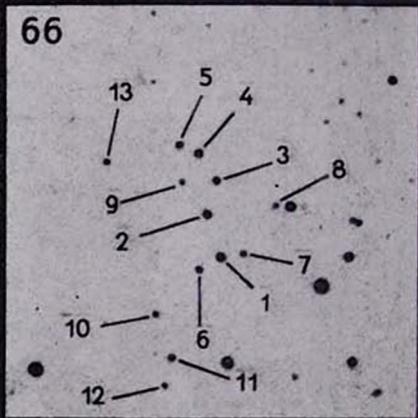
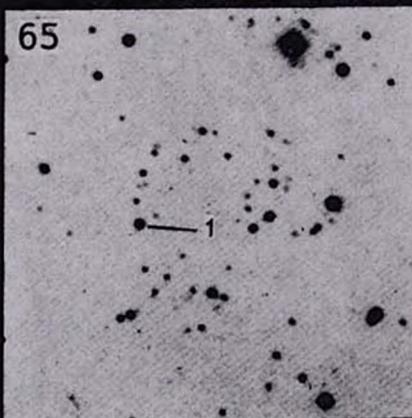
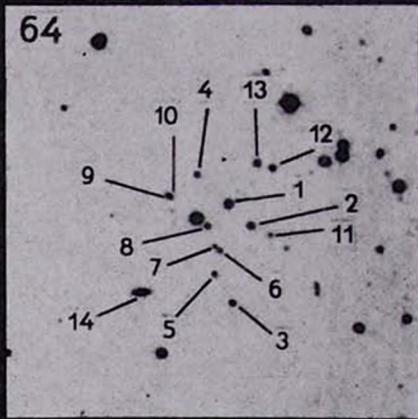
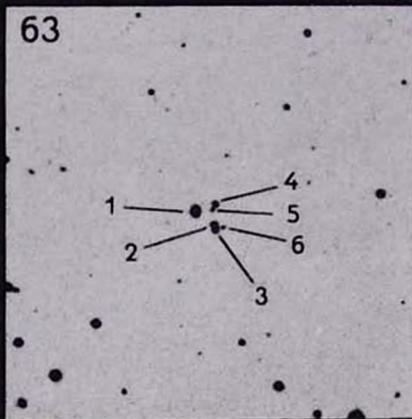
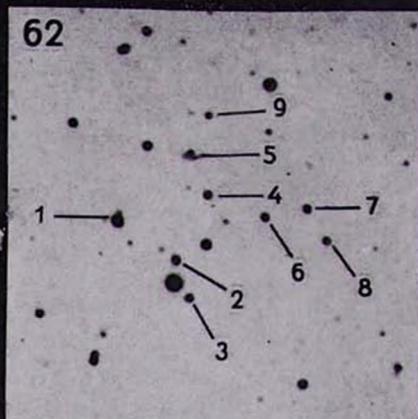
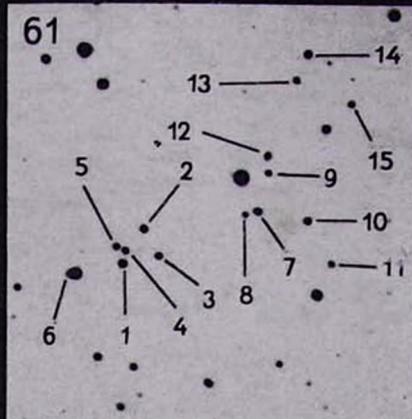


59

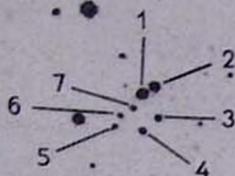


60

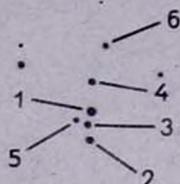




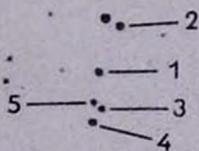
67



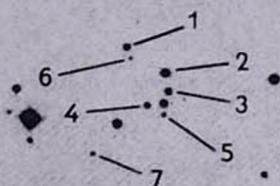
68



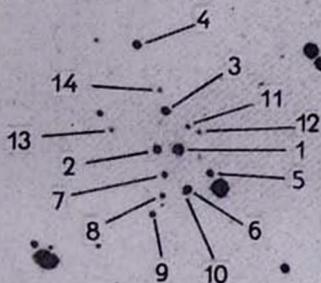
69



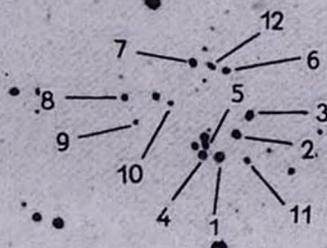
70



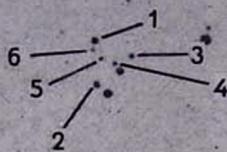
71



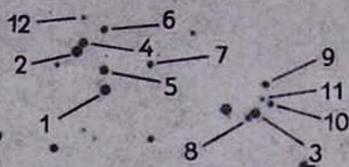
72



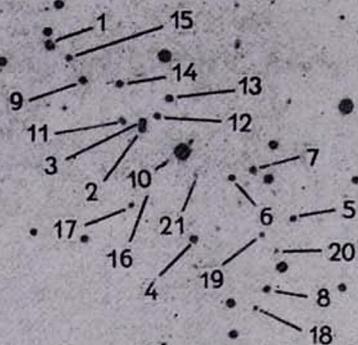
73



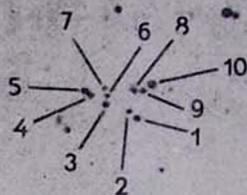
74



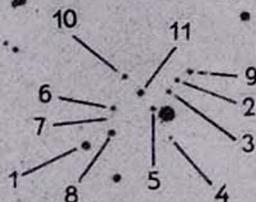
75



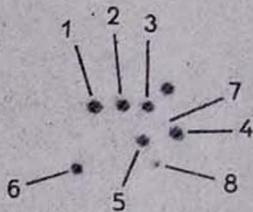
76



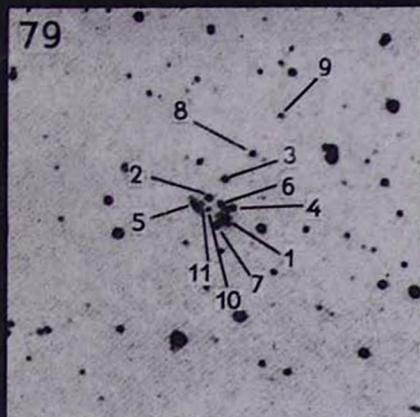
77



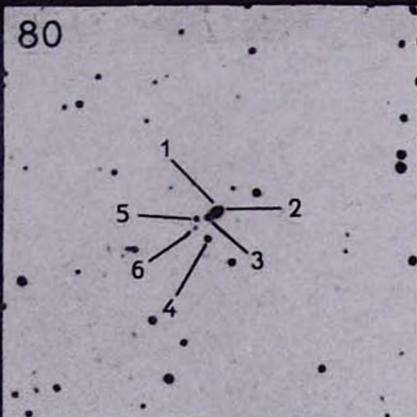
78



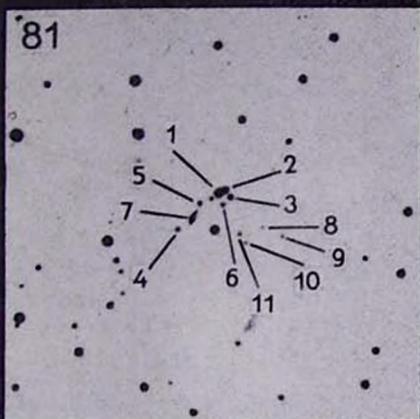
79



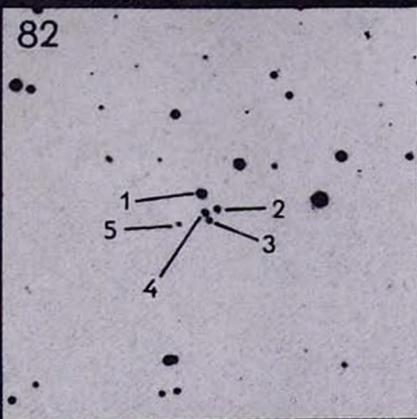
80



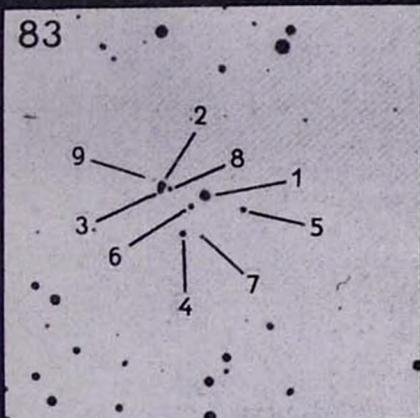
81



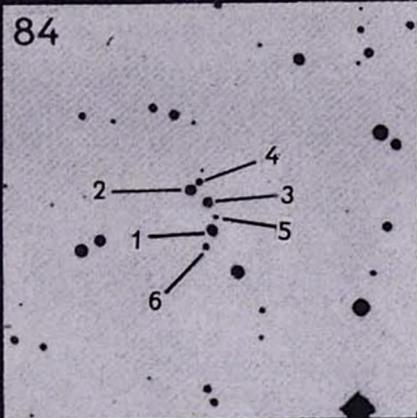
82



83



84



АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

ФЕВРАЛЬ, 1974

ВЫПУСК 1

ЧЕТЫРЕЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ КОМПАКТНЫХ ГРУПП КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК

Ф. БЁРНГЕН, А. Т. КАЛЛОГЛЯН

Поступила 30 января 1974

Приводятся интегральные яркости, показатели цвета $B-V$, $V-r$ и $r-i$ для объектов в компактных группах компактных галактик, обнаруженных в Бюраканской обсерватории. Измерения велись красным фотометром на пластинках, полученных в шмидтовском фокусе Таугенбургского двухметрового телескопа. Подавляющее большинство компактных галактик, измеренных в четырех компактных группах, является весьма красным: $B-V > 1^m0$.

В 1957 г. на картах Паломарского атласа В. А. Амбарцумяном была обнаружена компактная группа компактных объектов с координатами $\alpha_{1950} = 10^h 52^m 3$, $\delta_{1950} = +40^\circ 44'$. Некоторые параметры этой группы были определены Р. К. Шахбазян [1]. В этой работе предполагалось, что обнаруженная группа является межгалактическим шаровым звездным скоплением. В 1962 г. Т. Кинман и Л. Розино [2] рассматривали эту группу как результат случайного проектирования нескольких звезд и галактик. Только в 1973 г. Л. Робинсон и Е. Вамплер [3], определив красные смещения ярчайших и вместе с тем наиболее компактных объектов в группе, показали, что она является компактной группой компактных галактик, известной теперь как Шахбазян 1. На основании спектров пяти галактик средняя лучевая скорость группы получилась равной 29700 км/сек. При этом дисперсия лучевых скоростей оказалась в пределах ошибок измерений. Линейные диаметры отдельных галактик порядка 6 кпс.

В настоящее время в Бюраканской обсерватории Р. К. Шахбазян и М. Б. Петросян найдено около 85 компактных групп компактных галактик с числом членов порядка 1—2 десятка [4, 5].

Во время пребывания одного из авторов (А. К.) в Центральном институте астрофизики АН ГДР, в шмидтовском фокусе двухметрового универсального телескопа в Таутенбурге были получены снимки четырех компактных групп компактных галактик. Это группы Шахбазян 17, 18, 41 и 42 из списков [4, 5]. Наблюдения велись в синих, визуальных, красных лучах при комбинации пластинок и светофильтров ZU2+GG13, Кодак 103a-D+GG11, Кодак 103a-E+RG1 и Кодак IN+RG1, соответственно. Системы В и V почти совпадают с принятой стандартной системой, а эффективные длины волн красных и инфракрасных систем около $\lambda 6300 \text{ \AA}$ и $\lambda 7900 \text{ \AA}$.

Характеристические кривые строились по фокальным изображениям звезд стандартной области вблизи М 31. BV_ri-величины этих звезд брались из работы Ван ден Берга [6]. Измерения велись на ирисовом фотометре Таутенбургской обсерватории. В каждом цвете измерялись по две пластинки. Отклонения отдельных измерений от средних значений порядка $\pm 0^{\text{m}}1$.

В табл. 1 приведены звездные величины V и показатели цвета B—V, V—г, г—i галактик в отдельных группах. Номера галактик соответствуют тем, которые даны на картах отождествления (рис. 1). Отметим, что были измерены звездные величины всех объектов, в том числе и звезд, находящихся в круге с диаметром 3 минуты дуги, описанном вокруг геометрического центра каждой группы. Группа Шахбазян 17, например, является цепочкой пяти галактик. Однако в табл. 1 приводятся данные о семи галактиках и одной звезде. Две другие звезды, находящиеся в том же круге, передержаны. Важно отметить, что не все галактики отчетливо отличаются от звезд во всех цветах. Поэтому галактиками считались объекты, изображения которых отличны от звездных на пластинках хотя бы одного из цветов или же на одной из карт Паломарского атласа.

По данным табл. 1, из 34 галактик во всех четырех группах 29 имеют $B-V \geq 1^{\text{m}}0$. Среднее значение показателя цвета B—V для всех галактик около $1^{\text{m}}5$. Для сравнения укажем, что эллиптические галактики в среднем имеют B—V цвета, равные $0^{\text{m}}8$. Таким образом, компактные галактики в исследованных группах являются очень красными объектами. Для некоторых галактик показатель цвета B—V достигает двух величин и более. Компактные галактики Рихтера [7] и компактные галактики, обнаруженные А. С. Шаровым [8] в области М 31, также обладают большими B—V цветами. Компактные галактики Рихтера имеют показатели цвета B—V в пределах от $0^{\text{m}}5$ до $2^{\text{m}}8$. В работе Шарова этот показатель цвета меняется от 1^{m} до 2^{m} . Однако

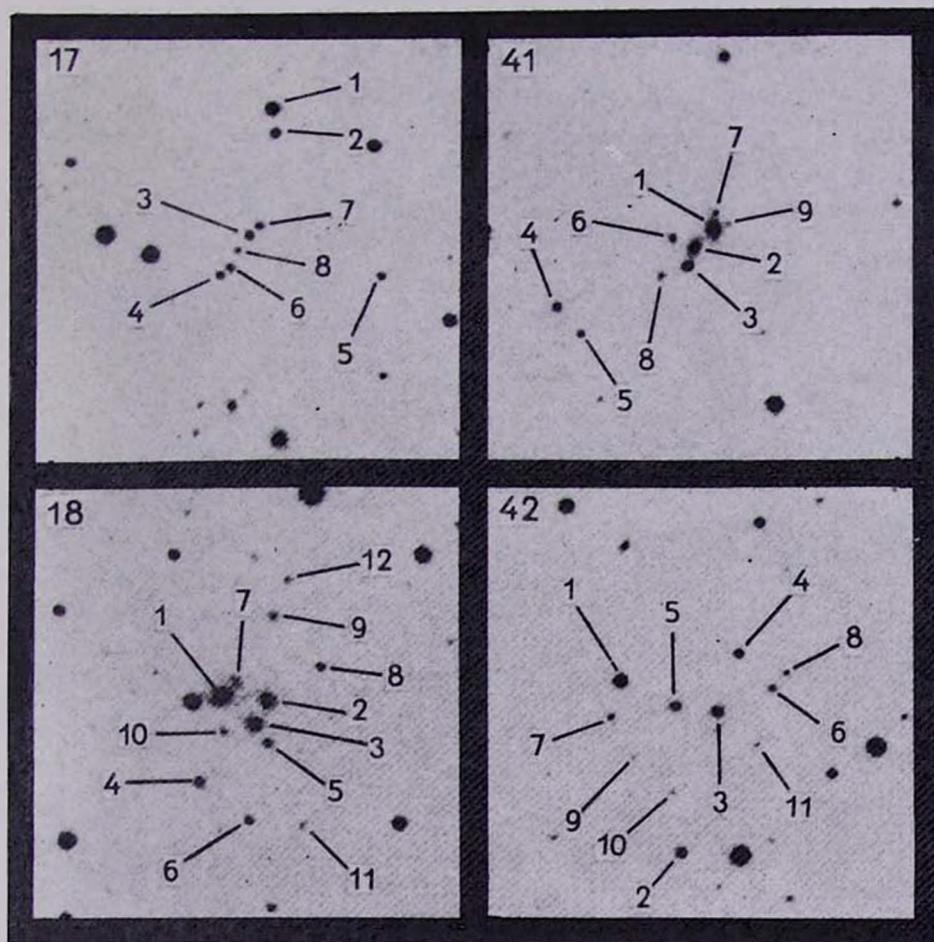


Рис. 1. Фотографии групп Шахбазян 17, 18, 41 и 42. Север сверху, восток слева. Увеличение в 12 раз. Снимки получены на пластинках Кодак 103а-Е через светофильтр RG1.

К ст. Ф. Бёргена, А. Т. Каллогяна

Таблица 1

№	V	B-V	V-r	r-i	№	V	B-V	V-r	r-i
Шахбазян 17					Шахбазян 41				
1*	16 ^m .3	1 ^m .6	0 ^m .5	0 ^m .6	1	15 ^m .6	2 ^m .4	—	—
2	17.9	2.1	0.5	0.5	2	16.8	1.7	0 ^m .3	-0 ^m .1
3	18.5	1.5	0.5	0.9	3	16.9	2.0	0.0	1.1
4	18.5	1.4	0.3	0.8	4	17.9	1.8	0.0	1.5
5	18.6	1.8	0.2	1.1	5*	18.2	0.3	-0.2	0.6
6	18.7	0.9	0.6	0.2	6	18.5	1.5	0.1	0.5
7	18.8	1.6	0.5	0.6	7	18.6	1.8	0.4	0.4
8	19.3	1.4	0.5	0.9	8	18.8	1.4	-0.2	0.3
					9	18.8	1.2	-0.1	0.5
Шахбазян 18					Шахбазян 42				
1	15.6	2.2	—	—	1*	15.9	0.2	0.2	0.6
2	16.8	1.8	0.7	0.0	2*	17.0	0.5	0.0	0.6
3	16.8	1.8	0.9	-0.3	3	17.1	1.9	0.4	0.0
4	17.9	0.5	0.5	0.2	4	17.6	1.9	0.1	1.4
5	18.4	1.4	0.4	0.6	5	17.6	1.7	0.3	0.2
6*	18.5	1.0	0.5	0.6	6	18.2	1.5	0.1	0.3
7	18.6	1.6	0.4	0.1	7	18.2	1.5	0.0	0.5
8*	18.6	0.9	0.4	0.3	8	18.8	1.8	0.2	0.3
9	18.6	0.6	0.1	0.5	9	19.4	1.3	0.0	0.7
10	19.3	1.3	0.1	1.1	10	19.4	1.1	0.1	1.0
11	19.4	0.9	0.1	1.1	11	19.5	1.0	0.5	0.4
12	19.6	0.5	0.3	0.9					

* Звезда.

здесь нижний предел ограничен самим автором. У. Сарджент [9] измерил UVV-величины нескольких десятков компактных галактик Цвикки. По его данным максимальное значение B-V лишь 1^m.2. Но следует иметь в виду, что Сарджентом были измерены в основном более голубые объекты. Поэтому среди компактных галактик Цвикки могут быть более красные объекты.

В работах [7, 8], как и в настоящей статье, компактные галактики измерялись ирисовым фотометром. Однако, в отличие от [7] и настоящей работы, где стандартами служили фокальные изображения звезд, Шаров сравнивал галактики с изображениями шаровых звездных скоплений в M 31, имеющими диффузный вид. Возможно, что этот метод оправдан в большей степени. Но, тем не менее, во всех трех

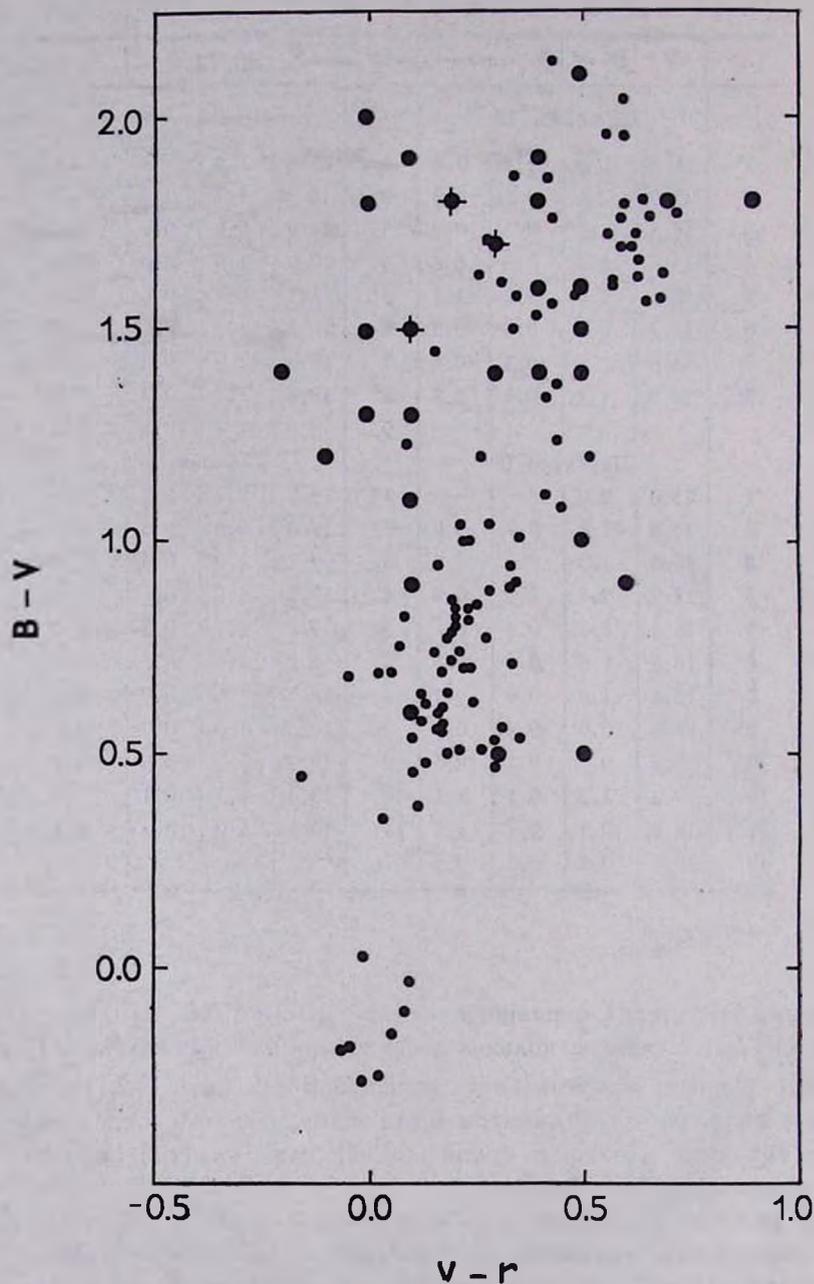


Рис. 2. Двухцветная диаграмма ($B-V$, $V-r$). Точками обозначены звезды из [6], заполненными кружками — компактные галактики в группах. Кружок с крестиком изображает две галактики.

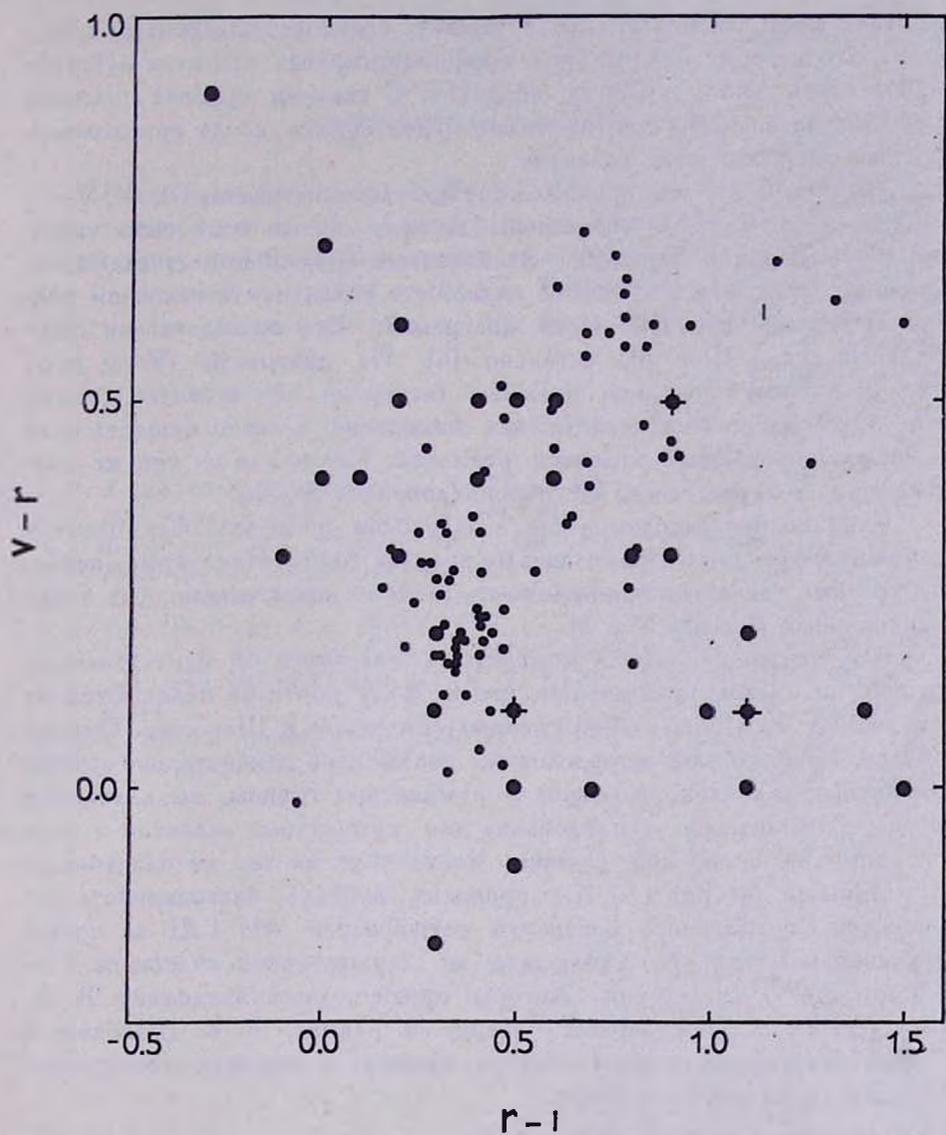


Рис. 3. Двухцветная диаграмма ($V-r$, $r-i$). Обозначения те же, что и на рис. 2.

работах компактные галактики имеют большие показатели цвета $B-V$. Это говорит о том, что среди компактных галактик действительно очень много красных объектов. О влиянии эффекта красного смещения на значения цветов можно будет судить после определения красных смещений этих галактик.

На рис. 2 и 3 мы приводим двухцветные диаграммы ($B-V$, $V-r$) и ($V-r$, $r-i$). Точками обозначены звезды, данные о которых взяты из работы Ван ден Берга [6]. Заполненные кружки представляют измеренные галактики. Из рис. 2 видно, что галактики в основном располагаются на верхней части диаграммы. Это область звезд спектральных типов К и М, согласно [6]. На диаграмме ($V-r$, $r-i$) (рис. 3) имеется довольно большая дисперсия, что частично должно быть обусловлено ошибками наших измерений. Однако существенная ее часть, по-видимому, является реальной. Как видно из той же диаграммы, и в случае звезд дисперсия довольно велика.

Судя по показателям цвета, в излучении исследованных галактик доминирующую роль играют звезды поздних типов. Некоторые, наиболее красные галактики, по-видимому, состоят исключительно из звезд спектральных классов К и М.

Как отмечено выше, компактные галактики в исследованных группах по своим показателям цвета $B-V$ почти не отличаются от компактных галактик, обнаруженных Рихтером и Шаровым. Однако с целью вывода более определенных заключений относительно цветов компактных галактик, входящих в компактные группы, мы планируем провести аналогичное исследование для компактных галактик в поле и в одном из скоплений Цвикки, полученных на тех же пластинках.

Один из авторов (А. К.) приносит глубокую благодарность руководству Центрального института астрофизики АН ГДР за предоставление возможности наблюдать на двухметровом телескопе Тау-тенбургской обсерватории. Авторы признательны академику В. А. Амбарцумяну за постоянный интерес к работе, Р. К. Шахбазян и М. Б. Петросян за предоставление данных о группах компактных галактик до их опубликования.

Центральный институт астрофизики
АН ГДР

Бюранская астрофизическая
обсерватория

FOUR-COLOUR PHOTOMETRY OF COMPACT GROUPS
OF COMPACT GALAXIES

F. BÖRNGEN, A. T. KALLOGHLIAN

Integral brightnesses and B—V, V—r, r—i colours for objects in four compact groups of compact galaxies discovered at the Byurakan Observatory are given. Measurements have been made with Iris photometer on the plates obtained with the Tautenburg two-meter telescope. Most of the compact galaxies in the investigated groups are very red with $B-V > 1^m0$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *P. K. Шахбазян*, Астрон. цирк., № 177, 11, 1957.
2. *T. D. Kinman, L. Rosino*, A. J., 67, 644, 1962.
3. *L. B. Robinson, E. J. Wampler*, Ap. J., 179, L135, 1973.
4. *P. K. Шахбазян*, Астрофизика, 9, 495, 1973.
5. *P. K. Шахбазян, М. Б. Петросян*, Астрофизика, 10, 13, 1974.
6. *S. Van den Bergh*, A. J., 69, 610, 1964.
7. *L. Richter, N. Richter, P. Schneller*, IAU Symposium No. 44, External Galaxies and Quasi Stellar Objects, ed. D. E. Evans; D. Reidel Publ. Comp., 1972, p. 104.
8. *A. С. Широ*, Астрон. ж., 50, 1023, 1973.
9. *W. L. W. Sargent*, Ap. J., 160, 405, 1970.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

ФЕВРАЛЬ, 1974

ВЫПУСК 1

О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

Г. М. ТОВМАСЯН, М. С. ШИРБАКЯН

Поступила 3 ноября 1973

Показано, что радиоизлучение в 6—7 раз более часто наблюдается от тех скоплений галактик, в составе которых имеются выделяющиеся по яркости галактики типов сD, компактные, пекулярные или тесные двойные, по сравнению с теми скоплениями, в составе которых или нет выделяющихся по яркости галактик, или же таковыми являются обычные эллиптические галактики. В первой группе скоплений галактик радиоизлучателями являются галактики указанных типов, в которых радиоизлучающая фаза длится в течение приблизительно 2/3 их жизни. Показано также, что процент радиоизлучающих скоплений галактик увеличивается с ростом количества членов скоплений. По своей радиосветимости обнаруженные радиосточники относятся к слабым радиогалактикам.

В работе [1] было показано, что присутствие в скоплении галактик доминирующей по яркости галактики, главным образом типа сD или компактной, занимающей центральное положение в скоплении, в 2—3 раза повышает вероятность обнаружения радиоизлучения от данного скопления. Выводы [1] основаны на просмотре на картах Паломарского атласа 136 скоплений галактик из каталога Эйбелла [2]. Все 136 скоплений галактик, находящихся на приблизительно одинаковом расстоянии от нас (они относятся к 5-й группе расстояний каталога Эйбелла), были наблюдаемы на частоте 1420 МГц одним радиотелескопом, и радиоизлучение с плотностью потока, превышающей 0.2 ед. потока (1 ед. потока = 10^{-26} ватт м⁻² ц⁻¹), было обнаружено от 26 из них [3].

В настоящее время имеется более обширный и однородный материал, охватывающий наблюдения 355 скоплений галактик той же 5-й группы расстояний. Результаты наблюдений 111 скоплений галактик опубликованы в [4], а результаты наблюдений остальных 244

скоплений галактик были любезно предоставлены в наше распоряжение до их опубликования Ф. Оувном. Все 355 скоплений галактик наблюдаются на частоте 1400 МГц с помощью радиотелескопа НРАО в Грин Бэнке (США) с диаметром в 91.4 м. Радиоизлучение с плотностью потока, превышающей 0.1 ед. потока , обнаружено от 95 из них. Как и ранее, полагалось, что обнаруженный радиисточник отождествляется с соответствующим скоплением галактик, если он находится в пределах $5'$ от центра скопления.

Все 355 скоплений галактик были просмотрены на картах Паломарского атласа с целью выявления в скоплениях каких-либо признаков, связанных с наличием у них радиоизлучения. Результаты просмотра показали следующее.

Из 95 скоплений галактик, от которых было обнаружено радиоизлучение, в 59 скоплениях, т. е. в 63% случаев имеется или доминирующая по яркости сверхгигантская галактика типа D, или же одна из двух-трех выделяющихся по яркости галактик скопления относится к типу cD или является компактной типа N, или же является тесной двойной, нередко заключенной в общую оболочку, или пекулярной эллиптической галактикой (пекулярность часто выражается наличием отростков, выбросов, неравномерным распределением яркости). Среди остальных же 37% скоплений галактик с радиоизлучением в трех скоплениях имеется доминирующая по яркости обычная эллиптическая галактика, в шести скоплениях имеются две-три выделяющиеся по яркости эллиптические галактики, а в 27 скоплениях вообще нет выделяющихся по яркости членов.

Следовательно, можно сделать вывод, что среди скоплений галактик с радиоизлучением в два-три раза более часто встречаются такие скопления, которые содержат в своем составе яркую галактику одного из указанных выше типов (cD, тесная двойная или пекулярная).

Большой интерес представляет, однако, рассмотрение не только тех групп скоплений галактик, от которых обнаружено радиоизлучение, но и тех, от которых радиоизлучение не обнаружено. Ведь и те, и другие скопления галактик находятся от нас практически на одинаковом расстоянии, и в этом случае наличие или отсутствие радиоизлучения от них является их объективной характеристикой. Среди 355 скоплений галактик имелось 27 таких, т. е. всего около 8% , у которых в центральной области находится доминирующая по яркости сверхгигантская галактика типа D. В своей классификации скоплений галактик Баутц и Морган [5] отнесли такие скопления к типу I. От 18 таких скоплений было обнаружено радиоизлучение. Следовательно,

67% скоплений галактик со сверхгигантской D-галактикой в центре имеют измеримое радиоизлучение.

В четырех скоплениях были обнаружены доминирующие по яркости компактные галактики, напоминающие галактики типа N. Радиоизлучение обнаружено от двух из них, т. е. 50% таких скоплений обладает радиоизлучением.

51 скопление, т. е. около 14% из исследованных, имеет в своем составе или яркую тесную двойную галактику, нередко в общей оболочке, или яркую галактику, обладающую какой-либо пекулярностью, или же две-три, заметно более яркие, чем остальные члены скопления, галактики, одна из которых является галактикой указанных выше типов. Радиоизлучением обладают 39, т. е. 76% таких скоплений галактик.

Положение заметным образом меняется при переходе к скоплениям галактик, в которых нет доминирующих по яркости галактик типов cD, компактных, двойных или пекулярных галактик. Так, среди исследованных 355 скоплений галактик имеется 33 (~9%) таких, в которых доминирующей по яркости галактикой является одна обычная эллиптическая галактика, и из них радиоизлучение обнаружено только у трех скоплений, т. е. всего в 9% случаев.

В 45 скоплениях галактик (15%) имеются две-три выделяющиеся, примерно равные по яркости, E-галактики. Радиоизлучением из них обладают 6, т. е. только 13% скоплений галактик.

Наиболее многочисленными среди исследованных скоплений галактик являются такие, в которых нет доминирующей яркой галактики и в которых имеется довольно плавное уменьшение яркости от ярких членов к слабым (тип III по Баутц и Моргану [5]). Такими являются 195, т. е. 55% из 355 скоплений галактик. И лишь в положении 27 таких скоплений галактик, т. е. у 14% из них были обнаружены радиоисточники.

Здесь следует иметь в виду и то, что какое-то количество обнаруженных радиоисточников могло лишь случайным образом оказаться в положении рассмотренных скоплений галактик. В работе [4] показано, что математическое ожидание случайного проектирования радиоисточника с плотностью потока, превышающей 0.1 ед. потока, на центральную область (диаметром в 10') скопления галактик равно 1 при наблюдении примерно 22 скоплений галактик.

В группе галактик с доминирующей cD-галактикой из 18 отождествлений ложными могут быть один-два отождествления. И интересно заметить, что только в одном случае (A 2245) из 18 обнаруженный в центральной области скопления радиоисточник не отождествляется с доминирующей cD-галактикой этого скопления. В 17 случаях радиоисточник, в пределах ошибок определения его координат

нат (обычно порядка $1'-2'$), непосредственно отождествляется с соответствующей сD-галактикой. В случае немногочисленной группы скоплений галактик с доминирующей компактной галактикой оба радиоисточника отождествляются с компактными галактиками в соответствующих скоплениях. Математическое ожидание числа случайного совпадения положений радиоисточников и скоплений галактик в группе скоплений галактик с пекулярной, тесной двойной, сD- или компактной галактикой равно 3. В этой группе скоплений галактик из 39 радиоисточников с конкретными яркими членами скоплений не отождествляются 4 (А 705, 1863, 1939 и 2559). В двух случаях (А 1066, 1684) в этой группе скоплений радиоизлучающими являются две яркие галактики. В группе скоплений с доминирующими E-галактиками в положении исследованных 33 скоплений случайным образом могут оказаться один-два радиоисточника. Из обнаруженных трех радиоисточников один (А 2345) не отождествляется с доминирующей E-галактикой скопления. В группе скоплений галактик с 2—3 яркими эллиптическими галактиками в двух случаях (А 1517, 1852) из шести радиоисточники не отождествляются ни с одним из двух-трех ярких членов скопления, а математическое ожидание числа случайного совпадения положений радиоисточников и скоплений галактик равно именно 2.

Такое поразительное совпадение во всех рассмотренных группах скоплений галактик математического ожидания случайной ассоциации радиоисточников и скоплений галактик с числом случаев, когда радиоисточник, обнаруженный в центральной области скопления, не отождествляется с наиболее ярким или одним из наиболее ярких членов скопления, рассматриваемым как возможный радиоизлучатель в данном скоплении, не является, очевидно, случайным.

В группе скоплений галактик без выделяющихся по яркости членов трудно указать галактику, которая может быть вероятным радиоизлучателем соответствующего скопления. Здесь на центральные области скоплений галактик могли случайно быть спроектированными 9 радиоисточников, т. е. треть отождествлений в этой группе галактик может быть ложной.

Недавно Баутц [6] классифицировала некоторые скопления галактик из каталога Эйбелла. В ее списке имеется 6 скоплений галактик (А 750, 1437, 1940, 1990, 2100 и 2694), просмотренных также и нами. В пяти случаях тип скоплений галактик, определенных Баутц, совпадает с нашим описанием. Только в случае А 1940 имеется некоторое расхождение. Это скопление отнесено Баутц к типу II (по Баутц и Моргану), причем не уверенно, и в пояснении сказано, что в области скопления имеются 4 очень яркие эллиптические галактики,

принадлежащие, по всей вероятности, фону. Нами же это скопление было отнесено к скоплениям с доминирующей по яркости сверхгигантской D-галактикой, что означает, что скопление относится к типу I. Дополнительный просмотр скопления показал, что сD- галактика, с которой отождествляется радиоисточник, находится в области центрального сгущения скопления, тогда как остальные три компактные эллиптические галактики, по всей видимости, как и полагает Баутц, не связаны со скоплением А 1940 и составляют более близкую группировку галактик. Таким образом, скопление А 1940 скорее всего принадлежит типу I.

Сводка полученных нами результатов приведена в табл. 1. В строке, представляющей количества скоплений галактик различных групп с обнаруженным радиоизлучением, в скобках приведены математические ожидания случайного проектирования радиоисточников на скопления в соответствующей группе.

Отношения N_r/N для каждой группы рассчитаны с вычетом математического ожидания из числа скоплений галактик с обнаруженным радиоизлучением.

Таким образом, радиоизлучение встречается около 7—8 раз чаще в тех скоплениях галактик, в составе которых имеется яркая тесная двойная, пекулярная, сD или компактная галактика, по сравнению с теми скоплениями, в которых доминирующей является обычная E-галактика или нет выделяющихся по яркости членов.

Следовательно, по одному лишь виду скопления, в зависимости от того, есть ли в нем выделяющиеся по яркости галактики указанных выше типов или нет, с большой степенью вероятности можно заключить о наличии радиоизлучения у данного скопления.

При этом радиоизлучателем скопления является, по всей вероятности, именно наиболее яркая галактика скопления, занимающая в нем центральное положение, или одна из двух-трех ярких галактик. На это указывает также и то обстоятельство, что, за редкими исключениями, радиоисточники, обнаруженные в положении скоплений галактик, являются неразрешенными по наблюдениям с диаграммой направленности радиотелескопа, равной $10'$. Это означает, что диаметры радиоисточников не превышают 2—3 *угловых минут*, тогда как диаметры исследованных скоплений этой группы расстояний равны в среднем $25'$. Следовательно, как это указано в [4], наблюдаемое от скопления радиоизлучение является не суммарным излучением всех или многих членов скопления, а скорее всего исходит от какой-либо

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ ПРОСМОТРА ИССЛЕДОВАННЫХ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

	Скопления галактик с доминирующей по яркости cD-галактикой	Скопления галактик с доминирующей по яркости компактной галактикой	Скопления галактик с 2—3 яркими членами, один из которых является тесной двойной, пекулярной, cD- или компактной галактикой	Скопления галактик с доминирующей по яркости E-галактикой	Скопления галактик с несколькими яркими E-галактиками	Скопления галактик без выделяющихся по яркости членов	Всего
Количество (N) скоплений галактик	27	4	51	33	45	195	355
	82			273			
Количество (N_r) скоплений галактик с радиоизлучением	18(1-2)	2(0)	39(3)	3(1-2)	6(2)	27(9)	95 (16)
	59(4-5)			36(12-13)			
N_r/N (%)	63	50	70	10	9	9	22
	67			9			

одной галактики скопления. Из того обстоятельства, что радиоизлучение наблюдается от приблизительно 70% скоплений галактик с выделяющимися по яркости галактиками типов cD, компактных, тесных двойных и пекулярных, и что радиоизлучателями являются именно эти галактики, следует, что *радиоизлучающая фаза у таких галактик длится в течение большей части их жизни (около 2/3)*. Если же не все галактики проходят радиоизлучающую фазу, то последняя у галактик с радиоизлучением может длиться дольше. Подчеркнем, что выше речь идет о той части жизни галактики, в течение которой галактика является компактной или тесной двойной или пекулярной, или же относится к типу cD. И поскольку обычно радиоизлучение галактики связано с активностью ее ядра, то это означает, что галактики указанных типов обладают довольно активными ядрами.

Длительность радиоизлучающей фазы у галактик в скоплениях галактик с яркими эллиптическими галактиками или без выдающихся по яркости членов составляет не менее 10% времени их жизни.

Тот факт, что все обнаруженные радиоисточники находятся на одинаковом расстоянии от нас, позволяет провести сравнение между мощностью радиоизлучения различных радиоизлучателей в скоплениях галактик. Средняя плотность потока для скоплений, в которых имеются яркие галактики типа cD, компактные, пекулярные или тесные двойные, равна 0.36 со среднеквадратичной дисперсией в 0.38. Средняя же плотность потока для остальных скоплений без выдающихся членов лишь незначительно уступает первой группе скоплений и равна 0.29 со среднеквадратичной дисперсией в 0.20. Следовательно, хотя радиоизлучение встречается в первой группе скоплений галактик заметно более часто по сравнению со второй группой, мощности радиоизлучения у них в среднем практически одинаковы. Это лишний раз подтверждает, что радиоизлучение галактики связано с ее ядром, активность которого может проявиться иногда и в ничем с виду не примечательной галактике.

Радиосветимость обнаруженных радиоисточников в среднем приблизительно равна 10^{25} *ватт* μz^{-1} на 1400 *Мгц*, что вообще характерно для радиогалактик невысокой радиосветимости, таких, как NGC 4486. Радиосветимости рассчитаны при постоянной Хаббла, равной 75 *км/сек* *Мпс*, и среднем значении красного смещения для скоплений галактик пятой группы расстояний, приведенном в [2].

Ранее, на основе сравнения пространственных плотностей ярких эллиптических галактик и радиогалактик, Шмидт [7] рассмотрел вопрос времени радиожизни радиогалактик. Согласно Шмидту, длительность радиоизлучающей фазы радиогалактик сильно зависит от мощности радиоизлучения: время жизни радиоизлучения уменьшается

приблизительно на порядок с ростом на порядок мощности радиоизлучения. Поскольку по нашим данным длительность радиоизлучения у ничем не выделяющихся галактик скоплений типа III может быть почти на порядок (7—8 раз) меньше, чем у ярчайших галактик типов cD или компактных, пекулярных и тесных двойных галактик с даже несколько более мощным радиоизлучением, то мы можем заключить, что длительность радиоизлучающей фазы радиогалактик не зависит от мощности их радиоизлучения. Но вполне возможно, что не во всех скоплениях галактик с ничем не примечательным яркими эллиптическими галактиками или же вообще не содержащими в своем составе выдающихся по яркости членов должны появиться в процессе их эволюции радиогалактики. Тогда длительность радиоизлучающей фазы у радиогалактик, имеющих только у небольшой части таких скоплений, может быть больше. И можно, по-видимому, считать, что радиоизлучение у радиогалактик не эпизодическое явление, а присуще им в течение почти всей их жизни, что согласуется с выводами Шмидта для слабых радиогалактик.

В работе [4] на основе наблюдений 111 скоплений галактик был замечен некоторый небольшой рост процента радиоизлучающих скоплений галактик в зависимости от количества членов скоплений. Однако, поскольку в третьей группе богатства было всего 3 скопления галактик, причем во всех трех были обнаружены радиоисточники, а в первых двух группах различие процента радиоизлучающих галактик было небольшое, то был сделан вывод об отсутствии определенной зависимости наличия у скопления радиоизлучения от количества его членов.

Таблица 2

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ КОЛИЧЕСТВА РАДИОИЗЛУЧАЮЩИХ СКОПЛЕНИЙ
ГАЛАКТИК В РАЗЛИЧНЫХ ГРУППАХ БОГАТСТВА

Группа богатства	0 (34—49 галактик)	1 (50—79 галактик)	2 (80—129 галактик)	3 (130—199 галактик)	4 (200—299 галактик)
N_r — число скоплений галактик с радиоизлучением	25	51	15	3	1
N_{nr} — число скоплений без радиоизлучения	82	145	28	5	—
$\frac{N_r}{N_r + N_{nr}}$ (%)	23	26	35	38	100

Здесь у нас есть возможность проверить это заключение, поскольку имеются данные по наблюдениям 355 скоплений галактик. В табл. 2 приведены количества скоплений галактик с радиоизлучением и без такового по различным группам богатства. Рассмотрение таблицы указывает, что *относительное количество скоплений галактик с радиоизлучением растет в зависимости от количества членов скоплений*. И, независимо от количества членов скопления, ответственной за радиоизлучение в скоплении, как мы видели, является обычно одна центральная яркая галактика скопления. Этот факт связан, по-видимому, с космогонической активностью центральной яркой, радиоизлучающей галактики скопления.

В заключение авторы выражают признательность академику В. А. Амбарцумяну за полезное обсуждение результатов работы и Ф. Оуэну за предоставление результатов наблюдений скоплений галактик до их публикации.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON RADIO EMISSION OF CLUSTERS OF GALAXIES

H. M. TOVMASSIAN, M. S. SHIRBAKIAN

It has been shown that radio emission occurs from 6 to 7 times more often in clusters of galaxies which contain bright galaxies of cD-type or compact, peculiar or close double galaxies in comparison with clusters which do not contain outstanding bright galaxies or when bright galaxies are usually ellipticals. In the first group of clusters of galaxies the radio emitters are galaxies of the mentioned types, the radio emitting phase of which lasts for about $2/3$ of their lives. It has also been shown that the percentage of radio emitting clusters of galaxies increases with the number of cluster members. Radio luminosities of detected radio sources are of the order of weak radio galaxies.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. М. Товмасын, Р. Г. Мнацаканян. Сообщ. Бюраканской обс., 40, 46, 1969.
2. G. O. Abell, *Ap. J. Suppl.*, 3, 211, 1958.
3. H. M. Tovmassian, I. G. Moiseev, *Austr. J. Phys.*, 20, 715, 1967.
4. Г. М. Товмасын, *Астрофизика*, 9, 177, 1973.
5. L. P. Bautz, W. W. Morgan, *Ap. J.*, 162, L149, 1970.
6. L. P. Bautz, *A. J.*, 77, 1, 1972.
7. М. Шмидт, в сб. „Нестационарные явления в галактиках“, АН Арм.ССР, 1968, стр. 169; *Ap. J.*, 146, 7, 1966.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

ФЕВРАЛЬ, 1974

ВЫПУСК 1

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ SS Cyg*

М. БРЕТЦ, А. В. МИРЗОЯН, В. С. ОСКАНЯН

Поступила 24 января 1974

Выполнена UVV-фотометрия SS Cyg на нисходящей ветви кривой блеска новоподобной вспышки вблизи минимума. Цвета определены на разных частях кривой блеска и в периоды четырех быстрых „вспышек“. Показано, что эти быстрые вспышки накладываются на сравнительно большие по амплитуде и продолжительности вспышки — средние между циклическими и быстрыми вспышками. Определенные по цветам быстрых вспышек истинные цвета избыточного излучения, накладывающегося на „нормальное“ излучение звезды в периоды быстрых вспышек, часто отклоняются от цветов излучений, порождаемых известными процессами излучения. Измеренные лучевые скорости по двум спектрограммам согласуются с кривой лучевых скоростей при использовании фазового соотношения Уокера и Кинкарни.

Введение. Появление за последние десятилетия большого числа исследований, посвященных переменным звездам типа U Gem, значительно обогатило наши сведения об этих звездах. Выяснены многие закономерности излучения звезд типа U Gem. Изучены общие характеристики, спектральные особенности и их изменения во времени. Установлено, что почти все звезды этого типа являются двойными [1].

Во всех этих исследованиях основное внимание уделялось изменениям, связанным с циклическими, новоподобными вспышками звезд типа U Gem. Следует отметить, однако, что более или менее успешного истолкования этих крупномасштабных изменений интенсивности излучения переменных звезд этого типа пока не имеется. †

Львиная доля исследований по звездам типа U Gem посвящена звезде SS Cyg — ярчайшему представителю этого класса звезд.

* Фотоэлектрические наблюдения SS Cyg, лежащие в основе настоящей работы, были выполнены в 1966 г. Однако вследствие тяжелой болезни и последующей смерти М. Бретц записи этих наблюдений были затеряны, что надолго задержало их опубликование.

Промежуток времени между двумя последовательными вспышками (цикл) для SS Cyg составляет около 50 *суток*, а амплитуда вспышек равна $\sim 4^m$.

С точки зрения возможной необычной природы нестационарных физических процессов, происходящих в атмосферах или во внешних слоях звезд типа U Gem, значительный научный интерес представляют быстрые неправильные изменения их излучения, во много раз уступающие по масштабам (амплитуда порядка десятых долей звездной величины, а продолжительность не более 10 *минут*) циклическим изменениям. Такие быстрые неправильные изменения излучения SS Cyg были наблюдаемы, например, Г. Грантом [2] и М. Ф. Уокером [3].

Как показано в работе [4], отношения амплитуд быстрых изменений в различных областях спектра по данным М. К. Цукерман [5] свидетельствуют о необычном цвете и нетепловой природе наблюдаемых быстрых изменений излучения SS Cyg.

Этот вывод подтверждается более поздними спектральными наблюдениями М. Ф. Уокера и Г. Кинкарини [6] быстрых изменений спектра SS Cyg, указывающих на необычно резкое усиление коротковолнового излучения звезды при быстром возрастании ее яркости, необъяснимое при допущении о тепловой природе наблюдаемых изменений возникающего избыточного излучения в указанные периоды.

В настоящей статье излагаются результаты трехцветных фотоэлектрических наблюдений SS Cyg на нисходящей ветви и вблизи минимума кривой блеска очередной новоподобной вспышки. Результаты, относящиеся к быстрым изменениям излучения SS Cyg, поддерживают заключение о нетепловой природе этих изменений.

Наблюдения. Фотоэлектрические наблюдения SS Cyg в фотометрической системе, практически совпадающей с системой UBV, были выполнены в период 7—17 сентября 1966 г. на Обсерватории Верхнего Прованса (Франция) в касегреновском фокусе 80 см телескопа.

Эти наблюдения покрывают нисходящую ветвь 506-й зарегистрированной новоподобной вспышки, продолжительность которой была короче соседних, в особенности следующей, вспышек SS Cyg [7]. Период между моментами, когда звезда имела визуальную яркость 10^m , соответственно на восходящей и нисходящей ветвях кривой блеска, для рассматриваемой новоподобной вспышки был равен 7 *суткам*, между тем как для предыдущей и последующей вспышек этот период был равен 9 и 16 *суткам*, соответственно [7]. Максимальная визуальная яркость SS Cyg во время рассматриваемой вспышки была равна $8^m.7$ [7].

Имея в виду, что амплитуда изменений яркости SS Cyg обычно возрастает в сторону коротких длин волн, ее яркость записывалась преимущественно в ультрафиолетовых лучах. Эти наблюдения прерывались только для измерений яркости звезды в других лучах, когда подозревалось достаточно большое ее возрастание, или для измерений звезд сравнения и стандартных звезд.

В качестве звезд сравнения служили звезды *a* ($V = 9.80$, $B - V = 0.38$, $U - B = 0.27$) и *d* ($V = 10.88$, $B - V = 0.52$, $U - B = 0.08$) из работы Г. Гранта и Г. А. Абта [8].

Общая продолжительность наших фотоэлектрических наблюдений, охватывающих промежутки времени представленные в табл. 1,

Таблица 1

ПЕРИОДЫ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ SS Cyg

Дата (1966)	Время (UT)	Вид наблюдений
7 сентября	21 ^h 37 ^m — 23 ^h 39 ^m	Непрерывная запись в U-лучах, измерение яркости и цветов B-V, U-B
8—9 "	21 20 — 01 49	" "
9—10 "	19 30 — 02 04	" "
12 "	20 00 — 22 41	" "
14—15 "	20 34 — 02 17	Непрерывная запись в U-лучах, измерение цветов B-V, U-B быстрых "вспышек"
15 "	22 23 — 23 53	Непрерывная запись в U-лучах

составляет 22 часа 59 минут. Однако мы рассмотрим лишь часть из них, относящуюся к средним цветам SS Cyg, определенным по несколько раз в каждую ночь и в периоды быстрых и достаточно больших для регистрации изменений излучения ночью 14—15 сентября.

Цвета SS Cyg на нисходящей ветви кривой новоподобной вспышки. В период наших наблюдений цвет SS Cyg менялся очень медленно. Об этом свидетельствуют данные, собранные в табл. 2. Исключение составляют периоды быстрых неправильных изменений ее излучения, которые будут рассмотрены отдельно.

Данные табл. 2 показывают медленное и регулярное изменение показателей цветов U-B и B-V SS Cyg с ослаблением излучения звезды. Эти изменения указывают на покраснение звезды по показателю цвета B-V и на посинение по U-B с приближением звезды к

Таблица 2

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ
SS CYG

JD 2439000+	V	B-V	U-B
376.404	9.46	0.02	-0.84
410	9.49	0.01	-0.84
424	9.56	0.01	-0.89
430	9.52	0.00	-0.81
439	9.51	0.01	-0.83
451	9.49	0.01	-0.80
456	9.54	0.01	-0.87
459	9.55	0.00	-0.80
462	9.56	0.00	-0.80
376.481	9.53	0.01	-0.81
377.392	9.85	0.02	-0.84
394	9.78	0.02	-0.84
426	9.93	0.01	-0.84
481	9.89	0.02	-0.85
377.569	9.88	0.04	-0.88
378.324	10.24	0.07	-0.89
339	10.17	0.04	-0.80
427	10.30	0.05	-0.89
496	10.29	0.09	-0.85
533	10.29	0.05	-0.87
378.556	10.29	0.10	-0.82
380.468	10.94	0.27	-0.90
381.345	11.39	0.43	-0.95
374	11.37	0.45	-1.02
380	11.44	0.42	-0.90
381.392	11.35	0.42	-0.94
383.370	11.41	0.36	-0.97
372	11.28	0.31	-0.96
419	11.52	0.48	-0.92
435	11.36	0.31	-0.95
454	11.52	0.44	-1.00
456	11.65	0.46	-0.99
480	11.43	0.39	-0.95
383.499	11.17	0.27	-0.98

минимуму блеска. Это наглядно видно на рис. 1, где представлены зависимости цветов от блеска в V-лучах.

Этот результат находится в согласии с наблюдениями других авторов. В частности, на такой ход показателей цветов B—V и U—B

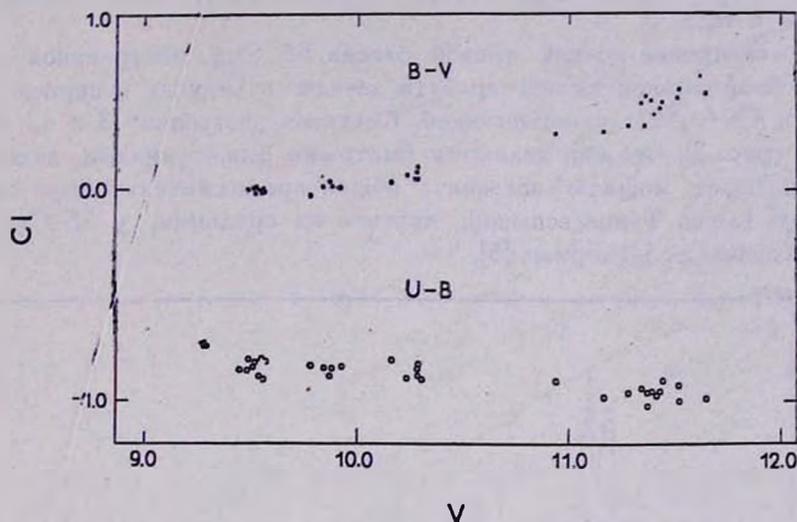


Рис. 1. Зависимость показателей цвета B—V и U—B от величины V на нисходящей ветви кривой блеска 506-й новоподобной вспышки SS Cyg.

на нисходящей ветви кривой блеска указывают более ранние фотоэлектрические наблюдения четырех новоподобных вспышек, выполненные К. К. Чуваевым [9].

Быстрые неправильные изменения яркости и средние вспышки. Наши фотометрические наблюдения подтверждают, что яркость SS Cyg изменяется почти непрерывно. На нисходящей ветви кривой блеска новоподобной вспышки наблюдались весьма частые быстрые неправильные изменения, в некоторых случаях напоминающие небольшие вспышки, наложенные на регулярно убывающее излучение звезды. Продолжительность этих вспышечноподобных изменений обычно не превышала 10 минут. Во всех наблюдаемых случаях амплитуда изменений или быстрых „вспышек“ возрастала при переходе к коротковолновой области спектра. Ночью 14—15 октября нами были выполнены трехцветные наблюдения нескольких наиболее ярких таких „вспышек“. На рис. 2 представлены результаты обработки этих наблюдений. Кривые изменения яркости SS Cyg между моментами измерений во всех случаях интерполированы прямолинейными отрезками. По

полученным ломаным линиям и определены показатели цвета В—V и U—B звезды для одинаковых моментов времени.

Полученные таким образом данные о ходе изменения яркости в V-лучах и показателей цвета В—V и U—B в охваченных наблюдениями частях четырех быстрых „вспышек“, отмеченных на рис. 2 цифрами, собраны в табл. 3.

Рассмотрение полной кривой блеска SS Cyg, построенной с помощью непрерывной записи яркости звезды в U-лучах в период JD_{\odot} 2439383.476—542, охватывающей быстрые „вспышки“ 3 и 4, показывает (рис. 3), что они являются быстрыми флюктуациями, наложенными на более мощную вспышку, общей продолжительностью около полутора часов. Такие вспышки, назовем их средними, у SS Cyg ранее наблюдались Цукерман [5].

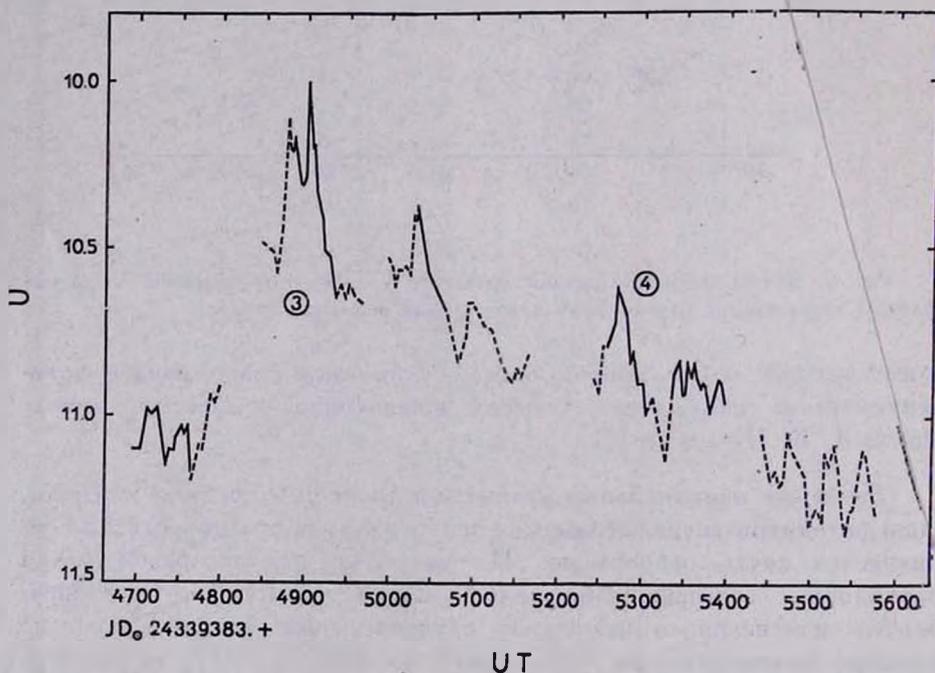
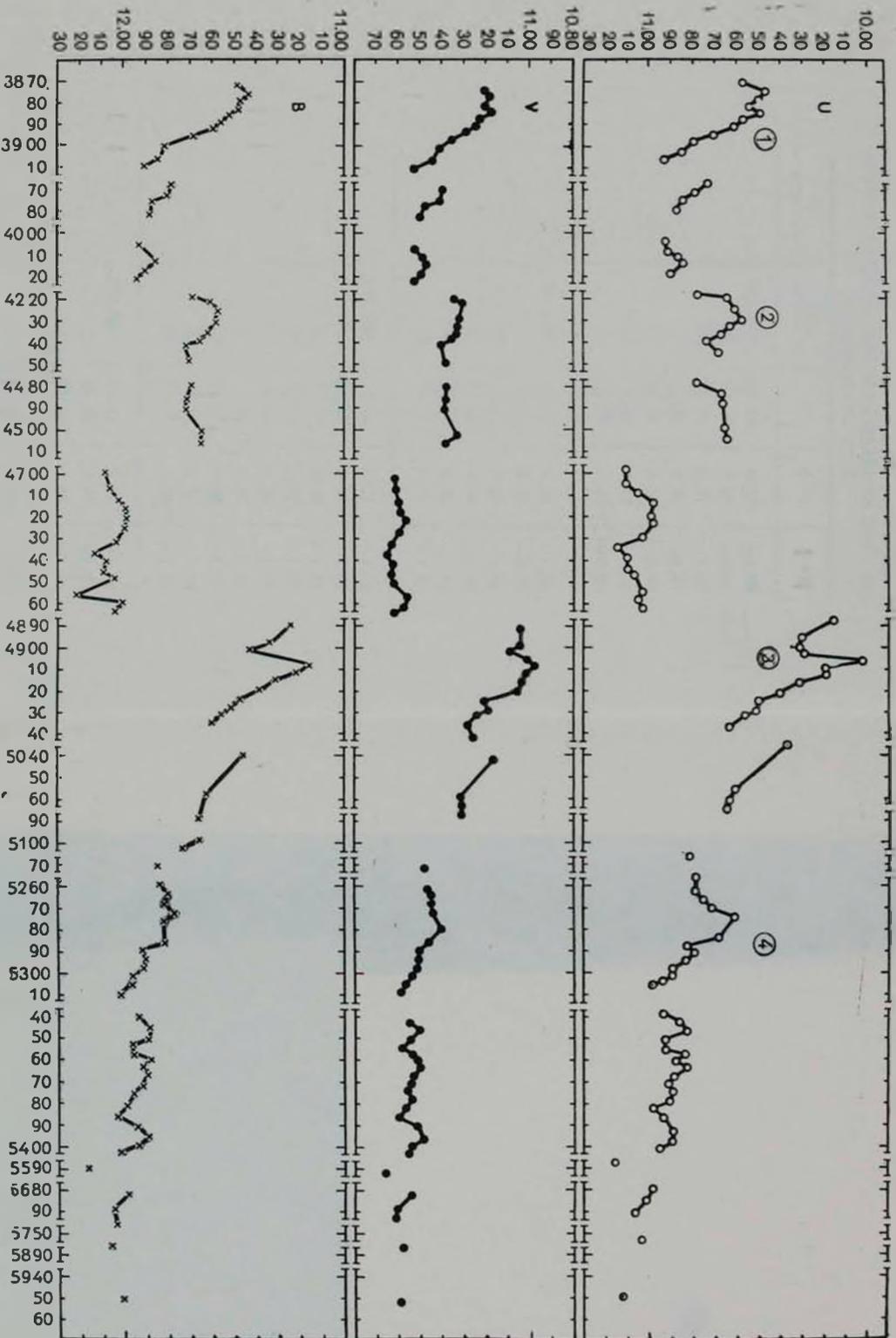


Рис. 3. Кривая блеска „средней“ вспышки SS Cyg, наблюдаемой ночью 14—15 сентября 1966 г. в лучах U. Сплошной линией отмечены отрезки, где одновременно выполнены наблюдения в лучах U, B и V. Цифры соответствуют „быстрым“ вспышкам (см. рис. 2).

Судя по непрерывной записи яркости SS Cyg, ночью 14—15 сентября 1966 г. имела место еще одна средняя вспышка с амплитудой, равной $\sim 1^m$ (в U-лучах). Она зарегистрирована незадолго до вышеупо-



JD₀ 24339383. +

Рис. 2. UVV-наблюдения SS Cyg ночью 14-15 сентября 1966 г. Цифрами 1-4 отмечены "быстрые" всплески, рассмотренные в статье.

К. ст. М. Ветца и др.

Таблица 3
ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ БЫСТРЫХ
„ВСПЫШЕК“ SS CYG

№ вспышки	JD ₂₄₃₉₀₀₀	V	B-V	U-B
1	383.3875	11.19	0.25	-0.98
	80	11.19	0.27	-0.96
	85	11.19	0.31	-1.03
	90	11.24	0.32	-0.97
	95	11.32	0.37	-1.00
	3900	11.40	0.42	-1.01
	05	11.44	0.40	-0.95
2	383.4220	11.35	0.31	-1.02
	25	11.30	0.28	-0.98
	30	11.31	0.27	-1.01
	35	11.33	0.29	-0.98
	40	11.37	0.32	-0.95
	45	11.39	0.31	-1.02
3	383.4895	11.04	0.21	-1.03
	4900	11.06	0.34	-1.09
	05	11.03	0.25	-1.11
	10	10.99	0.21	-1.00
	15	11.03	0.29	-1.05
	20	11.06	0.34	-1.02
	25	11.21	0.28	-1.00
	30	11.21	0.32	-1.03
35	11.27	0.33	-1.00	
4	383.5260	11.47	0.36	-1.04
	65	11.45	0.37	-1.05
	70	11.44	0.34	-1.06
	75	11.43	0.39	-1.20
	80	11.40	0.43	-1.16
	85	11.45	0.37	-1.07
	90	11.50	0.42	-1.10
	95	11.51	0.40	-1.06
	5300	11.53	0.42	-1.06
	05	11.57	0.42	-1.01

мянutoй средней вспышки. Быстрая „вспышка“ 1 находится на нисходящей ветви этой средней вспышки. Одна небольшая средняя вспышка с амплитудой $0^m.5$ была зарегистрирована ночью 15—16 сентября.

Данные о всех трех средних вспышках, зарегистрированных нами, приведены в табл. 4. Возгорание всех указанных вспышек продолжалось более 10 минут.

Таблица 4
ДАННЫЕ О СРЕДНИХ ВСПЫШКАХ SS Cyg

Время	Момент максимума	U_{\max}	Амплитуда ΔU
JD \odot 2439000+			
383.376—.400	383.385	9. ^m 9	1. ^m 2
383.476—.542	383.491	10.0	1.1
384.475—.494	384.487	11.1	0.6

Как уже было отмечено, на средние вспышки SS Cyg обычно накладываются быстрые „вспышки“.

Преследуя основную цель [определения цветов SS Cyg, в частности в периоды быстрых изменений ее излучения, мы не смогли уделить должного внимания средним вспышкам.

К сожалению, до сих пор на них вообще не было обращено внимания. Между тем, средние вспышки, промежуточные по масштабам между новоподобными вспышками и быстрыми „вспышками“ (быстрыми неправильными изменениями яркости), заслуживают самого серьезного внимания для выяснения природы процессов, происходящих в поверхностных слоях звезд типа U Gem и вызывающих наблюдаемые изменения их излучения.

Следует добавить, что фотоэлектрические наблюдения SS Cyg, выполненные нами в тот же период, в системе, предложенной А. Крушевским [10], с помощью узкополосных фильтров, указывают на доминирующую роль изменений континуума во всех доступных для рассмотрения с этой целью случаях наблюдаемых нами быстрых изменений SS Cyg. Этот результат находится в согласии с выводом Цукерман [5] о том, что роль спектральных линий в быстрых изменениях яркости SS Cyg неощутима.

Это дает нам основание считать, что изменения цветов быстрых „вспышек“ SS Cyg обусловлены, преимущественно, изменениями распределения энергии в ее непрерывном спектре. Сами наблюдаемые

цвета характеризуют непрерывное излучение, в целом. Такой же вывод следует и из разрешенных по времени спектральных наблюдений SS Cyg [6], свидетельствующих о том, что при быстрых неправильных изменениях звезды эмиссионные линии в ее спектре не изменяются.

О спектре SS Cyg. В период наших фотоелектрических наблюдений, 7-го и 9-го сентября, одним из авторов (Л. В. М.) были получены две спектрограммы SS Cyg на куде-спектрографе 193 см телескопа Обсерватории Верхнего Прованса [11]. Использованы фотопластины Kodak IIaO Baked.

На этих спектрограммах наблюдаются широкие эмиссионные линии, главным образом линии водорода. Линий поглощения не видно.

Отсутствие заметных линий поглощения и большая ширина эмиссионных линий значительно затрудняли измерения лучевых скоростей SS Cyg. Лучевые скорости нами были измерены по эмиссионным линиям водорода. Результаты измерений лучевых скоростей (V_r) представлены в табл. 5.

Таблица 5
ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ SS CYG

D_{\odot} 2439000+	Фаза	V_r (км/сек)	Дисперсия (А/мм)
376.337	0.528	$+26.5 \pm 15.4$	39
378.389	0.957	-68.7 ± 11.5	19.5

Эти лучевые скорости находятся в удовлетворительном согласии с кривой лучевых скоростей SS Cyg при использовании для вычисления фаз, соответствующих средним моментам наших наблюдений, формулы, предложенной Уокером и Кинкарини [6], допустившими, что период обращения в двойной системе SS Cyg равномерно возрастает со временем. В табл. 5 приведены фазы, вычисленные по их формуле. Поэтому согласие определенных нами лучевых скоростей с кривой лучевых скоростей Уокера и Кинкарини можно рассматривать как некоторое подтверждение их исходного допущения об изменении периода обращения в системе SS Cyg.

Цвета быстрых „вспышек“ SS Cyg. Для выяснения природы быстрых „вспышек“ удобно рассмотреть двухцветную (U—B, B—V) диаграмму для цветов избыточного излучения, накладывающегося на „нормальное“ излучение SS Cyg в периоды быстрых неправильных изменений ее яркости.

Эти цвета определяются нижеследующими формулами, связывающими цвета и приращение яркости в В-лучах составной системы — „нормальное“ излучение плюс „избыточное“ излучение — с цветами отдельных составляющих [12]:

$$(U-B)_+ = (U-B)_* - 2.5 \lg \left\{ (1 + x_B) 10^{-0.4[(U-B)_\Sigma - (U-B)_*]} - x_B \right\}, \quad (1)$$

$$(B-V)_+ = (B-V)_* + 2.5 \lg \left\{ (1 + x_B) 10^{0.4[(B-V)_\Sigma - (B-V)_*]} - x_B \right\}, \quad (2)$$

$$x_B = \left[10^{-0.4(B_\Sigma - B_*)} - 1 \right]^{-1}, \quad (3)$$

где индексы Σ , * и + относятся, соответственно, к составному излучению и компонентам этого излучения: „нормальному“ излучению звезды и дополнительному излучению „вспышек“, соответственно, а

$$x_B = \left(\frac{I_*}{I_+} \right)_B \quad (4)$$

отношение интенсивностей излучения компонентов в В-лучах.

Цвета дополнительного излучения, появляющегося в спектре SS Cyg в периоды быстрых изменений, нами вычислены для четырех „вспышек“, наблюдавшихся ночью 14—15 сентября 1966 г. Используются данные, приведенные в табл. 3. Цвета соответствующего „нормального“ излучения звезды взяты по данным, лежащим в основе рис. 2.

Было принято, что параметры, характеризующие „нормальное“ излучение SS Cyg за рассматриваемый период, соответствуют минимальной яркости звезды в V-лучах за этот период. Эти параметры равны $V = 11.60$, $B - V = 0.47$ и $U - B = -1.02$ и значительно отличаются от соответствующих параметров в минимуме яркости. Например, согласно наблюдениям Уокера [3], они равны: $V = 11.90$, $B - V = 0.62$ и $U - B = -0.62$. Это означает, что яркость SS Cyg ночью 14—15 сентября 1966 г. была выше минимальной. Однако для наших целей использование этих последних значений V , $B - V$, $U - B$ может лишь усилить полученный ниже вывод.

На рис. 4 приведены результаты вычислений. На диаграмму нанесены также кривые, представляющие цвета излучения газа при различных мыслимых предположениях относительно его температуры и оптической толщины (сплошные кривые) по работе У. Кункеля [13], равновесного излучения (штрих-пунктир) и синхротронного излучения (пунктирная линия).

Рис. 4 показывает, что цвета избыточного излучения, появляющегося в периоды быстрых изменений яркости SS Cyg, на двухцвет-

ной диаграмме (U—B, B—V) занимают область, недостижимую в целом для обычных процессов излучения.

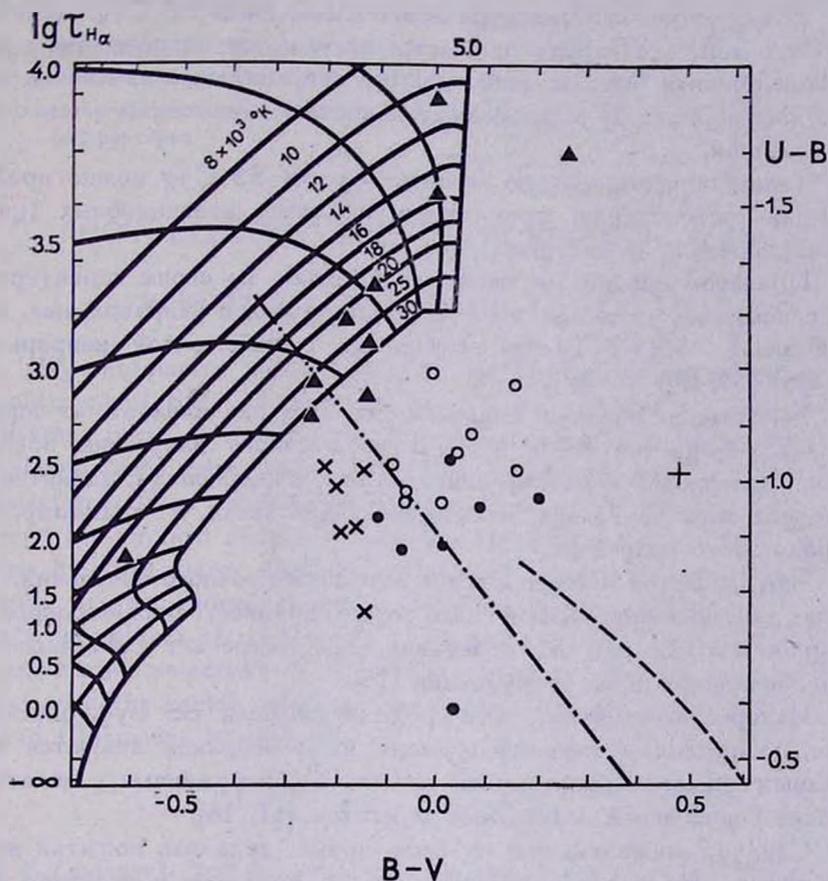


Рис. 4. Диаграмма (U—B, B—V) для избыточного излучения, появляющегося во время „быстрых“ вспышек SS Cyg. Цвета вспышек 1—4 отмечены, соответственно, точками, крестиками, кружками и треугольниками. Большой прямой крест соответствует цветам принятого за минимум излучения. На диаграмме отмечены также цвета излучений: газа различных параметров (сплошные кривые), равновесного (штрихпунктир) и синхротронного (пунктирная линия).

Как видно из рис. 4, и принятое нами „нормальное“ излучение (на рис. 4 его положение отмечено знаком „+“) не является простым звездным излучением, но содержит нетепловую составляющую.

Однако в периоды быстрых изменений яркости эта составляющая проявляется в чистом виде и непосредственно ответственна за них.

Заключение. Фотовольтрические наблюдения SS Cyg свидетельствуют о том, что наряду с быстрыми и почти непрерывными изменениями яркости звезды наблюдаются неправильные изменения с амплитудой порядка 1^m и продолжительностью около одного часа (средние вспышки).

Таким образом, общую кривую блеска SS Cyg можно представить как суперпозицию трех видов вспышек: новоподобных (циклических), средних и быстрых.

При этом средние и быстрые вспышки по своим характеристикам напоминают вспышки вспыхивающих звезд и неправильные изменения звезд типа Т Тельца, связанные с избыточной непрерывной эмиссией [14, 15].

Быстрые и средние вспышки SS Cyg, как следует из анализа показателей цветов В—V и U—В избыточного излучения, появляющегося в периоды этих изменений, близки к изменениям, характерным для звезд типа Т Тельца и вспыхивающих звезд, по-видимому, и по природе этого излучения.

Что касается интерпретации этого избыточного излучения, то в рамках обычных механизмов излучения (тепловое, синхротронное, небулярное и т. д.) или их сочетания, она встречает серьезные, возможно непреодолимые затруднения [16].

Интересно отметить, что средние вспышки SS Cyg, описанные выше, по продолжительности времени их возгорания являются своеобразным аналогом „медленных“ вспышек, обнаруженных у некоторых вспыхивающих звезд в звездных агрегатах [17, 18].

Следует добавить, что в свое время делались попытки интерпретировать необычные цвета SS Cyg с помощью возможного влияния межзвездного или околос звездного покраснения.

Однако очевидно, что в рассматриваемом нами случае наблюдаемые необычные цвета избыточного излучения в периоды быстрых изменений яркости SS Cyg не допускают такого истолкования.

Поэтому следует допустить, что необычные цвета избыточного излучения в спектре SS Cyg обусловлены ультрафиолетовым избытком.

Один из авторов (Л. В. М.) благодарит проф. Ш. Ференбака за предоставление возможности использовать телескопы Обсерватории Верхнего Прованса и д-ра А. М. Делплас за помощь в получении спектрограмм SS Cyg.

Обсерватория Верхнего Прованса
Марсельская обсерватория
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF SS CYGNI

M. BRETZ, L. V. MIRZOYAN, V. S. OSKANIAN

UBV-photometry was obtained on the decreasing branch of a nova-like outburst of SS Cyg near minimum. The colours were determined at different parts of the light curve and during four rapid „flares“. It was shown that these rapid flares are superimposed on the flares of comparatively large amplitudes and duration which are of middle scale between the cyclical outbursts and the rapid flares. Determined by the colours of rapid flares, the real colours of the excess radiation, superimposed on the „normal“ stellar radiation during rapid flares, deviate often from colours of radiations produced by known processes of radiation. Radial velocities of SS Cyg measured on two spectrograms agreed with the radial velocity curve when the phase-function of Walker and Chincarini is used.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Г. Горбачкий, Эруптивные звезды, под ред. А. А. Боярчука и Р. Е. Гершберга, Наука, М., 1970, стр. 63.
2. G. Grant, Ap. J., 122, 566, 1955.
3. M. F. Walker, Non-Stable Stars, IAU Symposium No. 3, ed. G. H. Herbig, University Press, Cambridge, 1957, p. 57.
4. Л. В. Мирзоян, Н. А. Каллоляян, Астрофизика, 1, 385, 1965.
5. М.-С. Zuckermann, Ann. Astrophys., 24, 231, 1958.
6. M. F. Walker, G. Chincarini, Ap. J., 154, 157, 1968.
7. M. W. Mayall, J. Roy. Astr. Soc. Canada, 61, 155, 1967.
8. G. Grant, H. A. Abt, Ap. J., 129, 323, 1959.
9. К. К. Чуваев, Изв. КрАО, 28, 141, 1962.
10. А. Крушевски, Частное сообщение.
11. Ch. Fehrenbach, Publ. Obs. Haute-Provence, 5, No. 1, 1960.
12. Л. В. Мирзоян, Астрофизика, 2, 121, 1966.

13. *W. E. Kunkel*, An Optical Study of Stellar Flares, University of Texas, Austin, 1967.
14. *В. А. Амбарцумян*, Сообщ. Бюраканской обс., 13, 1954.
15. *V. A. Ambartsumian*, Non-Stable Stars, IAU Symposium No. 3, ed. G. H. Herbig, University Press, Cambridge, 1957, p. 177.
16. *Л. В. Мирзоян*, Некоторые вопросы кинематики и физики нестационарных звезд, Диссертация, ГАО АН СССР, Ленинград, 1967.
17. *G. Haro*, Stars and Stellar Systems, Vol. 7, ed. B. M. Middlehurst and L. H. Aller, University Press, Chicago, 1968, p. 141.
18. *V. A. Ambartsumian, L. V. Mirzoyan*, Colloquium on Variable Stars, Veroff. Bamberg, 9, No. 100, 98, 1971.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

ФЕВРАЛЬ, 1974

ВЫПУСК 1

СОБСТВЕННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ В ИЗЛУЧЕНИИ μ СЕРНЕИ

Т. А. ПОЛЯКОВА

Поступила 30 октября 1973

Вновь определена межзвездная поляризация для μ Сер: $p = 1.5\%$, $\theta_E = 47^\circ$. Выведены собственная поляризация по наблюдениям 1957—1973 г.г. и кривые $p(\lambda)$ для собственной поляризации. Обнаружена связь между изменениями блеска и параметров собственной поляризации μ Сер. Дается качественное объяснение полученных результатов.

1. *Введение.* Поляризационные наблюдения полуправильной переменной μ Сер (M2 Ia) проводились на телескопах АО ЛГУ в течение восьми последних лет. Результаты этих наблюдений, опубликованные в статьях [1—5] и за 1972 г. в настоящей работе (табл. 3), хорошо согласуются с наблюдениями других авторов [6—10]. Однако имеющиеся длинные ряды поляризационных наблюдений этой звезды не могут быть использованы для выяснения природы поляризованного излучения μ Сер до тех пор, пока из них не исключена межзвездная составляющая поляризованного света.

Таблица 1
ПАРАМЕТРЫ МЕЖЗВЕЗДНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В
ИЗЛУЧЕНИИ μ СЕР

Авторы	$p\%$	θ_E°	Литература
Варданян	0.7	55	[11]
Койн и Крушевски	~2.0	~45	[10]
Шаховской	1.2	7.6	[9]
Фридемани	0.8	45	[12]

Предпринимались попытки определения межзвездной поляризации в области μ Сер различными методами. За последние годы опубликованы результаты четырех оценок межзвездной поляризации в этой области, которые собраны в табл. 1.

Таблица 2

ЗВЕЗДЫ В ОКРЕСТНОСТИ μ СЕР

№ по карте	Звезда		P_V (%)	θ_V^*	V	B-V	U-B	S_p (МК)	A_V	$V_0 - M_V$
	HD, BD или α и δ 1971 г.	или								
1	239762		0.25	66	9 ^m 53	+0 ^m 37	+0 ^m 15	FOV	0 ^m 32	6 ^m 6
2	239558		2.0	52	9.50	+0.26	-0.54	B2 III	2.00	11.1
3	21 ^h 43 ^m 5 58°49'		1.7	44	10.17	+0.36	+0.15	B8 V	1.92	8.48
4	21 ^h 44 ^m 2 58°48'		1.5	46	10.79	+0.37	+0.22	A1 V	1.48	8.1
5	239746		1.5	31	9.92	+0.32	-0.33	B4 III	2.08	10.35
6	57°2377		0.5	40	10.12	+0.38	+0.18	A8 V	0.64	7.1
7	239738		1.5	47	8.57	+0.30	-0.43	B4 III	2.00	9.2
8	57°2394		0.5	70	10.46	+0.38	+0.10	A9 V	0.44	7.5
9	57°2389		1.1	50	10.24	+0.29	+0.08	B9 V	1.44	8.6
10	21 ^h 44 ^m 8 58°27'		1.7	57	11.27	+0.35	+0.04	B8 V	1.88	9.6

Как видно из табл. 1, согласие между полученными параметрами поляризации неудовлетворительно. Например, несколько неожиданно значение позиционного угла, полученное Шаховским. Судя по вытянутости вдоль галактического экватора плотных образований темной материи, видимых на картах Паломарского атласа, можно ожидать, что позиционный угол в этой области будет близок к 50° .

Так как выбрать лучшие из параметров, приведенных в табл. 1, или вывести среднее затруднительно, мы решили, что целесообразно произвести специальные наблюдения звезд, расположенных поблизости от μ Сер, чтобы с их помощью вывести еще раз межзвездную поляризацию для μ Сер.

2. *Наблюдения.* Необходимые звезды выбирались по снимку, полученному на пленке А-500 с объективной призмой на менисковом телескопе системы Максудова (МТМ-200, $D = 200$ мм), по следующим критериям: 1) расстояние от μ Сер не должно превышать 0.5° ; 2) спектральный класс звезды должен быть ранним; 3) звезды должны быть достаточно яркими, чтобы можно было выполнить для них двумерную

спектральную классификацию по полученной нами пластинке (обратная дисперсия 300 А/мм у H_{γ}). Было выбрано 10 звезд $9^m + 11^m$, отвечающих этим условиям.

Спектральная классификация в системе МК выполнялась глазомерно и по измерениям линии H_{γ} . Спектрограммы были записаны с помощью саморегистрирующего микрофотометра, и основным критерием при определении классов светимости служила эквивалентная ширина линии H_{γ} . Полученная классификация проверялась по положению звезд на двухцветной диаграмме. Ошибка составляет 1 + 2 спектральных подкласса; гиганты и карлики разделялись уверенно.

Звездные величины и показатели цветов отобранных звезд определены в 1971 г. на электрофотометре с телескопом АЗТ-14 Бюраканской станции АО ЛГУ путем привязки к звездам HD 239758 и HD 206773, данные для которых были взяты из Каталога фотозлектрических величин [13]. Ошибки фотометрических определений составляют от 0^m02 в полосе V до 0^m05 в полосе U.

Параметры поляризации этих звезд определялись в 1967, 1970 и 1972 годах с помощью одноканального поляриметра [14]. Среднеквадратичная ошибка в определении параметров поляризации звезд ранних спектральных классов $9^m + 11^m$ с фильтром V не превышает 0.3%.

Результаты наблюдений помещены в табл. 2, названия столбцов в ней общепринятые. На рис. 1 показано расположение этих звезд и их поляризация.

Таблица 3

НАБЛЮДЕНИЯ μ Сер В 1972 г.

JD	p (%)				θ°				V	B-V
	R	V	B	U	R	V	B	U		
2441 378.54	—	1.1	1.4:	—	—	7	3	—	—	—
379.60	—	1.2	1.3:	—	—	4	10:	—	3^m93	$+2^m38$
382.36	—	1.2	—	—	—	163	—	—	3.93	+2.42
392.61	—	1.3	—	—	—	177	—	—	3.92	+2.37
428.46	—	—	—	—	—	—	—	—	3.91	+2.48
496.45	—	0.9	1.2	—	—	162	153	—	4.15	+2.36
558.5	0.7	1.0	1.4	0.1	1	164	163	160	—	—
587.46	—	—	—	1.0	—	—	—	159	—	—
589.39	0.9	1.2	1.15	—	1	173	162	—	—	—
679.31	—	1.2	—	—	—	179	—	—	4.03	+2.49

3. Межзвездная составляющая поляризации μ Сер. Излучение μ Сер характеризуется следующими параметрами:

\bar{V}	$\overline{B-V}$	M_V	$(B-V)_0$	Sp
4^m1	$+2^m3$	-6^m5	$+1^m62$ [15]	M2 Ia
			$+1^m71$ [16]	

Значение визуальной абсолютной звездной величины выбрано на основании работ Ли [16] и Стотерса [17].

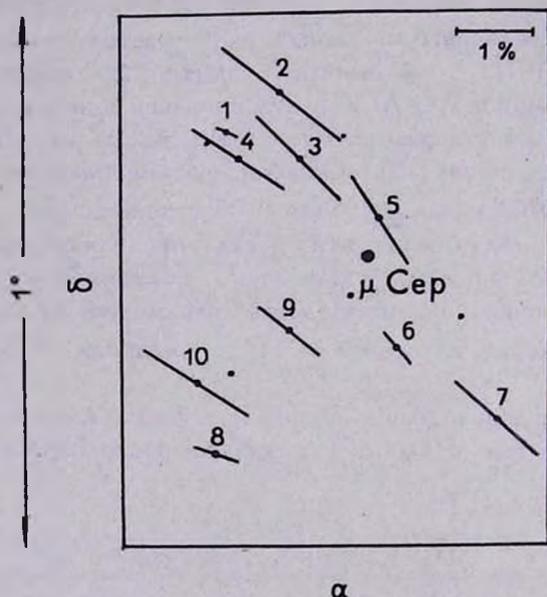


Рис. 1. Поляризация исследованных звезд около μ Сер.

При определении общего поглощения A_V в области μ Сер было положено $R = A_V / (E(B-V)) = 4$, как принял Джонсон в 1968 г. [15] для этого созвездия. В 1970 г. Ли [16] получил среднее значение $R = 3.6 \pm 0.3$, так что оценка Джонсона близка к верхнему пределу значения R , определенного Ли.

Для исследованных в области μ Сер звезд был построен график, дающий зависимость поглощения A_V от истинного модуля расстояния $V_0 - M_V$ (рис. 2). Так как A_V и $(V_0 - M_V)$ — величины взаимосвязанные, то по этому графику можно, положив сначала $V_0 = V$, путем последовательных приближений найти A_V для μ Сер:

$$A_V = 1^m83 \pm 0^m20.$$

Если же получить величину A_V для μ Сер путем умножения избытка цвета на фактор R , то будем иметь:

$$A_V = R \times E(B - V) \approx 2.^m7 + 2.^m4$$

для разных $(B-V)_0$ (из [15] и [16]). Разница между этими значениями A_V и межзвездным поглощением, полученным по наблюдениям соседних звезд, составляет $0.^m9 + 0.^m6$. Эту разницу, по-видимому, следует отнести за счет околосредней материи.

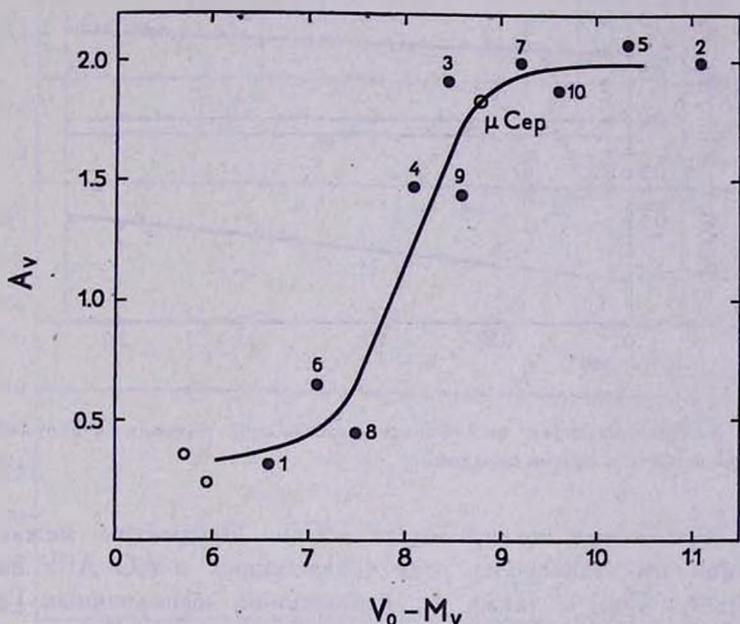


Рис. 2. Зависимость общего поглощения A_V от истинного модуля расстояния $V_0 - M_V$ в области μ Сер. Сплошными кружками обозначены звезды из табл. 2; два светлых кружка обозначают звезды BD+58°2314 и BD+58°2319, наблюдения для которых были выполнены в 1967 г. в АО ЛГУ (не опубликовано).

Из рис. 2 видно, что на расстоянии около 250 пс начинается область сильного поглощения, которая простирается до расстояния примерно 800 пс, и что μ Сер находится внутри этой поглощающей области, около ее дальней границы.

Поляризующая способность межзвездной материи в направлении на область μ Сер, определенная по окрестным звездам, приведена на графике (рис. 3). Прямые проведены способом наименьших квадратов.

При значении $A_V = 1^m 83$ для μ Сер были получены следующие параметры межзвездной поляризации:

$$p_x = -0.10\% \pm 0.10\%,$$

$$p_y = +1.51\% \pm 0.10\%,$$

или: $p = 1.5\%$ и $\theta_E = 47^\circ$.

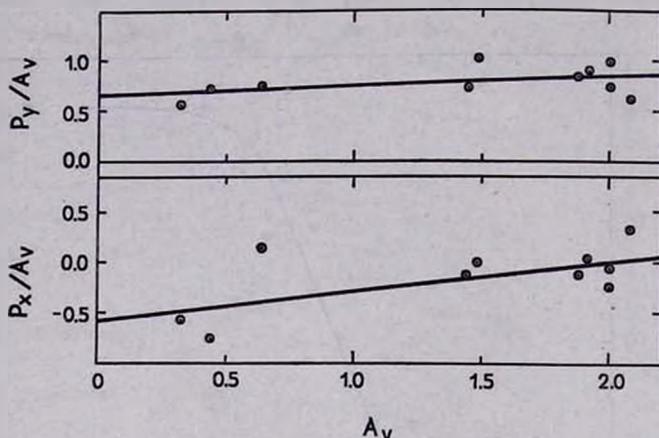


Рис. 3. Поляризующая способность межзвездной материя в направлении на область μ Сер по 10 близким звездам.

4. *Собственная поляризация μ Сер.* Параметры межзвездной поляризации вычитались из всех наблюдаемых в АО ЛГУ значений поляризации μ Сер, а также из наблюдений, выполненных Григоряном [7, 8], Вардабяном [6], Шаховским [9], Койном и Крушевски [10].

Полученная собственная поляризация приведена на рис. 4. Здесь же показаны изменения блеска μ Сер, а также наблюдаемая поляризация. Из рис. 4 видно, что собственная поляризация μ Сер меняется и по величине, и по направлению, а средняя величина степени поляризации такая же, как у межзвездной. Следует отметить, что Койн и Крушевски [10] в 1968 г. на основании анализа наблюдаемой поляризации μ Сер пришли к такому именно выводу о поведении и величине собственной поляризации μ Сер.

Достаточно частые наблюдения накоплены только с конца 1965 г., так что в дальнейшем поведение собственной поляризации будет здесь обсуждаться лишь с этого года.

Если для наблюдаемой поляризации связь с изменениями блеска не просматривалась, то в поведении собственной звездной поляриза-

ции такую связь можно увидеть. Например, если выделить, как это сделано на рис. 4, периоды увеличения блеска, то сразу заметно, что в эти периоды θ_V собственной поляризации быстро и сильно ($50^\circ \rightarrow 70^\circ$) убывает, а p_V изменяется мало. А в периоды между выделенными подъемами блеска степень поляризации изменяется сильно, достигая максимумов, в то время как угол θ_V , сначала увеличившись,

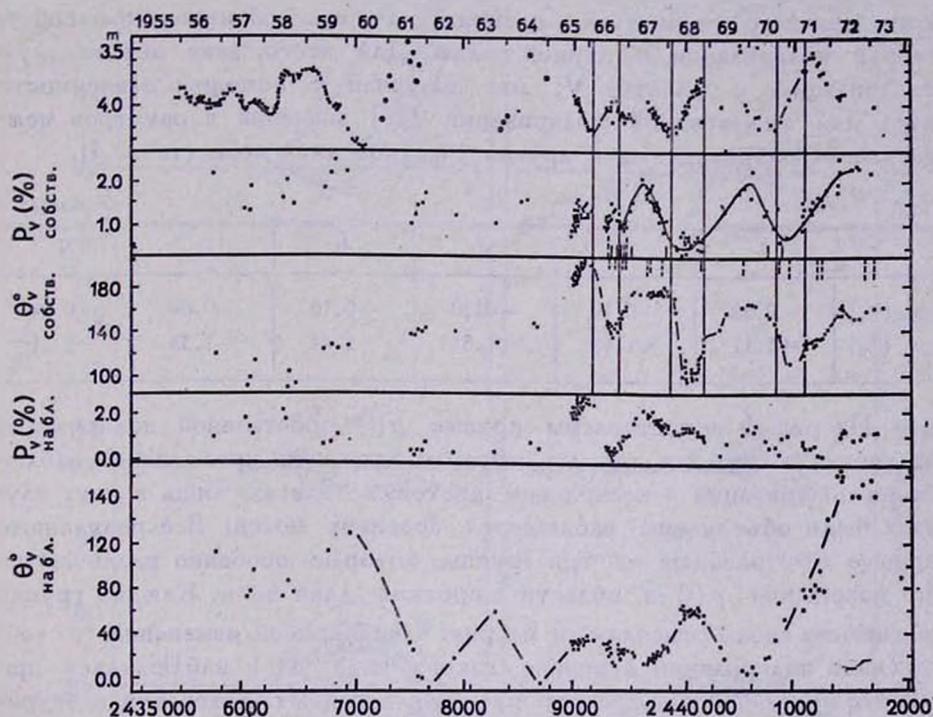


Рис. 4. Изменения блеска μ Сер и параметров поляризации собственной и наблюдаемой (источники те же, что в [18], плюс данные из [8—12]). Символами $\cdot \cdot \cdot$ обозначены моменты, когда наблюдается $p(\lambda)$ из групп I, II и III.

затем почти перестает изменяться. Увеличение угла происходит не равномерно, а наблюдаются „ступеньки“, причем, чем дальше от 1966 г., тем эти „ступеньки“ становятся все шире, и в целом к семидесятым годам картина поведения параметров собственной поляризации начинает искажаться. Может быть, это вызвано наложением явлений, связанных с циклом порядка $4500^d \rightarrow 5000^d$, обнаруженным в изменениях блеска μ Сер [18, 19]. Кстати, кривая изменений позиционного угла до вычитания межзвездной поляризации (рис. 4) очень наглядно

демонстрирует некоторую симметричность именно на таком длинном промежутке времени.

Столь сложное поведение параметров собственной поляризации и такая связь с изменениями блеска говорят, быть может, о двух различных механизмах поляризации излучения, из которых один действует во время подъема блеска, а другой — во время последующих изменений блеска.

Имеется еще возможность привлечь немногочисленный (для такого длинного промежутка времени) материал об изменениях собственной поляризации с длиной волны. Для этого, зная межзвездную поляризацию в фильтре V, мы получили с помощью зависимости $p(\lambda)$ для межзвездной поляризации [20] значения параметров межзвездной поляризации для других участков длин волн (табл. 4).

Таблица 4

	I	R	V	B	U	N
p_x (°/о)	-0.08	-0.10	-0.10	-0.10	-0.09	-0.04
p_y (°/о)	+1.11	+1.43	+1.51	+1.44	+1.33	+0.51

На рис. 5 представлены кривые $p(\lambda)$ собственной поляризации излучения μ Сер для тех дат, когда в одну ночь проводились наблюдения поляризации в нескольких цветовых полосах, лишь в двух случаях были объединены наблюдения соседних ночей. Все полученные кривые $p(\lambda)$ разбиты на три группы, которые особенно различаются по поведению $p(\lambda)$ в области коротких длин волн. Каждая группа обозначена своим символом, и на рис. 4 над кривой изменений θ_V собственной поляризации отмечено, какого вида $p(\lambda)$ наблюдалась при разных положениях плоскости преимущественных колебаний электрического вектора. Можно отметить, что кривые $p(\lambda)$ I вида, больше всего отвечающие закону λ^{-4} в синей области, группируются около тех мест, где наблюдаются сильные изменения угла θ_V и небольшие степени поляризации.

То, что $p(\lambda)$ излучения μ Сер изменяется так сильно и часто, вообще неудивительно. Дик и Дженнингс [21] для сверхгигантов поздних спектральных классов, поляризация которых не искажена межзвездной составляющей, получили, что $p(\lambda)$ меняется часто от ночи к ночи, то напоминая кривые, согласующиеся с законом λ^{-4} , то понижаясь в голубой конец спектра примерно так же, как в красный.

Мы видим, что поляризация излучения сверхгиганта μ Сер, освобожденная от межзвездной поляризации, ведет себя таким же об-

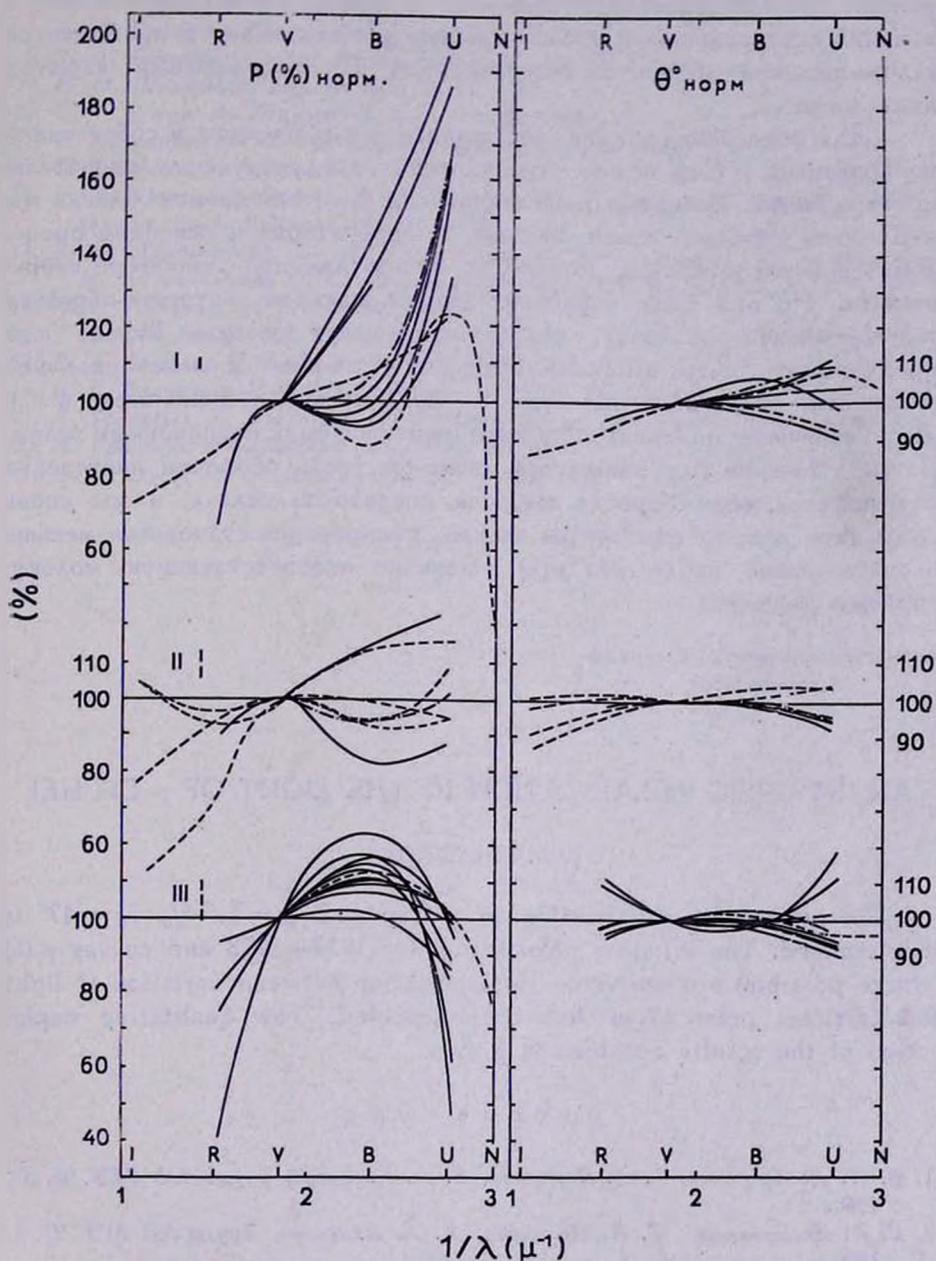


Рис. 5. Нормированные зависимости параметров собственной поляризации μ Сер от длины волны. Обозначения: — по наблюдениям, выполненным в АО ЛГУ, --- по наблюдениям Койна и Крушевски, -·-· по наблюдениям Шаховского.

разом. Дик и Дженнингс приходят к выводу, что в сверхгигантах поздних спектральных классов поляризация возникает в протяженной газовой-пылевой оболочке, ответственной за инфракрасный избыток этих звезд.

Для объяснения получившейся связи между блеском и собственной поляризацией μ Cep можно предположить следующую последовательность событий. Во время выделенных на рис. 4 подъемов блеска мы наблюдаем уярчение самой звезды, и поляризация в основном происходит при рассеянии на молекулах в протяженной атмосфере сверхгиганта. Но при этом нарастает выброс материи, которая образует газовой-пылевую оболочку, ослабляющую свет звезды. Можно еще предположить, что выбросы вещества тяготеют к экваториальной плоскости, тогда оболочка будет вытянутой и рассеяние света в ней даст увеличение поляризации с мало изменяющимся позиционным углом. Затем в течение года—полутора основная часть оболочки постепенно рассеивается, если скорость выброса достаточно велика, и мы снова наблюдаем свет от атмосферы звезды, поляризация становится меньше и опять можно наблюдать $p(\lambda)$, частично соответствующую молекулярному рассеянию.

Ленинградский государственный
университет

AN INTRINSIC POLARIZATION IN THE LIGHT OF μ CEPHEI

T. A. POLYAKOVA

The interstellar polarization of μ Cep with $p = 1.5\%$, $\theta_E = 47^\circ$ is redetermined. The intrinsic polarization for 1957—1973 and curves $p(\lambda)$ (where possible) are derived. The connection between variation of light and intrinsic polarization has been revealed. The qualitative explanation of the results obtained is given.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Домбровский, Т. А. Полякова, В. А. Яковлева, Труды АО ЛГУ, 25, 32, 1968.
2. В. А. Домбровский, Т. А. Полякова, В. А. Яковлева, Труды АО ЛГУ, 27, 3, 1970.
3. В. А. Домбровский, Т. А. Полякова, В. А. Яковлева, Труды АО ЛГУ, 28, 25, 1971.
4. В. А. Домбровский, Т. А. Полякова, В. А. Яковлева, Труды АО ЛГУ, 29, 45, 1972.

5. В. А. Домбровский, Т. А. Полякова, Труды АО ЛГУ, 30, 1973 (в печати).
6. Р. А. Варданян, Сообщ. Бюраканской обс., 37, 23, 1966.
7. К. А. Григорян, Сообщ. Бюраканской обс., 25, 45, 1958.
8. К. А. Григорян, Сообщ. Бюраканской обс., 27, 43, 1959.
9. Н. М. Шаховской, Изв. Кр.АО, 39, 11, 1969.
10. G. V. Соупе, A. Kuzzewski, A. J., 73, 20, 1968.
11. Р. А. Варданян, Сообщ. Бюраканской обс., 35, 3, 1964.
12. С. Friedemann, Astron. Nachr., 293, 179, 1972.
13. V. M. Blanco, S. Demers, G. G. Douglass, M. P. Fitzgerald, Photoelectric Catalogue, Publ. of Naval Obs. 21, 1970.
14. В. А. Домбровский, В. А. Гаген-Торн, С. М. Гуткевич, Т. А. Полякова, М. А. Свечников, О. С. Шулов, Труды АО ЛГУ, 22, 8, 1963.
15. H. L. Johnson, Ap. J., 149, 345, 1966.
16. T. A. Lee, Ap. J., 162, 217, 1970.
17. R. A. Stothers, P. A. S. P., 84, 373, 1972.
18. В. Б. Баласозло, Изв. АО Одесского ун-та, 2, 59, 1949.
19. S. Sharpless, K. Riegel, J. O. Willams, J. Roy. Ast. Soc. Canada, 60, 15, 1966.
20. М. Гринберг, Межзвездная пыль, Мир, М., 1970.
21. Н. М. Дыск, М. С. Jennings, A. J., 76, 432, 1971.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

ФЕВРАЛЬ, 1974

ВЫПУСК 1

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ НЕКОТОРЫХ КОМЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

М. МЕНДЕС, Э. С. ПАРСАМЯН

Поступила 30 ноября 1973

На 40" телескопе обсерватории Тонантцинта были проведены спектральные наблюдения четырех кометарных туманностей. Туманности № 17 и 18 характеризуются сильным непрерывным спектром без каких-либо линий. В туманности № 10, кроме эмиссионных линий водорода и металлов, обнаружена и линия λ 3727 [OII], а в туманности Корма₁ также линии N₁, N₂. Туманность Корма₁ оказалась переменной. Проведенная спектральная классификация туманностей показывает, что спектр туманности не определяется спектральным типом освещающей звезды. Сделано предположение о том, что стадия кометарной туманности является одной из постфуорных стадий.

В течение зимы 1968—1969 гг. на 40" телескопе обсерватории Тонантцинта были проведены спектральные наблюдения трех объектов, входящих в список кометарных туманностей [1], и туманности Корма₁₋₂, ранее обнаруженной Г. Аро. Все четыре туманности по внешнему виду отнесены к кометарным. Очевидно, однако, что отнесение объектов к одной группе только по внешнему виду не всегда является правомерным. Поэтому целесообразно исследовать и другие характеристики объектов. Целью настоящей работы было получение ранее неизвестных спектров указанных выше туманностей и, в частности, выяснение вопроса, насколько правильно отнесение этих туманностей к кометарным только по внешнему виду. Здесь не лишне напомнить, что к кометарным туманностям относятся туманности, имеющие, по крайней мере, некоторые из следующих характеристик:

1. Внешний кометообразный вид.
2. Связь со звездой типа Т Тельца или с родственными по природе объектами.

3. Нарушение хаббловского соотношения.

4. Переменность.

Наиболее типичными представителями этого класса объектов считаются NGC 2261, NGC 6729, NGC 1555 и т. д. Из них наиболее хорошо изучена хаббловская туманность NGC 2261, с которой, в основном, мы и будем проводить сравнение. В табл. 1 приведен список туманностей, наблюдаемых в Тонантцинтла, номера приведены из списка [1].

Таблица 1

№	α_{1950}	δ_{1950}
10* = S 269	6 ^h 11 ^m 9	13°51'
17	55.7	— 7 52
18	57.3	— 7 42
Корма ₁₋₋₂	8 19	—36 05

1. S 269 = № 10 (рис. 1а). Туманность по внешнему виду напоминает биполярную кометарную туманность Апол 6^h04^m, но с более развитыми веерами. На Паломарских картах она намного ярче в красных лучах, чем в синих. Большой диаметр туманности порядка 2.5—3.0. Спектр туманности был получен с дисперсией 250 А/мм и 500 А/мм на пластинках Kodak ОаО и аЕ. Цели спектрографа была направлена вдоль большого диаметра туманности, что давало возможность получить спектр обеих частей. Наблюдения показали, что туманность имеет сильный непрерывный спектр, богатый эмиссионными и абсорбционными линиями. В туманности наблюдаются яркие линии H_α, H_β, H_γ, H_δ; линии H_ε, H_ζ, H_η находятся в поглощении. Наблюдаются также эмиссионные линии FeI, FeII, TiI, TiII, CaI, CaII, [OII], а также линии поглощения FeI, FeII. В туманности, при наблюдениях с ЭОП-ом, алма-атинские астрономы [3] обнаружили в области λ 6200—7000 с дисперсией 58 А/мм линии λ 6584 [NII] и λ 6717 [SII]. Интенсивность линии λ 3727 [OII] почти такая же, как и у H_β, не обнаружено следов N_I, N₂.

* Из-за неточности в определении координаты δ в списке [1] туманность не была отождествлена с S 259 [2]. Употребляемые здесь и ниже обозначения № 10, № 17 т. д. заменяют обычно принятые обозначения Парсамян 10, Парсамян 17 и т. д.

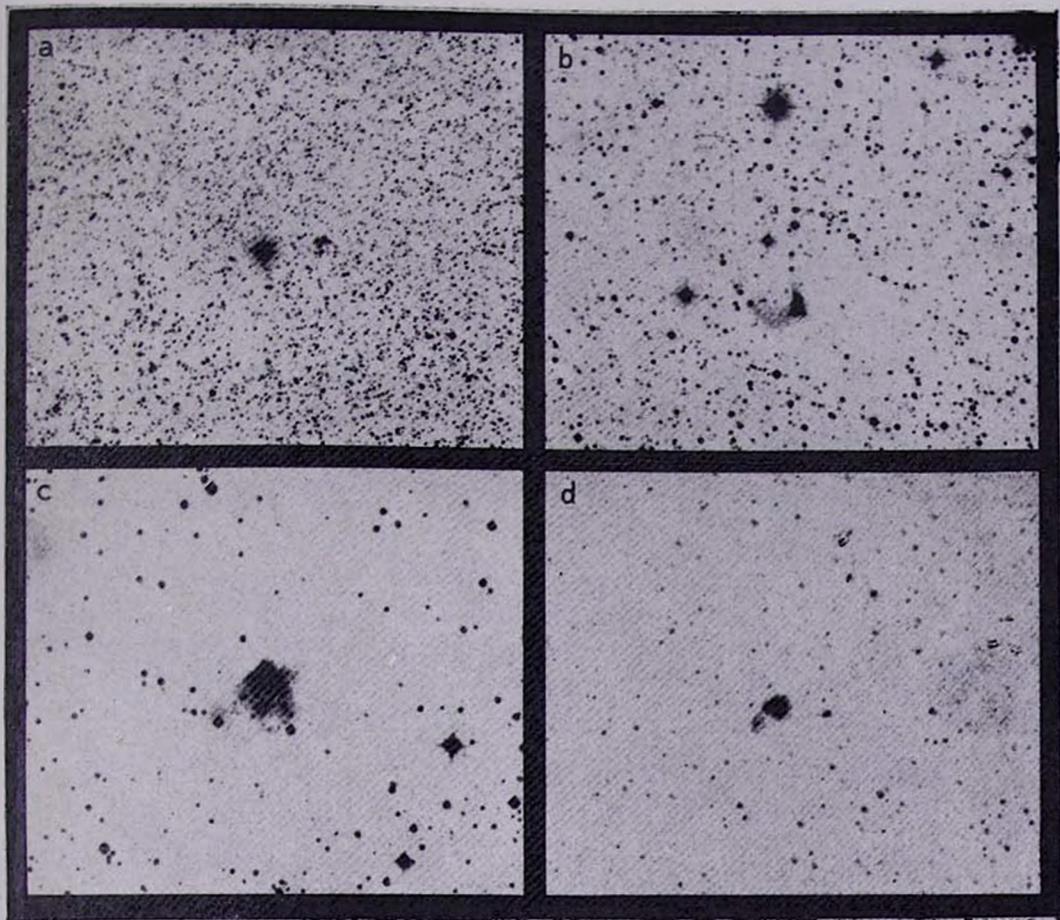


Рис. 1. Фотографии кометарных туманностей: а) туманность S 269 = № 10, б) туманность № 17, в) туманность № 18, д) туманность Корма₁₋₂.

К ст. М. Мечдеса, Э. С. Парсамян

С удалением от центральной звезды вид спектра несколько меняется. Так, на расстоянии $\sim 1'$ от звезды в восточной части туманности непрерывный спектр слабеет, а эмиссионные линии H и [OII] усиливаются; почти на том же расстоянии в западной части усиливается непрерывный спектр, а линии H и λ 3727 [OII] слабеют. В общих чертах спектр S 269 похож на спектр кометарной туманности NGC 2261 [4].

Центральная звезда, по грубым оценкам на Паломарских картах, имеет $m_{\text{PK}} \sim 14^{\text{m}}5 - 15^{\text{m}}0$ и $CI_{\text{int}} \sim 0^{\text{m}}5 - 0^{\text{m}}6$. В спектре звезды наблюдаются эмиссионные линии H_{β} , H_{γ} , H_{δ} . Можно думать, что это звезда типа Be или Ae. В туманности S 269, как и в других кометарных туманностях, нарушается хаббловское соотношение (здесь и в дальнейшем m_{e} не исправлена за поглощение в туманности). Относительно переменности звезды или туманности нет данных. Туманность исследовалась в радиочастотах. Радионаблюдения дают следующие величины плотности потока для этой туманности [5, 6]:

$$\begin{array}{ll} 318 \text{ MHz} & 2700 \text{ MHz} \\ 0.8 \pm 0.2 & 1.1 \pm 0.7. \end{array}$$

Как отмечает Терзян [5], по-видимому, туманность имеет тепловой спектр. Радиоразмеры туманности порядка $4' \times 12'$. Это пока единственная кометарная туманность, от которой уверенно наблюдается радиоизлучение. Размеры и яркости остальных пока не позволяют получать уверенные данные.

Туманности № 16, 17 и 18 находятся в одной и той же области, могут быть связаны с одним и тем же коагломератом поглощающей материи и, как заметил Целлер [7], могут представлять скопление кометарных туманностей.

2. Туманность № 17 (рис. 1b) имеет кометарную форму, в апексе которой есть звезда или звездообразный объект, вытянутый по направлению север—юг. Фотографическая звездная величина $\sim 15^{\text{m}}7$. Диаметр $\sim 0.6 - 0.7$. В юго-восточном углу туманности есть яркая звезда, по-видимому, спроектированная на это направление и не связанная с туманностью. Цвет звезды в апексе по Паломарским картам красный.

Туманность имеет большую поверхностную яркость. Спектр туманности был получен с дисперсией 250 А/мм и 500 А/мм. Он непрерывный, с максимумом интенсивности у λ 4700, без следов каких-либо линий. Если освещающей звездой является вышеупомянутый

звездообразный объект, тогда соотношение Хаббла нарушается на 3 звездные величины. Этот объект можно отнести к кометарным туманностям.

3. *Туманность № 18* (Рис. 1с). Эта туманность также имеет кометарную форму с диаметром 1'.6. В апексе туманности имеются две звезды. Просмотр прямых снимков этой туманности, имеющихся в Тонантцинтла, в визуальных и красных лучах показал, что эти звезды красные, вероятно, благодаря большому поглощению в туманности. За 12 лет, с 1953 г. по 1965 г., на красных пластинках эти звезды показывают изменение яркости, обе они стали ярче. Целлнер [7] измерил поляризацию света одной из них, находящейся в северо-восточной части, и получил, что $P = 2.4\% \pm 0.8$, $\theta = 14^\circ \pm 9^\circ$.

Спектр туманности № 18, как и в случае № 17, непрерывный, без линий, с максимумом интенсивности у $\lambda 4600$. При ориентации щели на две звезды опять был получен непрерывный спектр, с сомнительным уплотнением в области линий H и K CaII. Очевидно, что и в этом случае мы имеем кометарную туманность.

4. *Туманность Корма₁₋₂* (рис. 1d) названа так потому, что друг около друга расположены две туманности, из них Корма₁ по внешнему виду типичная кометарная туманность, а Корма₂ похожа на планетарную туманность, однако не исключено, что это кажущееся явление и на самом деле это одна туманность. Диаметр Корма₁ ~ 1.5 . Южнее этой туманности есть два сгущения, которые на инфракрасных снимках имеют звездообразный вид. Спектр туманности был получен с дисперсией 250 А/мм на пластинках Kodak OaO несколько раньше одним из авторов (М. М.). Туманность имеет непрерывный спектр с эмиссионными линиями: N₁, N₂, N₃, H₁, H₂, H₃, $\lambda 4068$ [SII], $\lambda 4471$, $\lambda 3727$ [OII]. Спектр похож на спектр туманности Ориона. Это пока единственная кометарная туманность, у которой наблюдаются линии [OIII].

В обсерватории Тонантцинтла были пластинки этой области с интервалом в 16 лет в различных цветах. Наиболее удачна для сравнения следующая пара пластинок:

Номер пластинки	Эмульсия	Экспозиция	Дата
2393	Kodak-103aO	10 ^m	1952
3856	"	10	1968

Сравнение показало, что за этот промежуток времени одно из сгущений уменьшило свою яркость по отношению к другому и яркость самой туманности также ослабла. По-видимому, туманность и сгущения являются переменными объектами. Звездообразные сгущения особенно ярки в красных и инфракрасных лучах. Если это звезды, являющиеся источниками свечения туманности, то следует допустить, что в туманности имеет место сильное поглощение.

Туманность Корма₁ является чрезвычайно интересным объектом. С одной стороны, по внешнему виду туманность похожа на кометарные туманности, с другой стороны, эмиссионный спектр напоминает спектр низко возбужденных диффузных туманностей. Однако нам не известна ни одна диффузная туманность, которая была бы переменной. Нам кажется, что Корма₁ является также кометарной туманностью.

Имеющиеся данные о спектрах кометарных туманностей позволяют провести классификацию этих объектов по степени возбуждения водорода и запрещенных линий кислорода.

Проведем подразделение кометарных туманностей на три класса:

1. Сильный непрерывный спектр с очень слабой Н-эмиссией или абсорбцией.
2. Сильный непрерывный спектр с интенсивными линиями Н в эмиссии и абсорбции, линии металлов и λ 3727 [OII].
3. Сильный непрерывный спектр с интенсивными линиями Н, [OII], [OIII].

В табл. 2 приводится такая спектральная классификация. Здесь же приводятся спектральные классы связанных с туманностями звезд.

Таблица 2

I		II		III	
№ 17	—	NGC 2261	A-Fpe	Корма ₁	Ve-Ae
№ 18	—	NGC 6729	A-Fpe	T Ori	B8-A3pe
B10	dK6 _o	№ 10=S269	Ve-Ae		
6 ^h 04 ^m	B5-B9 _o	NGC 1999	B8-A2 _e		

Из табл. 2 видно, что среди спектров кометарных туманностей существует некоторое разнообразие от чисто непрерывных, характерных для отражательных туманностей, до эмиссионных, напоминающих спектры низко возбужденных диффузных туманностей. По-видимому,

эта последовательность отражает роль фактора отражения в разных туманностях. В то же время, если обратить внимание на спектральные классы звезд, связанных с кометарными туманностями, то становится ясно, что класс звезды не определяет спектральный тип туманности. Еще в 1954 г. В. А. Амбарцумян [8], изучая явление непрерывной эмиссии в нестационарных звездах и связанных с ними кометарных туманностях, пришел к выводу, что если отражение и играет какую-то роль в свечении туманностей, то далеко не основную. Он предположил, что значительная часть свечения кометарных туманностей является результатом непосредственного освобождения в объеме туманности энергии, перенесенной посредством какого-то механизма из внутренних слоев звезды в область туманности. Факт обнаружения линий [OII], [OIII] в кометарных туманностях не оставляет сомнения в том, что кометарные туманности имеют собственные источники свечения, независимо от спектрального класса звезд, с которыми они связаны. Одним из механизмов возбуждения свечения туманности и, в частности, ионизации газа туманности являются, по-видимому, вспышки звезд, связанных с туманностями, или процессы, аналогичные появлению фуора [9]. Надо учесть, что в основном кометарные туманности связаны со звездами спектральных классов Ве-Ае, А-Фре, которые не принадлежат к обычным вспыхивающим звездам, но вообще могут быть результатом возгорания фуоров. Как известно, последние связаны с туманностями и до вспышки и по имеющимся данным являются звездами типа Т Тельца. Интересно, что, как было ранее замечено [10], ядра кометарных туманностей в звездных агрегатах, где есть вспыхивающие звезды, находятся среди объектов с наиболее ранними спектрами звезд типа Т Тельца и характеризуются высокими светимостями. Возможно, что одной из постфуорных стадий является стадия кометарной туманности. Таким образом, в тех случаях, когда фуор образуется в газо-пылевой среде, не исключено, что источники энергии, которые явились причиной повышения блеска фуора, могут начать ионизацию окружающей среды, и в зависимости от энергии источника вид спектра кометарной туманности может быть различным.

Национальный университет
Мехики

Бюроанская астрофизическая
обсерватория

SPECTRAL OBSERVATIONS OF SOME COMETARY NEBULAE

M. MENDEZ, E. S. PARSAMIAN

On the 40" telescope of Tonantzintla observatory spectral observations of four cometary nebulae have been made. The nebulae No. 17 and No. 18 are characterized by strong continuum without any lines. In the nebula No. 10 besides emission lines of hydrogen and metals the λ 3727 [OII] was also found. In addition to the emission lines of hydrogen and λ 3727 [OII] in the nebula Puppis₁ the lines N₁, N₂ have been observed too. It is shown that nebula Puppis₁ is variable. Spectral classification of cometary nebulae shows that the spectra of the nebulae are not defined by the spectral type of illuminating star. It is supposed that the cometary nebula state is one of the possible postfluor stages.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Э. С. Парсамян, Изв. АН Арм.ССР, сер. физ.-мат. наук, 18, № 2, 1965.
2. S. Sharpless, Ap. J., Suppl., 4, 257, 1959.
3. Ю. И. Глушков, частное сообщение.
4. М. А. Каварян, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 8, 17, 1972.
5. Y. Terzian, A. J., 75, 1155, 1970.
6. E. Churchwell, M. Felli, A. J., 75, 69, 1970.
7. B. Zellner, A. J., 75, 182, 1970.
8. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюраканской обс., 13, 3, 1954.
9. В. А. Амбарцумян, Астрофизика, 7, 557, 1971.
10. Э. С. Парсамян, Сообщ. Бюраканской обс., 44, 3, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

ФЕВРАЛЬ, 1974

ВЫПУСК 1

О НЕПРЕРЫВНОМ ИСТЕЧЕНИИ ВЕЩЕСТВА ИЗ НОВОЙ ЗВЕЗДЫ В ПОСЛЕМАКСИМАЛЬНЫЙ ПЕРИОД

В. Г. ГОРБАЦКИЙ, Л. Н. ИВАНОВ

Поступила 15 октября 1973

В качестве причины мощного и продолжительного истечения вещества, приводящего к образованию протяженной оболочки новой звезды, рассматривается воздействие вспышки на спутник — красный карлик. По характеру истечения вещества при вспышке Новой Орла 1918 найдено, что в течение нескольких месяцев после максимума блеска светимость звезды была близкой к 10^{40} эрг/сек. Значительная доля энергии новой должна испускаться в рентгеновской области. Оценки количества вещества, выбрасываемого в результате нагрева поверхности красного карлика рентгеновским излучением новой, показали, что такой нагрев может быть основной причиной наблюдаемого истечения. Удар главной оболочки по поверхности спутника не обеспечивает необходимой мощности истечения.

Выбрасывание вещества из новой звезды после отрыва главной оболочки решающим образом сказывается на фотометрических и спектроскопических характеристиках вспышки. Истечение в первое время — в эпоху максимального блеска — можно связать с расширением нагретого при вспышке газа в вакуум [1]. Причины же скачков мощности истечения в переходной и в начале небулярной стадий и связанных с этим всплесков оптического излучения [2] не установлены. Не выяснен механизм ускорения газа, и даже остается неизвестным источник этого вещества. Поскольку новая звезда входит в состав тесной двойной системы, то возможна потеря газа как главной звездой, так и холодным спутником. В этой статье оценивается потеря массы спутником в результате действия на его поверхность вещества, выброшенного вспыхнувшим компонентом, и высокочастотного излучения этого компонента. Предварительно, в первом разделе, на основе имеющихся данных о всплесках излучения Новой Орла 1918 в переходной стадии,

определяется зависимость от времени массы и энергии истекающего газа. Это позволяет сделать некоторые заключения о причинах выброса вещества из новой.

1. *Характеристики истечения газа из Новой Орла 1918.* Всплески видимого излучения в переходной стадии и в начале небулярной стадии особенно отчетливо проявились у Новой Персея 1901, Новой Орла 1918 и Новой Ящерицы 1936. Для Новой Орла 1918 наряду с данными об изменениях блеска имеются и сравнительно полные сведения о происходивших в это же время колебаниях скорости истечения [3].

Изменения блеска в переходной стадии вызываются колебаниями радиуса и эффективной температуры протяженной оболочки. При интенсивном истечении и, соответственно, большей протяженности оболочки наблюдаемое в оптическом диапазоне излучение повышено. Когда истечение ослабевает и эффективный радиус оболочки уменьшается, ее температура возрастает. Тогда максимум излучения смещается в область более коротких волн и видимое излучение падает. Если считать, что светимость системы L_* при колебаниях видимого блеска не меняется, непрозрачность протяженной оболочки, принимаемой сферической, обусловлена главным образом рассеянием на свободных электронах и плотность в ней меняется обратно пропорционально квадрату расстояния от центра, то для эффективной температуры фотосферы T_p имеет место соотношение [2]:

$$T_p = \frac{L_*^{1/4}}{[4\pi r_p^2 \sigma]^{1/4}}. \quad (1)$$

Здесь r_p — эффективный радиус фотосферы, связанный с концентрацией свободных электронов на этом уровне $n_e^{(p)}$ следующим образом:

$$r_p n_e^{(p)} = 5 \cdot 10^{23}. \quad (2)$$

При помощи хорошо известного выражения для абсолютной величины звезды M_v и соотношений (1) и (2) нетрудно получить зависимость между M_v и r_p . При $T_p > 3 \cdot 10^4$ °К имеем:

$$\dot{M}_v(t) = M_v(t) - M_v(t_0) \approx -3.75 \lg \frac{r_p(t)}{r_p(t_0)}. \quad (3)$$

Формула (3) позволяет найти $r_p(t)$ по наблюдаемым изменениям блеска. Когда известна скорость газа v на уровне r_p , определяются масса вещества q , выбрасываемого из системы за единицу времени,

его количество движения Q и кинетическая энергия $E_{кин}$. При сферически симметричном истечении с постоянной скоростью v имеем:

$$q = 4\pi r_p^2 n_e^{(0)} m v; \quad (4)$$

$$Q = qv,$$

$$E_{кин} = \frac{qv^2}{2},$$

где m — масса, приходящаяся на один свободный электрон. Учитывая (2) и принимая $m = 2.5 \cdot 10^{-24}$, находим:

$$q = 8r_p v \text{ г/сек},$$

$$Q = 8r_p v^2 \text{ г} \cdot \text{см/сек}^2, \quad (5)$$

$$E_{кин} = 4r_p v^3 \text{ эрг/сек}$$

Для Новой Орла 1918 имеются данные о смещениях спектральных линий, принадлежащих орионову спектру. Соответствующие значения скорости можно считать относящимися к внешним слоям протяженной оболочки, то есть соответствующими $r \geq r_p$.

В ту эпоху, когда происходят вторичные вспышки, излучение в континууме принадлежит протяженной оболочке звезды, а главная оболочка излучает почти исключительно в частотах ярких линий. Внося в наблюдаемую величину m_v поправки за эффект ярких полос [4], получаем величины ΔM_v . Точность этих поправок невысока — около $0^m 2$ — $0^m 3$. Величины ΔM_v и соответствующие значения скорости v у Новой Орла 1918 для нескольких дат, соответствующих трем вторичным вспышкам, приведены в табл. 1.

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ ВЕЛИЧИН ΔM_v И СКОРОСТИ В ПЕРЕХОДНОЙ СТАДИИ
НОВОЙ ОРЛА 1918 г.

Дата	25.VI	26.VI	3.VII	5.VII	8.VII	10.VII	16.VII	19.VII	27.VII	29.VII	31.VII
ΔM_v	0.0	0.5	0.2	0.2	0.7	1.0	0.6	1.2	1.0	1.2	1.6
$10^{-8} v \text{ см/сек}$	3.0	3.4	3.2	3.1	3.3	3.6	3.2	3.6	3.6	4.0	4.6

Зависимость (ΔM_v , v) представлена сглаженной кривой на рис. 1. Она позволяет получить при помощи формулы (3) величину ($r_p(t)/r_p(t_0)$) и по (5) подсчитать значения q/q_0 , Q/Q_0 , $E_{кин}/E_{кин}^0$. Эти величины приведены в табл. 2. Оказывается, что при падении видимого блеска (в интервале $0.5 \lesssim \Delta M_v \lesssim 1.6$) радиус эффективной фотосферы умень-

шается, но скорость движения газа растет так, что количество движения вещества меняется мало, тогда как скорость потери массы q снижается.

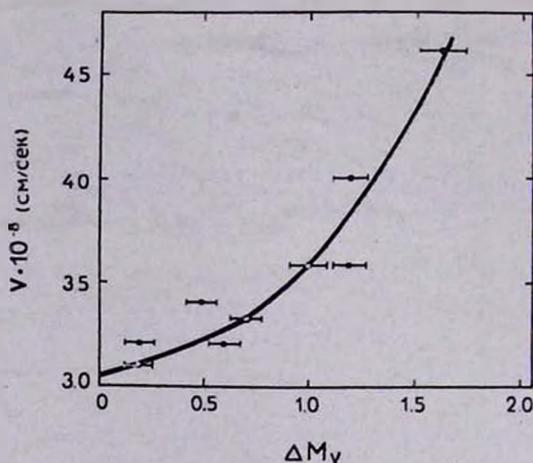


Рис. 1. Зависимость между изменениями блеска и скоростью истечения вещества в переходной стадии Новой Орла 1918 г.

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ q , Q И $E_{\text{кин}}$ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ΔM_v

ΔM_v	0.0	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7
q/q_0	1.0	0.78	0.75	0.70	0.68	0.65	0.63	0.61	0.59	0.57	0.55	0.53	0.52	0.51
Q/Q_0	1.0	0.81	0.79	0.77	0.75	0.74	0.73	0.73	0.72	0.72	0.72	0.72	0.73	0.75
$E_{\text{кин}}/E_{\text{кин}}^0$	1.0	0.85	0.85	0.84	0.83	0.84	0.86	0.87	0.89	0.92	0.95	0.98	1.02	1.10

Как показывают данные об инфракрасном излучении новых звезд, общая энергия, излучаемая новой, включая и гипотетическое рентгеновское излучение, остается приблизительно постоянной в течение нескольких месяцев после вспышки. Учитывая этот факт и постоянство количества движения газа, можно предположить давление излучения в качестве возможной причины, приводящей к ускорению вещества, теряемого системой, содержащей новую звезду. Полагая количество движения газа Q равным импульсу излучения L_*/c , из (5) находим:

$$L_* \approx 4 \cdot 10^{28} r_p. \quad (6)$$

С другой стороны, связь величины L_* с r_p может быть найдена из (1). По данным об ионизации в оболочке Новой Орла 1918 установлено, что в минимумах блеска $T_p \approx 10^5$ °К и поэтому

$$L_* \approx 7 \cdot 10^{18} r_p^2. \quad (7)$$

Из (6) и (7) находим

$$r_p \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ см}, L_* \approx 10^{40} \text{ эрг/сек.} \quad (8)$$

Таким образом, если причиной истечения из новой в послемаксимальный период является давление излучения, то светимость новой должна оставаться в течение нескольких месяцев очень высокой и общее количество излучаемой звездой энергии должно быть порядка 10^{47} эрг. Заметим, что это находится в согласии с результатами, полученными в [1]. Большое значение $q \approx 10^{21}$ г, получаемое при $r_p \approx 5 \cdot 10^{11}$ см, следует и из расчетов динамики оболочек новых [2], что также подтверждает реальность полученной огромной величины для L_* .

Если $L_* \leq 10^{38}$ эрг/сек, то давление излучения не может обеспечить истечения из белого карлика. В этом случае можно предположить, что истечение имеет характер звездного ветра. Однако вопрос о формировании столь мощного потока вещества в атмосфере белого карлика в настоящее время исследовать затруднительно.

2. Столкновение главной оболочки новой с поверхностью спутника. По современным представлениям вспышка новой звезды происходит в результате развития тепловой неустойчивости во внешних слоях белого карлика — компонента двойной системы. На спутник в такой тесной системе — обычно карлик позднего класса, находящийся на малом расстоянии от звезды — должно воздействовать вещество главной оболочки, выбрасываемой при вспышке.

Для оценки кинетической энергии, получаемой поверхностными слоями спутника, приведем значения физических величин, характеризующих систему, в которой происходят вспышки.

Расстояние между центрами компонентов $a = 3 \cdot 10^{10}$ см.

Орбитальный период $P \approx 2 \cdot 10^4$ сек.

Радиус вспыхивающей звезды $R_1 \approx 10^9$ см.

Радиус спутника $R_2 \approx 10^{10}$ см.

Масса главной оболочки $m_{г.о.} = 10^{28} - 10^{29}$ г.

Скорость оболочки $v = 5 \cdot 10^7 - 10^8$ см/сек.

Таким образом, поверхность спутника видна с главной звезды под телесным углом $\omega \approx 3 \cdot 10^{-2}$. Этой поверхностью захватывается, следовательно, количество вещества $\omega m_{г.о.}$. При помощи приведенных численных данных находим, что $\omega m_{г.о.} \approx 10^{27}$ г. Кинетическая энергия вещества, попадающего на поверхность спутника, $E_{кин}$, составляет, соответственно, около 10^{43} эрг. Если толщина главной оболочки $\Delta R_1 < R_1$, взаимодействие ее с поверхностью спутника происходит

практически мгновенно—занимает менее 10 сек. Поэтому ее воздействие на спутник может быть приближенно описано в рамках известной задачи об ударе по поверхности газового слоя (см. например [6]).

Движение газа под действием кратковременного удара при условии постоянной начальной плотности газа зависит от характера удара. Пренебрегаем сферичностью поверхности спутника. Если на поверхность налетает тонкая пластина с массой на единицу поверхности m_0 и скоростью v_1 , то она сообщает газу импульс $I = m_0 v_1$ и энергию $E = (m_0 v_1^2 / 2)$. Движение пластины затормаживается, и по возмущенному газу распространяется ударная волна. Кинетическая энергия налетевшей пластины превращается в тепловую энергию. Нагретый газ начинает истекать в вакуум в направлении, противоположном движению ударной волны.

Давление газа в момент удара $P_1 \approx \rho_0 v_1^2$ и поэтому истечение должно происходить со скоростью

$$v_{\text{ист}} \approx \sqrt{\frac{P_1}{\rho_0}} \approx v_1 \quad (9)$$

Масса истекающего вещества m_1 , а вещества, движущегося под действием удара, m_2 . Так как общее количество движения газа сохраняется, то, учитывая, что в автомоделном случае (когда время t на много больше продолжительности удара)

$$m_2 \approx m_1 \frac{v_1}{v_2}, \quad (10)$$

можно пренебречь величиной I_0 по сравнению с количеством движения истекающего газа (первоначальный импульс „забывается“).

Энергия истекающего газа E_1

$$E_1 \approx \frac{m_1 v_1^2}{2}. \quad (11)$$

Значение $v_2 < v_1$, и поэтому E_1 превосходит энергию газа, движущегося в ту же сторону, что и ударная волна E_2

$$E_2 = \frac{m_2 v_2^2}{2}. \quad (12)$$

Следовательно, большая часть полученной газом при ударе энергии в конечном счете превращается в кинетическую энергию истекающего газа. Поскольку скорость истечения порядка v_1 , то общая масса истекающего газа порядка m_0 . Если учесть, что истечение происхо-

дит в поле тяжести, то масса газа, теряемого путем истечения, может оказаться существенно меньшей m_0 . Таким образом, в результате столкновения с главной оболочкой новой звезды, вспыхнувшей в двойной системе, холодный спутник может потерять массу порядка 10^{27} г или менее.

Потеря массы такого порядка не может быть заметной на фоне мощного истечения вещества, происходящего из новой после отрыва от нее главной оболочки. В указанном процессе главной звездой системы теряется масса близкая к $m_{г.о.}$

Продолжительность столкновения главной оболочки со спутником составляет очень малую долю ($\approx 10^{-2}$) орбитального периода системы. Поэтому движение спутника не может существенно нарушить сферическую симметрию главной оболочки и, тем более, привести к ее фрагментации. Сложная структура главной оболочки в послемаксимальный период создается мощными газовыми потоками, догоняющими главную оболочку и разрывающими ее.

3. Нагрев поверхности спутника излучением новой звезды.
Как известно, в оптической области спектра новой звезды за время вспышки излучается энергия порядка 10^{45} эрг, причем значительная часть излучения испускается после максимума. Есть основания считать, что в других областях спектра излучается существенно больше энергии. В разделе 1 уже отмечалось, что мощное свечение оболочек новых звезд в ИК-диапазоне, продолжается в течение нескольких месяцев и, возможно, возбуждается рентгеновским излучением. Тогда общее количество энергии высокочастотного излучения должно составлять 10^{46} — 10^{47} эрг [5]. Таким образом, светимость звезды L_* в это время должна превосходить 10^{39} эрг/сек. В случае, если излучение в рентгеновском диапазоне исходит из вспыхнувшей звезды — „остатка“, то более 10^{37} эрг/сек падает на поверхность холодного спутника, собственная светимость которого порядка 10^{32} эрг/сек.

Эффект, производимый падающим на поверхность спутника потоком излучения, существенно зависит от структуры внешних слоев спутника и длины волны падающего рентгеновского излучения, о которых непосредственных данных нет. Поэтому сколько-нибудь точный расчет этого эффекта сейчас невозможен. Влияние облучения внешних слоев звезды раннего спектрального класса мощным потоком рентгеновского излучения было изучено в работе [8]. Как найдено в этой работе, подавляющая часть рентгеновского потока ($\geq 90\%$) отражается. Нагрев поверхности за счет поглощения небольшой доли рентгеновского излучения приводит к оттоку вещества с поверхности облучаемой звезды. Отток вещества с поверхности спутника должен

иметь место и в тесной двойной системе, в которой вспыхнула новая звезда.

Температуру, до которой разогревается поверхность красного карлика, легко оценить, если предположить, что поглощенная энергия переизлучается равновесным образом. Тогда, очевидно, выполняется соотношение!

$$\sigma T^4 = \frac{H}{2\pi R_2^2}, \quad (13)$$

где H — полное количество энергии, падающее на поверхность красного карлика, R_2 — радиус красного карлика. Используя приведенные выше количественные характеристики системы звезд и вспышки новой, заключаем, что $T = 10^5$ К.

Основная трудность в рассматриваемой проблеме возникает при оценке количества вещества, содержащегося в прогретом слое. Однако довольно легко оценить пределы, в которых может заключаться это количество.

Нижний предел определяется из соображений, что во всяком случае излучение проникает до оптической глубины $\tau \approx 1$. Имеем соотношение:

$$\tau = \int_0^x \frac{\sigma \rho}{m_H} dx, \quad (14)$$

где σ — сечение рассеяния на свободных электронах, m_H — масса атома водорода, ρ — плотность вещества, интегрирование производится от уровня фотосферы в глубину. Из условия $\tau = 1$ следует, что масса прогретого газа на 1 см^2

$$m^* = \frac{m_H}{\sigma} \approx 3 \frac{2}{\text{см}^2}. \quad (15)$$

Верхний предел массы прогретого слоя определяется глубиной, где температура в невозмущенной звезде равна температуре, до которой разогревается поверхность звезды под действием падающего на нее излучения. Очевидно, что глубже этого уровня влияние постороннего излучения не может быть существенным.

Для конкретности приводимых оценок зададимся плоской моделью подфотосферных областей невозмущенной звезды, которая устроена как политропа с показателем $\Gamma = 4/3$. Тогда давление и плотность в слое связаны соотношением

$$P = C \rho^\Gamma. \quad (16)$$

Кроме того, выполняется условие гидростатического равновесия

$$\frac{dP}{dx} = g, \quad (17)$$

здесь координата x отсчитывается от поверхности звезды в глубину, g — ускорение силы тяжести.

Из теории внутреннего строения звезд (см. например [7]) следует, что для константы C из соотношения (16) справедливо

$$C \approx 10^6 M_*^3. \quad (18)$$

Так как масса звезды $M_* = 10^{33}$ г, то $C \approx 10^{14}$. Поскольку красный карлик обладает протяженной конвективной зоной, то для него приближенно выполняется следующая зависимость T от x :

$$T = \frac{g}{C_p} x. \quad (19)$$

Учитывая уравнение состояния идеального газа, из формул (16)—(18) можно получить

$$\rho = \left(\frac{g}{C} \right)^3 x^3. \quad (20)$$

Принимаем характерное значение ускорения силы тяжести в подфотосферных слоях красного карлика $g = 10^8$ см/сек².

При помощи приведенных выше формул легко найти, что температура 10^5 °К достигается на глубине 10^7 см, и прегретая масса, приходящаяся на 1 см², составляет 10^4 г.

Как уже отмечалось выше, разогретый газ должен расширяться, причем передний фронт его движется со скоростью $v = 2/(\gamma - 1) c_{зв}$, где

$$c_{зв} = \sqrt{\gamma \frac{R^*}{\mu} T}, \quad (21)$$

γ — показатель адиабаты. При $T = 10^5$ К получаем $v = 5 \cdot 10^8$ см/сек.

После того, как разогретый газ покинет поверхность звезды, лежащие ниже слои вещества должны также придти в движение из-за нарушения гидростатического равновесия. Поскольку улетевшее вещество экранирует излучение остатка новой, это движение будем считать адиабатическим.

Смещение ξ как функцию лагранжевой координаты m можно найти, основываясь на политропической модели подфотосферных областей звезды, с которой сорван слой вещества с массой на единицу

площади m_* . При помощи уравнения неразрывности, в результате громоздких, но элементарных выкладок, можно найти, что

$$\xi(m) \approx m^* \frac{\Gamma}{\gamma} \left(\frac{C}{g} \right)^{1/\Gamma} m^{-1/\Gamma}, \quad m > m^*. \quad (22)$$

В политропной модели линейная координата x с лагранжевой связана соотношением

$$x(m) = \frac{\gamma}{\gamma - 1} m^{\frac{\Gamma-1}{\Gamma}} \left(\frac{C}{g} \right)^{1/\Gamma}, \quad (23)$$

откуда видно, что $\xi(m^*) = 2x(m^*)$ при $\Gamma = 4/3$ и $\gamma = 5/3$. Таким образом, после установления гидростатического равновесия радиус звезды станет равным $R_2 + x(m^*)$. При условии, что расстояние между фотосферой звезды и критической поверхностью Роша не мало по сравнению с R_2 , а величина x в любом случае значительно меньше R_2 , очевидно, что потеря некоторого поверхностного слоя вещества не приводит к существенному изменению структуры звезды.

В процессе установления гидростатического равновесия часть вещества может приобрести скорость, превышающую предельную $u_{пр}$, а, значит, покинуть звезду. Оценки количества вещества, теряемого таким образом, показывают, что оно не должно превысить $m^* \text{ г/см}^2$.

Вывод о возобновлении структуры подфотосферных слоев можно сделать и в случае рассмотрения последствий кратковременного удара по поверхности звезды, о которых говорилось в разделе 2.

Таким образом, показано, что при экранировании излучения остатка новой красный карлик приходит в состояние, близкое к невозможному, за время порядка времени механической релаксации звезды. Экранирующее действие продолжается дольше, так как на пролет вещества между звездами требуется несколько сотен секунд. После того, как экранирующее вещество рассеется в пространстве или выпадет на белый карлик, возобновляется облучение красного карлика и весь процесс повторяется.

Оценим пределы, в которых заключены общие потери вещества красным карликом за все время высокой светимости новой, т. е. примерно за 10^7 сек .

Выше было показано, что красный карлик подвержен импульсному воздействию с периодом в несколько сотен секунд. За время воздействия одного импульса звезда теряет $2\pi R_2^2 m^*$ граммов вещества, что соответствует среднему темпу потерь от 10^{19} до 10^{23} г/сек в зависимости от того, минимальную или максимальную оценку величины m^* использовать. За весь послемаксимальный период красный

карлик может потерять от 10^{26} до 10^{30} граммов вещества. Наблюдаемая потеря при этом составляет 10^{28} — 10^{30} г.

Поскольку поток излучения, падающего на поверхность красного карлика извне, на много порядков превышает собственный поток энергии у этой звезды, то, по всей вероятности, характер реального процесса облучения ближе ко второму предельному случаю. Таким образом, красный карлик может явиться источником истекающего из новой звезды газа в послемаксимальный период.

Вопрос о перестройке звезды с конвективной зоной под воздействием интенсивного рентгеновского излучения извне нуждается в более детальном изучении. Это предполагается сделать в дальнейшем.

Ленинградский государственный
университет

ON THE CONTINUOUS OUTFLOW OF MATTER DURING THE POSTMAXIMUM STAGE OF NOVA

V. G. GORBATSKII, L. N. IVANOV

The effect of outburst of nova on the satellite — red dwarf — is considered as the cause of powerful and durable outflow of matter that forms an extended envelope. It is found that the luminosity of Nova Aquilae 1918 was about 10^{40} erg/sec for several months after the outburst. The considerable part of the energy was emitted within the X-ray region. The quantity of matter outflowing from the surface of red dwarf due to heating by X-ray radiation was estimated. As it has been revealed such heating is the main cause of the observed outflow. The impact of the main envelope with the satellite surface cannot lead to a powerful outflow.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Г. Горбацкий, Астрон. ж., 52, 1974 (в печати).
2. В. Г. Горбацкий, И. Н. Минин, Нестационарные звезды, Физматгиз, М., 1963, стр. 355.
3. A. Wise, Publ. Lick Obs., 14, 3, 1939.
4. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Газовые туманности и новые звезды, АН СССР, М., 1948, стр. 588.
5. А. Зенцова, Вестн. АГУ, № 1, 131, 1973.
6. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, Наука, М., 1966, стр. 686.
7. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1967, стр. 528.
8. М. М. Баско, Р. А. Сюняев, Препринт № 8 ИПМ, М., 1973, стр. 77.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

ФЕВРАЛЬ, 1974

ВЫПУСК 1

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТИПОВ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ОСТАТКОВ СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД

Г. В. АХУНДОВА, О. Х. ГУСЕЙНОВ, Ш. Ю. РАХАМИМОВ

Поступила 7 мая 1973

Пересмотрена 25 ноября 1973

Предлагается метод оценки типа остатков Сверхновых звезд (SNR) по связи их с рассеянными звездными скоплениями и ОВ-ассоциациями. В объеме, ограниченном 2.5 клс, рассмотрено пространственное распределение 32 SNR, что дало возможность определять тип SNR.

В настоящее время с большой уверенностью можно говорить о том, что образование релятивистских звезд сопровождается взрывом Сверхновых звезд (SN) [1, 2]. При этом релятивистские звезды должны находиться в пределах остатков Сверхновых звезд (SNR), так как пространственные скорости пульсаров порядка 100 км/сек [3, 1], время жизни SNR $\sim 4 \cdot 10^4$ лет, а размеры ~ 10 пс. Возможность определить тип релятивистской звезды (нейтронная звезда или черная дыра) в остатке может дать знание массы предсверхновых. С этой точки зрения определение типа и массы SNR является принципиально важным.

Известно, что радиоастрономические методы с большим трудом определяют порядок массы SNR. В то же время для остатков SN, которые находятся в плоскости Галактики (в областях сосредоточения газа и пыли), неизвестно, какая доля массы остатка была выброшена во время взрыва SN, а какая присоединилась в процессе расширения SNR. Поэтому любой другой независимый метод, позволяющий оценить массу SNR, представляет ценность. В настоящей работе мы предлагаем новый подход к этому вопросу.

На основании анализа частоты вспышек Сверхновых в других галактиках известно, что в нашей Галактике, являющейся промежуточной между Sc и Sb типами, частота вспышек составляет 0.04 в год. При этом вспышки II типа в нашей Галактике происходят в два раза чаще, чем вспышки I типа [4—6]. Известно также, что вспышки II типа встречаются только в галактиках со спиральной структурой, а в нашей Галактике — в спиральных рукавах, где находятся горячие звезды [6, 7]. Следовательно, с большой вероятностью можно предположить, что вспышки Сверхновых II типа происходят в пределах OB-ассоциаций или рассеянных скоплений. (Однако нельзя забывать, что $\sim 10\%$ OB звезд находится вне ассоциаций и скоплений).

Так как средний размер звездных ассоциаций ~ 200 пс, а число их в объеме с радиусом 2.5 кпс около 50 [8, 9], можно найти, что отношение суммы сечений областей, занятых ассоциациями и рассеянными звездными скоплениями, к сечению рассматриваемого объема равно 0.08. Поэтому корреляция остатков с ассоциациями и рассеянными скоплениями явилась бы еще одним аргументом в пользу того, что остатки SN произошли в результате вспышек членов этих звездных ассоциаций или рассеянных скоплений. При этом SNR, отождествленные со скоплением горячих звезд (см. ниже), мы связывали с наиболее ранними членами этих скоплений, исходя из данных о зависимости скорости эволюции звезд от их масс и отношения локальной пространственной плотности звезд разных масс. SNR I типа, являющиеся, в основном, продуктами эволюции звезд раннего F и позднего A классов, не должны быть связаны с указанными выше объектами. Такие остатки, в среднем, должны иметь большие z-координаты.

Для сравнения распределения остатков Сверхновых и рассеянных звездных скоплений и ассоциаций нами использованы каталоги [10] и [11]. В дальнейшем для уточнения данных о расстояниях, угловых размерах и z-координатах остатков SN использовался каталог [12]. Следует отметить, что каталог [11] дополнен новейшими данными.

На основании каталога [11] все рассеянные скопления были нанесены на карту в пределах $b = \pm 15^\circ$ вдоль галактической плоскости. На эту же карту были нанесены остатки SN. Рассмотрение этого видимого распределения дает наглядное представление о распределении остатков SN по отношению к спиральным рукавам и к центру Галактики. Связь остатков SN с рассеянными скоплениями и ассоциациями не вызывает сомнений. В направлении на центр Галак-

тики содержится около 50% остатков, но их расстояния, как правило, превышают 3 *кпс*.

Принимая во внимание тот факт, что данные о скоплениях, удаленных на расстояние более чем 2.5 *кпс*, неполны, мы ограничились остатками SN с расстояниями $d \leq 2.5$ *кпс*. Результаты отождествления этих остатков с ассоциациями и рассеянными скоплениями приведены в табл. 1. Во 2—5 столбцах таблицы приводятся данные об остатках Сверхновых: галактические координаты, тип SN, *z*-координата в *пс* по [10] и [12] и расстояния в *кпс*.

В 6—10 столбцах таблицы приводятся данные об ассоциациях и рассеянных скоплениях [11], для которых возможна связь с остатками SN. Наличие связи устанавливалось нами по совпадению положения на небе SNR со скоплениями и ассоциациями и по возможному совпадению расстояний до них. При этом в таблице даются пределы расстояний до скоплений и ассоциаций по определению нескольких авторов (7 и 9 столбцы). В 10-м столбце приводится спектральный тип самой ранней звезды главной последовательности данного рассеянного скопления. И, наконец, в 11 и 12 столбцах табл. 1 приведены оцененные нами возможные массы звезды (см. ниже) и тип SNR.

Данные табл. 1 позволяют сделать следующие заключения. Из остатков SN с $d \leq 2.5$ *кпс* 16 отождествляются с рассеянным скоплением или ассоциацией. В восьми случаях из этих шестнадцати SNR отождествлены нами с рассеянными звездными скоплениями, у которых главная последовательность начинается с горячей звезды (O—B3). Возможные массы звезды до вспышки оценивались здесь по самой ранней звезде главной последовательности. Аналогично мы поступали в случаях отождествления остатков SN со звездными ассоциациями. Отметим, что остаток SN № 30 (табл. 1) Вестерлунд отождествил с группой горячих звезд [13].

У 8 из 16 неотожествленных остатков *z*-координата превышает 100 *пс*. В этом случае мы считаем, что с большой вероятностью SNR появился в результате вспышки звезды раннего F или позднего A-типа. Поэтому возможная масса звезды до вспышки оценивалась нами как 1.5—2 M_{\odot} (столбец 11) в зависимости от *z*-координаты.

Если мы проанализируем табл. 1 с точки зрения возможного типа Сверхновых, то окажется, что 14 остатков нужно отнести ко II типу; 2 случая возможного отождествления остатков с ассоциациями также примыкают к нему.

В 7-ми случаях ($M < 2M_{\odot}$) мы относим остатки к I типу. Наконец, в 9-ти случаях, когда оцененная нами масса составляет $\sim 2M_{\odot}$, равновероятны I, и II типы. Таким образом, отношение числа вспы-

№	Остаток			
	Галактические координаты	Тип	z (пс)	d (кпс)
1	2	3	4	5
1	G6.5—0.1		—3	1.5—1.7
2	G23.1—0.0		—1	1.0
3	G27.3+0.8		0	2.2—3.2
4	G32.0—4.9		—155÷—240	1.8—2.8
5	G34.6—0.5		— 13÷—19	1.5—2.2
6	G37.6—0.1		— 4÷—55	2.2—3.2
7	G39.7—2.0		— 57÷—85	1.6—2.4
8	G41.9—4.1		— 49÷—75	0.7—1.1
9	G47.6+6.1		214—334	2.0—3.2
10	G49.0—0.3		— 10÷—22	1.9—2.5
11	G74.9—8.6 Cygnus Loop	II	— 91÷—143	0.6—1.0
12	G78.1+1.8		55—127	1.7—4.0
13	G78.9+3.7		94—130	1.4—2.0
14	G82.2+5.4		107—136	1.1—1.4
15	G89.1+4.7		63—94	0.8—1.1
16	G93.6—0.3		— 8÷—12	1.6—2.4

Таблица 1

Ассоциация		Скопление			M	Тип
Название	d (кпс)	Название	d (кпс)	Sp		
6	7	8	9	10	11	12
Sqr OB1	1.0—1.7	NGC 6514	1.0—1.7	O5	>50	II
		NGC 6530	1.6	O5—O6		
		NGC 6664	1.2	B3	>10	II
		Tr 35	2.5	B2	>12	II
Aql OB1	2.7				~1.5	I
					>20	II
					~2	II
		NGC 6755	1.1—1.8	B0—B2	>14	II
		NGC 6756	1.3—1.6	B3		
					~2	
		King 25			1.5	I
			?	II		
				>2	I	
Cyg OB2	1.5	NGC 6910	1.6—2.2	O5	>50	II
Cyg OB1	1.1—2.2				>20	II
Cyg OB1	1.1—2.2				~2	
					~2	
		NGC 7086	1.4—2.6	B2	>12	II

17	G117.3+0.1		+2	0.9	Cas OB5	2.5	NGC 7788 NGC 7790	2.4 0.9	B1 OB	<17	II
18	G119.5+10.0		184-284	1.0-1.6						~1.5	I
19	G132.4+2.2	II	52-80	1.4-2.1	Per OB1 Cas OB6	1.5-2.3 2.2-2.4	Stock 6		A2	<15	II
20	G156.4-1.2		-12÷-17	0.6+0.9						~2	
21	G160.5+2.8		37-56	0.6-1.1						~2	
22	G166.3+2.4		78-123	1.9-2.9						<2	I
23	G180.0-1.7		-20÷-30	0.7-1.0						~2	
24	G189.1+2.9	II	73-100	1.4-2.0	Gem OB1	1.4-1.7	Cr 89	1.3	OB-cA	<16	II
25	G193.3-1.5		-38÷-58	1.4-2.2						~2	
26	G205.5+0.2		2-3	0.6-0.9	Mon OB2	1.2-2.1				<20	II
27	G260.4+3.4 Puppis A		-70÷-105	1.2-1.8	Vela OB1	0.8-1.8				?	II
28	G263.4-3.0 Vela X	II	-17÷-28	0.4-0.5						~2	II
29	G296.3+10.0		220-330	1.3-1.9						<1.5	I
30	G315.4-2.3	II	-82÷-120	2.0-3.0	[13]	2.5			B1	<14	II
31	G330.0+15.0 Lupus Loop		111-167	0.4-0.6						~1.5	I
32	G342.1+0.1		4-5.3	2.1-3.1	Sco OB1	1.0-2.0				<20	II

шек I и II типов по фактическим данным табл. 1 составит 1:2. Этот результат согласуется с ожидаемым отношением, согласно типу нашей Галактики.

В табл. 2 собраны хорошо известные остатки SN с установленными датами вспышки (столбец 3). Остальные столбцы табл. 2 аналогичны таблице 1.

Таблица 2

№	Остаток					Ассоциация		M	Тип
	Галактические координаты	D	Тип	z (лс)	d (кпс)	Название	d(кпс)		
1	G 4.5+6.8 Kepler	1604	I	-1360÷-1470	11.4-12.4			~1.5	I
2	G 117.7-2.1 Cas A	1667	II	-100÷-103	2.7-2.8	Cas OB2	2.7	<17	II
3	G 120.1+1.4 Tycho	1572	I	121-145	4.9-5.9			< 2	I
4	G 130.7+3.1 3C 58	1181		408	7.5			~1.5	I
5	G 184.6-5.8 Grab	1054	I	-373÷-202	3.7-2			~1.5	I
6	G 327.6+14.5 PKS 1459	1006	I	709-997	2.8-4			~1.5	I

Один из этих остатков (№ 6 Cas A) уверенно отождествляется с ассоциацией Cas OB1 и несомненно относится ко II типу. Остальные с большой вероятностью можно отнести к I типу. Отметим, что обнаружены были эти вспышки I типа, благодаря их большим z-координатам и, следовательно, наиболее благоприятным условиям наблюдения.

Отметим, что еще для 18 более далеких остатков, не вошедших в табл. 1, мы можем оценить их возможный тип. При этом принималось во внимание, наряду с z-координатами остатков, их расположение относительно спиральных рукавов, обрисовываемых звездными скоплениями на карте. Итак, остатки SN G289.1-0.4; G290.1-0.8; G291.0-0.1; G355.2+0.1; G357-0.1; G359.4-0.1; G5.3-1.1; G78.6+1.0; G79.8+1.2 отнесены нами ко II типу, а остатки G166.2+4.3; G261.9+5.5; G292.0+1.8; G309.6+1.7; G309.7+1.8; G53.7-2.2; G74.9+1.2; G322.3-1.2; G78.3+2.5 - к I типу.

Следует отметить, что для остатков SN из табл. 1, 2 тип SNR был известен и определен другими методами. Наблюдаемое совпадение (за исключением случая Cygnus Loop) еще раз подтверждает, что предложенный метод дает уверенное определение типа SNR.

Примечание при корректуре. Недавно одним из авторов было показано, что к состоянию предколлапса звезды приходят, в основном, с массами $\sim 2-3 M_{\odot}$, поэтому результатом коллапса почти всегда является НЗ (О. Х. Гусейнов, Цирк. ШАО, № 12, 1973). Анализ эволюции SNR показывает, что во всех остатках есть активные источники — пульсары (П. Р. Амнуэль, О. Х. Гусейнов, *Astron. Astrophys.*, 30, 1974). Во время вспышек SN обоих типов выбрасывается малая масса, поэтому результаты этой работы следует интерпретировать так: большая масса SNR II типа, в основном, является результатом присоединения межзвездной материи.

Шемахинская астрофизическая
обсерватория

THE DETERMINATION OF THE TYPES OF THE GALACTIC SUPERNOVAE REMNANTS (SNR)

G. V. AKHUNDOVA, O. KH. GUSEINOV, SH. Y. RAKHAMIMOV

A method of estimating of the type of SNR in their connection with open clusters and OB-associations is suggested. In the volume limited 2.5 kpc the space distribution of 32 SNR is considered. It gives us an opportunity to determine the type of SNR.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. О. Х. Гусейнов, Ф. К. Касумов, *Астрон. ж.*, 50, 1166, 1973.
2. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Теория тяготения и эволюции звезд*, Наука, М., 1971.
3. K. R. Lang, *Ap. J.*, 164, 248, 1971.
4. И. С. Шкловский, *Сверхновые звезды*, Наука, М., 1966.
5. Б. В. Кукаркин, *Астрофизика*, 1, 465, 1965.
6. G. Tamman, *Astron. Astrophys.*, 8, 458, 1970.
7. И. С. Шкловский, *Астрон. ж.*, 37, 369, 1960.
8. Б. Е. Маркарян, *ДАН Арм.ССР*, 15, 13, 1952.
9. Л. В. Мирзоян, Сб. „Проблемы современной космогонии“, Наука, М., 1972.
10. D. K. Milne, *Austr. J. Phys.*, 23, 425, 1970.
11. G. Alter, I. Ruprecht, V. Vonysek, *Catalogue of Star Clusters and Associations*, Prague, 1958.
12. S. A. Ilovatsky, Ch. Ryter, *Astron. Astrophys.*, 15, 224, 1971.
13. B. E. Westerlund, *A. J.*, 74, No. 7, 1969.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

ФЕВРАЛЬ, 1974

ВЫПУСК 1

О РЕНТГЕНОВСКОМ ПЕРЕХОДНОМ ИЗЛУЧЕНИИ, ОБРАЗУЕМОМ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКАХ

Г. Г. БАХШЯН, Г. М. ГАРИБЯН, ЯН ШИ

Поступила 6 ноября 1973

Проведено исследование рентгеновского переходного излучения, образуемого ультрарелятивистскими заряженными частицами на отдельных молекулах газа. Сравнение этого излучения с тормозным показывает, что имеется область частот, в которой сечение переходного излучения превосходит сечение тормозного излучения. Вычислено рентгеновское переходное излучение, образуемое космическими электронами, в молекулярном облаке типа Ori-A.

В предыдущей работе [1] были получены формулы для переходного излучения, образуемого на малых частицах, в частности, на отдельных молекулах или атомах. В той же работе был оценен вклад рентгеновского переходного излучения, образуемого быстрыми электронами на частицах космической пыли и межзвездном газе, в диффузный фон рентгеновского космического излучения.

В настоящей работе мы укажем некоторые, не отмеченные ранее свойства рентгеновского переходного излучения, образуемого на отдельных молекулах или атомах газа, а также сравним его с тормозным излучением, образуемым при тех же условиях. Мы покажем, что имеется некоторая область рентгеновских частот, в которой сечение переходного излучения превышает сечение тормозного излучения. В заключение в работе будет вычислено рентгеновское переходное излучение, образуемое быстрыми электронами в молекулярном облаке типа Ori-A.

1. Согласно [1], спектральное распределение числа квантов рентгеновского переходного излучения, образуемого одним ультрарелятивистским зарядом с лоренц-фактором γ на сферической частице (атоме

или молекуле) с радиусом r , имеет следующий вид в случае центральных и нецентральных столкновений, соответственно,

$$\frac{dn^c(\gamma, r)}{d\omega} \approx \frac{2\omega_0^4 r^2}{137 \pi c^2 \omega^3} \ln \sqrt{\frac{2\pi\omega r}{c}}. \quad (1)$$

$$\frac{dn^{nc}(\gamma, r, \rho_0)}{d\omega} \approx \frac{2\omega_0^4 r^2}{137 \pi c^2 \omega^3} \cdot \frac{r^2}{\rho_0^2}. \quad (2)$$

Здесь ρ_0 есть прицельный параметр, на котором пролетает заряд относительно молекулы в случае нецентрального столкновения, ω_0 — плазменная частота молекулы, ω — частота излученного кванта.

Условия, при выполнении которых имеют место формулы (1) и (2), следующие [1]:

$$\frac{\omega_0^2 r}{\omega c} \ll 1, \quad \frac{\omega \rho_0}{v \gamma} \leq 1, \quad \frac{\omega r}{v \gamma} \ll 1, \quad (3)$$

где v — скорость быстрого электрона. Формулы (1) и (2) дают число переходных квантов, образуемых одним зарядом на одной молекуле.

Если мы имеем молекулярное облако, то движущийся сквозь него заряд будет образовывать на каждой молекуле, мимо которой или через которую он пролетает, переходные кванты по формулам (1) и (2), только в том случае, если это облако достаточно разреженное. Очевидно, что если сконденсировать рассматриваемые молекулы в жидкое или твердое тело, то переходное излучение будет образовываться только при входе и выходе заряда из вещества. Критичным размером для расстояний между молекулами является зона формирования переходного излучения в вакууме, равная $c\gamma^2/\omega$. Действительно, известно (см., например, [2]), что если в стопке пластин расстояния между ними больше чем $c\gamma^2/\omega$, то каждая из пластин излучает независимо от другой. Если же это расстояние много меньше указанной величины, то вся стопка излучает всего как одна пластина. Поэтому, совершенно аналогично вышесказанному, если расстояния между молекулами газа b подчиняются условию

$$b \gg \frac{c}{\omega} \gamma^2, \quad (4)$$

то излучение будет иметь место независимо на каждой молекуле.

2. Сравним теперь сечение образования тормозного излучения на молекуле газа с соответствующей величиной для переходного излучения.

Для сечения образования тормозного излучения имеем [3] в крайнерелятивистском случае и с учетом экранировки заряда ядра электронной оболочкой

$$d\sigma_{br} = \frac{4Z^2 r_0^2}{137} \frac{d\omega}{\omega} \left\{ \frac{4}{3} \ln(183 \cdot Z^{-1/3}) + \frac{1}{9} \right\}, \quad (5)$$

где Z есть заряд ядра атома, r_0 — классический радиус электрона.

Сечение образования переходного излучения мы получим, если умножим формулу (1) на πr^2 , формулу (2) на πr_0^2 и сложим полученные таким образом величины. В результате будем иметь

$$d\sigma_{tr} = \frac{2\omega_0^4 r^4}{137c^2 \omega^3} \left(1 + \ln \sqrt{\frac{2\pi\omega r}{c}} \right) d\omega. \quad (6)$$

Последнюю формулу запишем в виде

$$d\sigma_{tr} = \frac{4Z^2 r_0^2}{137} \frac{d\omega}{\omega} \frac{\left(1 + \ln \sqrt{\frac{2\pi\omega r}{c}} \right) \pi^2}{2} \left(\frac{c}{\omega r} \right)^2. \quad (7)$$

Сравним формулы (5) и (7)

$$\frac{d\sigma_{br}}{d\sigma_{tr}} \simeq \left(\frac{r\omega}{c} \right)^2. \quad (8)$$

Последнее отношение можно записать в виде $(r\omega/2)^2$, где r измеряется в А, ω — в кэв-ах.

Если считать $r \sim 10^{-8}$ см, то видно, что при $\omega \sim 2$ кэв переходный механизм дает вклад того же порядка, что и тормозной механизм. А при $\omega \sim 1$ кэв переходный механизм превышает тормозной примерно в четыре раза.

Это имеет место, если рассматривать излучение на одной молекуле. Если же мы имеем газ, то для того, чтобы вообще имел место переходный механизм излучения на каждой молекуле, необходимо еще выполнение условия (4), из которого следует, что частота должна быть больше минимальной частоты

$$\omega_{\min} \simeq \frac{c}{b} \gamma^2. \quad (9)$$

С другой стороны, из соотношения (8) видно, что переходный механизм будет доминировать над тормозным там, где

$$\omega < \omega_{\max} \simeq \frac{c}{r}. \quad (10)$$

Комбинируя это неравенство с неравенством (9), получаем

$$\frac{c}{b} \gamma^2 \ll \omega < \frac{c}{r}. \quad (11)$$

Для того, чтобы эти неравенства имели место, необходимо

$$b \gg r \cdot \gamma^2. \quad (12)$$

Только при выполнении этого условия имеется определяемая неравенствами (11) область частот, в которой переходный механизм излучения существует и превалирует над тормозным.

Так как в твердых и жидких телах $b \sim r$, то условие (12) в этих случаях не выполняется. Для газов, находящихся при нормальных условиях, расстояние между атомами $b \sim 0.3 \cdot 10^{-6}$ см, поэтому условие (12) будет выполняться при $\gamma < 5$. Область выполнения условия (12) сильно расширяется в разреженных газах, например, в межзвездных молекулярных облаках (см., например, [4]).

Заметим, что до сих пор мы трактовали релятивистский заряд, генерирующий переходное излучение, классически, приписывая ему вполне определенную траекторию. Однако необходимо оценить, к чему может привести квантовая неопределенность движения заряда. Ясно, что наиболее важной является неопределенность в поперечном направлении. Из соотношения неопределенности имеем $\Delta r \sim \hbar / \Delta p_{\perp}$. Для того, чтобы можно было бы говорить об определенной прямолинейной траектории заряда, проходящей через атом или мимо атома, мы должны потребовать, чтобы $\Delta r < r$. Из этого следует, что $\Delta p_{\perp} > \hbar / r$. Подставив вместо r радиус атома Бора \hbar^2 / mc^2 , получим, что $\Delta p_{\perp} > mc / 137$. В том случае, когда эта неопределенность в импульсе много меньше импульса заряда p , движение последнего можно рассматривать классически. Для ультрарелятивистского заряда $p = E/c$, где E — полная энергия заряда, и условие $p \gg \Delta p_{\perp}$ всегда выполняется.

3. Посмотрим, какие вытекают следствия из вышеизложенного для рентгеновской астрономии.

Для этого оценим количество квантов рентгеновского переходного излучения, образуемого быстрыми электронами в молекулярном облаке типа Ori-A.

Согласно [4], расстояние между молекулами в таких облаках $b \sim 0.7 \cdot 10^{-1}$ см. Вычислим спектр наблюдения переходного излучения, воспользовавшись формулой (40) работы [1]. При этом мы должны заменить в указанной формуле $G^c(\omega)$ на $G^c(\omega) + G^{nc}(\omega)$. Нетрудно

убедиться, что благодаря падающему характеру спектра космических электронов [5], мы можем воспользоваться для $G^c(\omega)$ и $G^{nc}(\omega)$ формулами (35) и (38) работы [1]. Если считать, что размеры облака Ori-A достигают порядка 10 световых лет [4], то для числа квантов с энергией порядка 1 кэв, образованных космическими электронами в этом облаке в результате как центральных, так и нецентральных столкновений с молекулами водорода и дошедших до солнечной системы, получается цифра ~ 1 . Эта цифра находится в хорошем согласии по порядку величины с наблюдательными данными, приведенными в [6].

С точки зрения переходного механизма образования рентгеновских квантов представляет интерес обнаружение, по крайней мере, одного или двух объектов, рентгеновские спектры которых находятся только в области энергий меньше 1 кэв [7]. Действительно, если тормозные кванты с энергией больше 1 кэв генерируются в таком малом количестве, что не доходят до солнечной системы из-за поглощения в межзвездном пространстве, то переходные кванты, в области энергий 1 кэв и меньше, благодаря тому, что их сечение образования больше соответствующего сечения для тормозного излучения, могут генерироваться в значительно большем количестве, и мы будем их наблюдать.

Небезынтересно также то, что согласно [8] большинство наблюдений показывает, что диффузный поток малоэнергичных рентгеновских квантов (~ 0.25 кэв) по меньшей мере в несколько раз превышает величину, которую надо было бы ожидать в результате экстраполяции степенного спектра рентгеновских квантов, наблюдаемых в области энергий больше 2 кэв. Природа этого мягкого избыточного потока неизвестна. Кроме того [8], те области неба, где интенсивность этого потока выше, являются вместе с тем областями малой плотности нейтрального межзвездного водорода. Если теперь допустить, что этот избыток обусловлен переходным излучением, то из (4) следует, что указанный механизм будет действительно иметь место там, где плотность газа, генерирующего переходное излучение, меньше.

В заключение мы хотели бы отметить, что условие (4) или, что то же самое, наличие минимальной частоты, определяемой формулой (9), указывает на возможность изменения спектра переходного излучения с течением времени. Действительно, если предположить, что по каким-то причинам изменяется со временем плотность газа молекул и, в частности, если она пульсирует, то будет изменяться и величина b , в результате чего, согласно (9), будет меняться ω_{\min} . Если интервал изменения ω_{\min} находится в рентгеновском диапазоне частот,

то это должно привести к временным вариациям и, в частности, пульсациям спектра рентгеновского переходного излучения. Аналогичная связь между плотностью газа и интенсивностью излучения в случае переходного механизма может существовать и в других диапазонах частот.

Авторы выражают глубокую благодарность В. А. Амбарцумяну за ценные замечания и советы при обсуждении настоящей работы.

Институт радиофизики и электроники
АН Арм.ССР
Ереванский физический институт

X-RAY TRANSITION RADIATION FORMED IN THE MOLECULAR CLOUDS

G. G. BAKHSHIAN, G. M. GARIBIAN, C. YANG

The X-ray transition radiation formed by ultrarelativistic charged particles on gas molecules is investigated. A comparison of this radiation with the bremsstrahlung shows that there is a frequency region in which the cross-section of transition radiation is larger than the one of bremsstrahlung. The X-ray transition radiation formed by cosmic electrons in molecular cloud of the type of Ori-A is calculated.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. Г. Бахшян, Г. М. Гарибян, Ян Ши, *Астрофизика*, 9, 371, 1973.
2. Г. М. Гарибян, *Научные сообщения ЕФИ*, 27, 1973.
3. А. И. Ахизвер, В. Б. Берестецкий, *Квантовая электродинамика*, Наука, М., 1969.
4. P. M. Solomon, *Physics Today*, 26 (3), 32, 1973.
5. M. L. Goldstein *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, 24, 1193, 1972.
6. R. D. Bleach *et al.*, *Ap. J.*, 174, L101, 1972.
7. R. Giacconi, *Physics Today*, 26 (5), 38, 1973.
8. A. N. Bunner *et al.*, *Ap. J.*, 179, 781, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

ФЕВРАЛЬ, 1974

ВЫПУСК 1

ЭВОЛЮЦИЯ ВРАЩАЮЩИХСЯ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ С ИСТЕЧЕНИЕМ ВЕЩЕСТВА

А. В. ОВСЕПЯН

Поступила 10 сентября 1973

Пересмотрена 30 ноября 1973

Энергетическим методом рассмотрено истечение вещества из-за вращения при остывании белых карликов с массами от $1M_{\odot}$ до $3M_{\odot}$.

Показано, что в результате истечения при остывании может быть потеряно до 10% M_{\odot} вещества. Для масс, больших $2M_{\odot}$, истечение вещества прекращается из-за большой потери момента вращения, уносимого выброшенным веществом. Приводится временная зависимость количества выброшенного вещества для $M=1.1M_{\odot}$.

Введение. В работе [1] рассматривались эволюция и радиальные пульсации вращающихся белых карликов, причем момент вращения звезды выбирался таким, чтобы в течение всей эволюции не наступало бы истечение вещества, а максимальная угловая скорость достигалась в конце рассматриваемой эволюции, для масс $M < 1.14 M_{\odot}$ при температуре $T = 0$, а для масс $M > 1.14 M_{\odot}$ в точке потери устойчивости. В настоящей работе поставлена задача рассмотреть эволюцию звезды при наличии истечения вещества.

Поскольку у обычных невырожденных конфигураций момент вращения, при котором наступает истечение, больше чем у плотных конфигураций с той же массой, то можно рассмотреть белый карлик, который в начале эволюции при температурах $T \leq 10^9$ °К имеет максимальную угловую скорость, а при дальнейшем остывании, сопровождающемся сжатием, наступает истечение вещества.

Решение нестационарной задачи истечения вещества сопряжено с большими математическими трудностями, поскольку приводит к уравнениям в частных производных, однако, в виду того, что остывание звезды происходит достаточно медленно, то можно считать состояние

звезды в каждый момент времени равновесным и решить задачу в стационарном приближении. Энергетический метод, подробно изложенный в работах [1—3], позволяет свести решение данной задачи к интегрированию одного дифференциального уравнения. Этим методом здесь рассчитаны эволюционные параметры для белых карликов различной массы, получена зависимость массы, частоты радиальных пульсаций и других параметров от температуры при наличии истечения вещества.

2. *Основные уравнения.* Рассмотрим изотермический белый карлик с температурой T , массой M , центральной плотностью ρ_c и моментом вращения $K = K_{\max}$, соответствующим максимальной угловой скорости Ω_{\max} , при которой начинается истечение вещества. Поскольку время установления равновесного распределения вещества порядка времени свободного падения, а скорость истечения связана со временем остывания, то при истечении звезда будет представлять собой в каждый момент времени равновесную конфигурацию, вращающуюся с максимальной угловой скоростью. Для таких конфигураций уравнение равновесия, полученное энергетическим методом [1], имеет вид

$$t^2(21.71 - 6.697 m^{2/3}) + 0.1538 t x_c + [x_c^3(0.001488 - 0.0003608 m^{2/3} - 0.0002236 m^{4/3}) + 0.02545 x_c^2 m^{2/3} + x_c^2(0.58 - 0.5089 m^{2/3}) - 2.14] = 0, \quad (1)$$

где $t = kT/m_e c^2$; $x_c = p_f/m_e c$; $m = M/M_\odot$, а p_f — импульс Ферми вырожденных электронов. (Уравнения записаны в приближении $x_c \gg 1$, $t/x_c \ll 1$, что выполняется в рассматриваемой области температур и плотностей). Здесь так же, как в [1], мы рассматриваем конфигурации, состоящие из ядер группы железа.

С помощью уравнения (1) для каждой массы при заданной температуре можно определить центральную плотность, т. е. построить эволюционную кривую.

Получим уравнение истечения вещества. Если рассмотреть два близких момента времени, то поскольку при истечении вещества звезда все время вращается с максимальной угловой скоростью, из закона сохранения момента следует, что изменение максимального момента вращения K_{\max} как функции от параметров звезды должно равняться потерянному вследствие истечения вещества моменту.

Изменение K_{\max} вследствие изменения параметров звезды будет

$$dK_{\max} = \frac{\partial K}{\partial M} dM + \frac{\partial K}{\partial t} dt + \frac{\partial K}{\partial x_c} dx_c. \quad (2)$$

Так как ввиду даже незначительной сплюснутости звезды истечение вещества будет идти с экватора, то момент, уносимый выброшенным веществом, будет

$$dK_1 = dM \cdot R^2 \Omega_{\max}, \quad (3)$$

где dM — потерянная масса, R — радиус звезды, определяемый как то значение текущего радиуса, при котором накопленная масса перестает расти с достаточной точностью. Масса, находящаяся за этим радиусом, принимается бесконечно малой и не играет роли при истечении вещества. Вообще, поскольку процесс очень медленный, то нет нужды вдаваться в подробности рассмотрения перераспределения вещества при восстановлении функции распределения, которая будет совпадать с соответствующей функцией замкнутой задачи.

Уравнение истечения будет иметь вид

$$dK_1 - dK_{\max} = 0. \quad (4)$$

Поскольку в белых карликах гравитационное поле достаточно слабое, $r_g/R \ll 1$, то учет релятивистских эффектов дается только в основных видах энергии, определяющих состояние звезды, — гравитационной и термодинамической, а вращение можно рассматривать ньютоновским [4, 1]. Отклонение формы звезды от сферической, вызванное вращением, также не будем учитывать, так как это не приводит к большим изменениям параметров. В работе [5] даны относительные изменения параметров звезды при учете несферичности, эти результаты можно применить и к настоящей работе.

Поскольку сжатие звезды при остывании рассматриваем подобным, то в том же приближении будет сохраняться твердость вращения и не будет происходить перекачки момента вращения от центра к периферии.

Используя соотношения для политропы $n = 3$, для момента вращения можем записать [4]:

$$K_{\max} = AM^{5/3} \left(x_c^{-1/2} \frac{\pi^2 t^2}{6x_c^{5/2}} - \frac{0.0053 x_c^{1/2}}{6} \right), \quad (5)$$

где $A = 2.63 \cdot 10^{-6}$.

Подставив (5) в (2), получим

$$dK_{\max} = A \left[\frac{5}{3} M^{2/3} \left(x_c^{-1/2} - \frac{\pi^2 t^2}{6x_c^{5/2}} - \frac{0.0053 x_c^{1/2}}{6} \right) dM + \right. \\ \left. + M^{5/3} \left(-\frac{1}{2} x_c^{3/2} + \frac{5}{12} \frac{\pi^2 t^2}{x_c^{7/2}} - \frac{0.0053 x_c^{-1.2}}{12} \right) dx_c - M^{5/3} \frac{\pi^2 t}{3x_c^{5/2}} dt \right]. \quad (6)$$

Для момента, унесенного веществом, $dK_1 = dM \cdot R^3 \sqrt{\frac{GM}{R^3}}$, получим

$$dK_1 = BM^{2/3} \left(x_c^{-1/2} - \frac{\pi^2 t^2}{6x_c^{5/2}} - \frac{0.0053 x_c^{1/2}}{6} \right) dM, \quad (7)$$

где $B = 3.49 \cdot 10^{-5}$.

Подставив (5) и (7) в (4), получим уравнение истечения в следующем виде:

$$C_m \frac{dm}{dx_c} + C_t \frac{dt}{dx_c} + C_x = 0, \quad (8)$$

где

$$C_m = 95.8 (1.645 t^2 x_c^{-5/2} - x_c^{1/2} + 8.86 \cdot 10^{-4} x_c^{1/2}) m^{2/3};$$

$$C_t = 27.12 t x_c^{-5/2} m^{5/3};$$

$$C_x = 8.245 (4.112 t^2 x_c^{-7/2} - 0.5 x_c^{-3/2} - 4.431 x_c^{-1/2}) m^{5/3};$$

$$m = M/M_\odot.$$

В уравнении (8) независимой переменной выбрано x_c , так как вдоль эволюционной кривой температура и масса не являются монотонными. Для решения задачи к уравнению (8) необходимо добавить уравнение (1), которому в каждый момент конфигурация должна удовлетворять. Определив из (1) t как функцию от m и x_c и подставив в (8), получим одно дифференциальное уравнение. По ходу интегрирования из уравнения (1) можно определить t , а имея m , t , x_c , можно определить устойчивость звезды по частоте радиальных пульсаций [1]:

$$\omega^2 = (1.227 x_c - 0.000752 x_c^4 - 0.0000638 x_c^4 m^{4/3} + 0.02205 t x_c^2 + 0.00728 x_c^2 m^{2/3}) / m^{2/5}. \quad (9)$$

Радиус конфигурации определяется по формуле

$$R = 2.33 \cdot M^{1/3} \rho_c^{-1/3}, \quad (10)$$

где ρ_c определяется как

$$\rho_c = 2.115 \cdot 10^8 x_c^3 \left(1 + \frac{\pi^2 t^2}{x_c^2} + 0.0053 x_c \right).$$

3. *Результаты численных расчетов.* Метод решения задачи требует квазиравновесного состояния звезды, поэтому интегрирование начато с достаточно низких температур, при которых нейтринные потери не приводят к очень быстрому охлаждению, $T < 10^{10}$ °K [6]. Интегрирование начиналось с центральной плотности $\rho_c < 1.35 \cdot 10^8$ г/см³ ($x_c = 4$), при которой предполагалось, что звезда достигла максимальной угловой скорости и дальнейшее сжатие сопровождается истечением вещества.

Выброс вещества приводит к изменению всех параметров звезды, поэтому качественная оценка истечения вещества затруднительна без численных расчетов.

Как показали вычисления, количество вещества, теряемое звездой, на рассматриваемом участке эволюции ($0 < T < 10^{10}$ °K) может достигать 10% M_\odot . На рис. 1 приводятся зависимости количества выброшенного вещества от температуры для различных масс (на

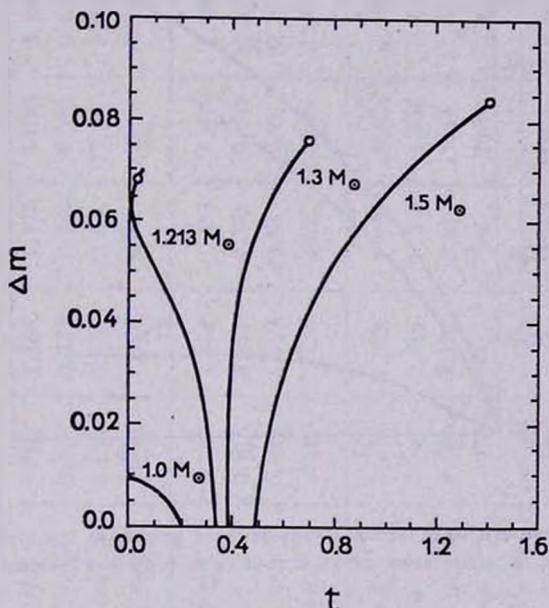


Рис. 1. Зависимость количества выброшенного вещества в единицах M_\odot от температуры $t = kT/m_e c^2$. Кружками отмечены точки потери устойчивости. На кривых приведены начальные значения массы.

кривых приведены массы до начала истечения). Форма кривых очень похожа на эволюционные кривые (зависимость x_c от t) для тех же масс [1]. Это объясняется тем, что истечение обусловлено изменением плотности конфигурации.

При эволюции без истечения вещества предельной в смысле устойчивости была конфигурация с массой $M = 1.14 M_{\odot}$ — она остывала до $T = 0$, с $\omega^2 \approx 0$; массы, больше $1.14 M_{\odot}$, не остывают до $T = 0$, а теряют устойчивость и идут к коллапсу.

Истечение вещества приводит к тому, что массы, больше чем $1.14 M_{\odot}$, потеряв часть вещества, могут закончить эволюцию в устойчивом состоянии. Звезда с массой $1.213 M_{\odot}$, начав истечение с $\rho_c = 1.35 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$, подходит к $T = 0$ именно с массой $1.14 M_{\odot}$. Если рассмотреть истечение с более низких плотностей, то, конечно, и большие массы могут остаться устойчивыми.

Изменения параметров при истечении могут привести к тому, что истечение прекратится. Как показали расчеты, это имеет место. На рис. 2 приводятся зависимости количества потерянной массы от цен-

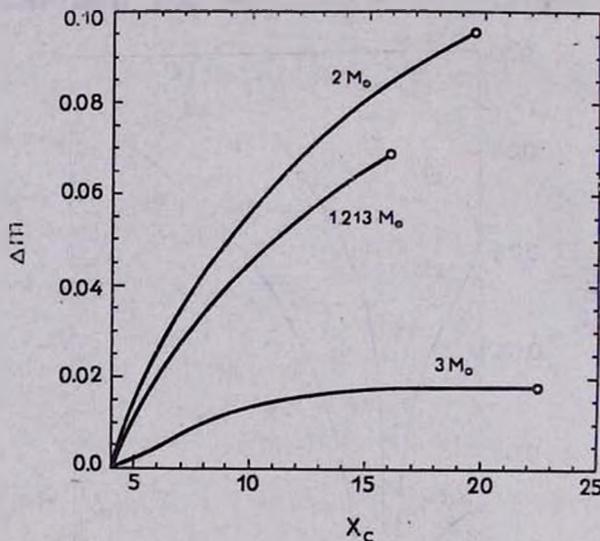


Рис. 2. Зависимость количества выброшенного вещества в единицах M_{\odot} от параметра $x_c = \rho_f / m_c$. Кривые кончаются в точках потери устойчивости.

тральной плотности для масс $1.213 M_{\odot}$, $2 M_{\odot}$ и $3 M_{\odot}$. Для массы $\approx 2 M_{\odot}$ наблюдается наибольшее количество выброшенного вещества $\approx 10\% M_{\odot}$. Для больших масс эффект снижается ввиду того, что истечение прекращается раньше, чем теряется устойчивость. Так, для массы $3 M_{\odot}$ истечение прекращается при плотности $x_c = 15.5$, тогда как устойчивость теряется при $x_c = 22.5$. Для масс, больше чем $\approx 3.1 M_{\odot}$, истечение в рассматриваемой области плотностей вообще

ЭВОЛЮЦИОННЫЕ ПАРАМЕТРЫ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ С ИСТЕЧЕНИЕМ ВЕЩЕСТВА

		$x_c = p_f/m_0 c$								
		5	7	9	11	13	15	17	19	21
$M_0 = 1.215 M_\odot$	M/M_\odot	1.202	1.185	1.172	1.162	1.154	1.147	1.143	—	—
	$t = kT/m_0 c^2$	0.317	0.257	0.184	0.101	0.023	0.017	0	—	—
	$\omega^2 \text{ ссек}^{-2}$	6.031	8.631	10.63	11.15	9.040	3.170	0	—	—
	$R \text{ км}$	4886	3474	2692	2196	1854	1603	—	—	—
$M_0 = 1.5 M_\odot$	M/M_\odot	1.487	1.468	1.453	1.442	1.433	1.425	1.418	—	—
	t	0.515	0.611	0.729	0.863	1.013	1.175	1.349	—	—
	ω^2	5.420	8.060	10.54	12.25	12.30	9.560	2.624	$\sphericalangle 0$	—
	R	5246	3731	2892	2360	1993	1723	1518	—	—
$M_0 = 2M_\odot$	M/M_\odot	1.986	1.966	1.951	1.938	1.928	1.919	1.912	1.906	—
	t	0.778	1.010	1.263	1.532	1.813	2.105	2.408	2.721	—
	ω^2	4.700	7.270	10.01	12.47	13.97	13.62	10.29	2.660	$\sphericalangle 0$
	R	5777	4112	3190	2604	2200	1903	1677	1499	—
$M_0 = 3M_\odot$	M/M_\odot	2.997	2.992	2.988	2.985	2.983	2.982	2.982	2.982	2.982
	t	1.275	1.732	2.216	2.720	3.241	3.777	4.328	4.894	5.474
	ω^2	3.890	6.350	9.290	12.45	15.38	17.43	17.79	15.47	9.264
	R	6626	4730	3677	3608	2544	2205	1945	1740	1575

M — масса конфигурации, t — безразмерная температура, ω — частота радиальных пульсаций, R — радиус конфигурации.

не идет, так как после выброса вещества угловая скорость становится меньше максимальной и остается меньше на всем пути эволюции до потери устойчивости.

Некоторое представление о характере истечения во времени можно получить, используя результаты работы [6], где рассчитаны времена остывания для белых карликов с массами до $1.1 M_{\odot}$. На рис. 3 приводится зависимость количества выброшенного вещества от времени.

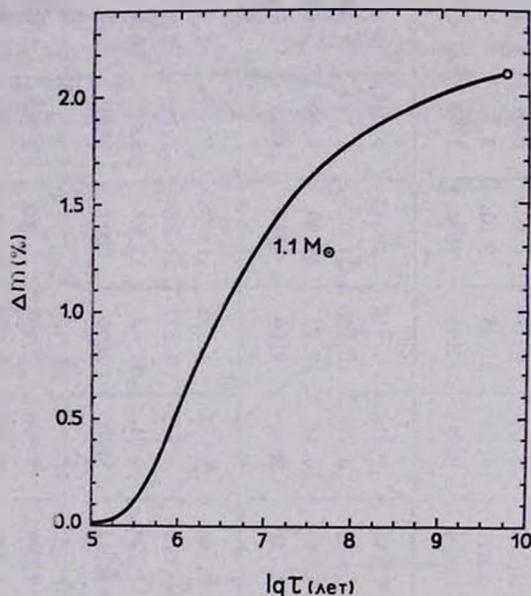


Рис. 3. Количество выброшенного вещества в процентах M_{\odot} в зависимости от времени для конфигурации с начальной массой $1.1 M_{\odot}$. Истечение начинается с $x_c = 4$.

Численные результаты приводятся в таблице.

Выражаю глубокую благодарность своему научному руководителю Ю. Л. Вартаняну, а также Г. С. Аджяну за ценные обсуждения.

Ереванский государственный
университет

THE EVOLUTION OF THE ROTATING WHITE DWARFS
WITH THE OUTFLOW OF THE MATTER

A. V. HOVSEPIAN

In this paper the outflow of matter due to rotation during the cooling of white dwarfs of masses $1 M_{\odot}$ to $3 M_{\odot}$ are considered by the energetic method. It is shown that as a result of the outflow during the cooling of a star the mass could be lost up to 10% M_{\odot} . For masses more than $2 M_{\odot}$ the outflow of matter stops due to a great loss of the angular momentum of rotation. The time dependence of the amount of matter for the mass $M = 1, 1 M_{\odot}$ is given.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ю. Л. Вартамян, А. В. Овсепян, *Астрофизика*, 7, 107, 1971.
2. Г. С. Бисноватый-Козан, *Астрон. ж.*, 43, 89, 1966.
3. Ю. Л. Вартамян, А. В. Овсепян, *Астрофизика*, 4, 643, 1968.
4. Ю. Л. Вартамян, А. В. Овсепян, *Астрофизика*, 6, 601, 1970.
5. Ю. Л. Вартамян, *Астрофизика*, 8, стр. 413, 1972.
6. Ю. Л. Вартамян, Г. С. Аджян, А. С. Арутюнян, *Астрон. ж.*, 60, 305, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

ФЕВРАЛЬ, 1974

ВЫПУСК 1

О ФОРМЕ ГАЗОВЫХ ВЫБРОСОВ В АКТИВНЫХ ГАЛАКТИКАХ

А. А. РУМЯНЦЕВ

Поступила 6 июля 1973

Пересмотрена 6 января 1974

Фронт сильной ударной волны, распространяющейся в газовой среде ядер галактик, деформированных вращением, принимает вытянутую в направлении полюсов форму. В том же направлении происходит преимущественное выбрасывание газа. Оценено влияние регулярного магнитного поля на форму сброшенной оболочки. В частности в случае тороидального поля возможно возникновение экваториальных кольцевых выбросов газа.

В центральных областях, или ядрах галактик типа галактики М 82 имели место процессы взрывообразного характера, сопровождавшиеся грандиозным энерговыделением и выбросом газа [1]. Отличительной особенностью этих взрывов является то обстоятельство, что газ выбрасывается преимущественно в полярных направлениях, то есть вдоль оси вращения галактики. Эта особенность, по-видимому, присуща и звездным взрывам, например, в случае Сверхновых, а может быть и Новых звезд [2].

Причина галактических взрывных процессов в настоящее время не выяснена и представляет собой весьма трудную, но важную проблему [3]. Однако естественно предположить, что движение газа в галактике М 82 обусловлено сильной ударной волной, образовавшейся при некотором взрывном процессе в центре галактики. В этом смысле ситуация аналогична той, которая имеет место и при звездном взрыве. Вращательная энергия ядра галактики, „заполненного“ звездами и газовой материей, может быть значительной и даже сравнимой с его гравитационной энергией. Поэтому ядро должен быть деформирован так, что убывание плотности газа к периферии от центра в направлении оси вращения происходит быстрее, чем в экваториальных на-

правлениях. Сильная ударная волна ускоряется в направлении убывания плотности тем эффективнее, чем быстрее происходит это убывание [4]. Более эффективным оказывается и ускорение газа градиентом давления в направлении полюсов после выхода фронта ударной волны из области ядра. Это, возможно, и определяет асимметрию фронта и газовых выбросов.

Приближенный аналитический расчет, осуществленный в работе автора [5] применительно к звездным моделям, по-видимому, подтверждает приведенные качественные соображения: выброшенная оболочка при взрыве во вращающейся звезде имеет [несимметричную форму даже в случае сферически-симметричного энерговыделения. В работе [6] не вычислялась сброшенная масса, однако посредством численного расчета показано, что фронт ударной волны действительно вытягивается в направлении полюсов при взрыве во вращающейся политропе.

Для оценки эффекта по порядку величины в случае ядра галактики M 82 мы воспользуемся результатами работы [5]. Если принять, что газ в ядре распределен согласно политропному закону и справедлива модель Роша для газа, то исходные аналитические зависимости, полученные в [5], могут быть перенесены на рассматриваемую систему.

Обозначим ω — отношение центробежной и гравитационной энергий ядра, индекс политропы n положим равным 3. Подчеркнем, что последнее предположение не влияет на порядковые оценки, важно лишь различие градиентов плотности газа в полюсном и перпендикулярном к нему направлениях. Положение элемента газа определим лагранжевой координатой m — отношением массы газа, заключенного в усеченном коническом столбе единичного телесного угла с основанием в элементе, к массе полного конического столба с вершиной в центре, так что $0 < m < 1$.

Пусть известны минимальное расстояние от центра r_0 и максимальная лагранжева координата $m_0(r_0)$ слоев газа, отрывающихся при взрыве от невозмущенного (вращением) политропного шара радиуса R .

При наличии вращения и при том же энерговыделении внутренние слои газа в оторвавшейся оболочке имеют лагранжевые координаты $m_1(\theta)$, θ — полярный угол. Согласно [5], относительное изменение

$$\delta m_1 = \frac{m_1 - m_0}{m_0} = \delta m + \frac{\delta u - \delta v_n + \delta k}{(u, m) + (v_n, m) + (k, m)}, \quad (1)$$

где величины вида $(u, m) \equiv |d \ln u| |d \ln m|_{r=r_0}$;

$$\begin{aligned} \delta m &= \Delta m / m_0; & \delta u &= \Delta u / u(m_0); & \delta k &= \Delta k / k_0; \\ \delta v_n &= \Delta v / v_n(m_0); & m_1 &\equiv m_1(\pi/2); \end{aligned}$$

$u(m_0)$ — скорость фронта в невозмущенной вращением модели; v_n — параболическая скорость, $k(m)$ — коэффициент, показывающий, во сколько раз ускоряется газ градиентом давления после прохождения фронта ударной волны; Δu , Δk , Δv_n — изменения соответствующих величин вследствие деформации шара вращением, Δm — изменение из-за вращения массы столба газа вне сферы радиуса r_0 .

Изменение скорости фронта сильной ударной волны по мере ее распространения в самых наружных слоях политропного шара, когда кривизна фронта незначительна, может быть найдено приближенно при использовании формулы Чизнела-Уизема [7, 8]:

$$u \sim \rho^{-k}, \quad (2)$$

где ρ — плотность газа, причем в рассматриваемой модели $\rho \sim m^{3/4}$, $\lambda(\gamma)$ — функция показателя адиабаты γ . Формула (2) получена для плоского фронта в так называемом локальном приближении, когда скорость каждого участка фронта определяется местным ходом плотности и не учитывается полное перераспределение давления газа во всей области, охваченной ударной волной. Тем не менее, сравнение с численными расчетами [9, 10] движения фронта в политропной модели показывает, что ошибка при использовании (2) не превышает 10% для области $r > 0.9 R$. Эта ошибка может быть несколько снижена, если воспользоваться уточненной функцией $\lambda(\gamma)$, полученной в работе [11], а именно следующей:

$$\lambda = \left(2 + \frac{\gamma + 1}{2} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} \right)^{-1}. \quad (3)$$

Что же касается кривизны фронта, то, как это показано С. А. Капланом [12], последняя может быть приближенно учтена, если положить $u \sim (\rho r^2)^{-\lambda}$, где r — текущий радиус фронта.

Непосредственный расчет и сравнение с таблицами для политропных моделей [13] показывают, что ход плотности по радиусу в политропном шаре индекса 3 можно аппроксимировать законом: $\rho = \rho_2 \exp(-r/r_1)$, где $0.1 R < r < 0.85 R$ и $r_1 \approx 0.1 R$ — высота одновородной атмосферы. Решая последнее уравнение относительно $r(\rho)$ и подставляя в формулу Каплана, положив в области отрыва $r = r_0$; $\rho = \rho_0$, мы снова приходим к формуле вида (2), но с модифицированным численным показателем в ней:

$$\lambda \rightarrow \lambda_0 = \lambda \left(1 - \frac{2 \ln \ln \rho_1 / \rho_0}{\ln \rho_1 / \rho_0} \right) > 0. \quad (4)$$

На оценках по порядку величин эта замена сказывается не сильно.

Конечно, и это последнее уточнение произведено в рамках локального приближения. По-видимому, пока эффекты кривизны невелики, отклонения от решения соответствующей пространственной задачи также не столь существенны.

Применительно к рассматриваемой модели это означает, что отрывающиеся слои газа должны находиться в наружных слоях ядра, то есть $m_0 \ll 1$, где как раз справедливо приближение Роша, и $\lambda_0 \approx \lambda$.

Как уже отмечено выше, в [6] (независимо от работы [5]) путем численного расчета показано, что перераспределение давления за фронтом таково, что газ ускоряется преимущественно в сторону быстрее убывания плотности. Этот эффект аналогичен, по существу, известному явлению „прорыва атмосферы“ [4].

Для расчета коэффициента $k(m)$ для $m > m_0$ то есть для оболочки, мы воспользуемся результатами работы [14], в которой приведена следующая интерполяционная формула:

$$k = (\gamma + 1/\gamma - 1) \frac{1.5}{1 + (n\lambda)^{-1}}; \quad (5)$$

отсюда видно, что коэффициент k практически не зависит от m в пределах оболочки. Кроме того, $k > 1$, то есть ускорение градиентом давления газа уже после прохождения фронта волны превалирует над гравитационным торможением выбросов оставшейся звездной и газовой массой. Аналогичные результаты получены и при анализе сброса оболочек Новых звезд в [15].

Изменение вследствие деформации коэффициента ускорения k в конечном счете связано с изменением эффективного индекса политропы в модели Роша. Согласно вычислениям [5], при $\theta = \pi/2$; $\delta k \approx -1.5 \lambda_0 \omega / L$; $4L = |\ln m_0|$; $\lambda = 1/5$; $\gamma = 5/3$; $(v_n, m) \approx (k, m) \approx 0$; $\omega < 1$; далее слагаемое $\delta m \approx -\delta u / (u, m)$; $(u, m) \approx 3\lambda_0/4$; при $\theta = 0$; $\delta k = \delta u = 0$. В результате находим отношение масс, сброшенных в одном и том же интервале телесного угла в экваториальном и полярном направлениях:

$$y = \frac{m_{\text{max}}}{m_0} \approx 1 + \delta m_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) = 1 - \frac{2\omega}{L m_0^{1/4}}. \quad (6)$$

Имея в виду предположения, на основе которых получена формула (6), можно, по-видимому, утверждать, что последняя верна, во всяком случае, по порядку величины, если $y > 0$.

При ω , приближающихся к единице, $y \rightarrow 0$. Это означает, что масса сбрасывается преимущественно в направлении полюсов. Напри-

мер, если $m_0 = 0.1$; $\omega = 0.1$; $\lambda_0 = \lambda/3$ (с использованием таблиц [13]), $y \approx 0.4$.

Оценим далее влияние магнитного поля на распространение фронта. Предположим, что магнитное поле является либо дипольным с осью симметрии, параллельной оси вращения, либо образует спиральную линию в экваториальном слое. Тогда в этом слое фронт ударной волны распространяется практически поперек силовых линий поля. Если магнитное поле достаточно слабое, так что величина $z = H_0^2/8\pi\rho$, равная отношению магнитного давления перед фронтом к полному давлению за фронтом, меньше единицы, то граничные условия на фронте сильной ударной волны имеют тот же вид, что и в отсутствие поля, но с перенормированным показателем адиабаты $\gamma \rightarrow \gamma_H = \gamma + \Delta\gamma_H$; $\Delta\gamma_H = 4\gamma z(2 - \gamma)/\gamma - 1$ [11].

Это приводит к изменению эффективного показателя в (2) $\lambda \rightarrow \lambda + \Delta\lambda_H$, где

$$\Delta\lambda_H = \frac{\lambda^2 z (\gamma + 1)}{\gamma - 1} \cdot \frac{3\gamma + 1 - 2\gamma^2}{\sqrt{2\gamma(\gamma - 1)}}. \quad (7)$$

Если $\gamma < 5/3$, то $\Delta\lambda_H > 0$, и если предположить, что магнитное поле мало изменяется в пределах высоты однородной атмосферы, то под влиянием магнитного поля фронт дополнительно ускоряется не в полярном, а в экваториальном направлении. Это явление аналогично ускорению звуковой волны поперек силовых линий поля [16]. Заранее ясно, и это подтверждают оценки [5], что эффекты вращения и магнитного поля конкурируют, если магнитная и центробежная энергии ядра сравнимы. Полагая для оценки диаметр ядра 30 пс [1], массу газа в нем $10^9 M_\odot$, скорость вращения $\sim v_n \sim 10^7 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$, найдем, что указанная сравнимость имеет место, если $H = 3 \cdot 10^{-6}$ э. При выполнении условия вмороженности $H \sim \rho^{2/3}$, если $\rho = 10^{-20}$; $10^{-25} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, соответственно в ядре и в среднем в галактике, то в последней $H \approx 10^{-6}$ э, что примерно соответствует наблюдениям.

Для того, чтобы оценить влияние магнитного поля на выброс оболочки, необходимо прежде всего рассмотреть соответствующее искажение формы и внутренней структуры политропной модели. Численные расчеты этих искажений в политропной структуре ($n = 3$) приведены, например, в работе [17]. В последней предположено, что магнитное поле внутри политропной модели имеет тороидальную,

$H_\varphi = H_0 (r/R) \sin \theta$, и полоидальную, $\vec{H}_p = (H_0/58) \text{ rot} (r \sin \theta \vec{e}_\varphi)$, компо-

ненты, \vec{e}_φ — азимутальный орт. Результаты расчетов таковы: невозможная функция Эмдена индекса 3 должна быть заменена на функцию

$$t = t_0 + 13.2 h_0 [1 + 0.1 P_2(\cos \theta)], \quad (8)$$

где P_2 — второй полином Лежандра, $h_0 < 1$ — отношение магнитной энергии политропы к ее гравитационной энергии. При этом плотность вещества $\rho \sim t^3$. В указанном магнитном поле система принимает форму вытянутого в направлении оси симметрии ($\theta = 0; \pi$) сфероида. Градиент плотности по абсолютной величине максимален в экваториальном, т. е. перпендикулярном к оси симметричному направлению, а не в полюсном, как это было при учете вращения. Разность относительных изменений плотностей в экваториальном и полюсном направлениях равна

$$\partial \rho_H = \frac{\Delta \rho_{\text{экв}} - \Delta \rho_{\text{пол}}}{\rho_0} = - \frac{5.9 h}{t_0(r_0)}. \quad (9)$$

К аналогичным результатам приводят и расчеты для чисто тороидальной структуры поля [18]. В общей постановке вопрос о влиянии магнитного поля на фигуру равновесия гравитирующей системы рассмотрен в [19]. В полоидальном поле, в принципе, возможны фигуры равновесия обоих типов — вытянутый и сплюснутый сфероиды, а в чисто тороидальном поле — вытянутый сфероид.

При получении формулы (9), как и выше, мы предположили, что невозмущенная (в отсутствие магнитного поля и вращения) гравитирующая система звезд и газа представляет собой политропную модель. При этом термодинамические параметры системы определяются, в конечном счете, функцией Эмдена [20]. Магнитное поле изменяет распределение, например, плотности межзвездной плазмы или газа $\Delta \rho$, не изменяя, по-видимому, структуры звездного каркаса, во всяком случае, именно это предположено здесь. Плотность $\rho_0(r)$ есть усредненная плотность вещества в керне.

Таким образом, на основании (2), (7), (9) можно, вероятно, сделать заключение, что фронт ударной волны, во всяком случае, при наличии тороидального магнитного поля, ускоряется преимущественно в экваториальном направлении. Однако при этом скорость газа за фронтом $v_H = 2u/(\gamma_H + 1)$ вследствие увеличения эффективного показателя адиабаты может и уменьшиться по сравнению со случаем отсутствия поля. Согласно [5], условие отрыва имеет вид: $v_n = 2ku/(\gamma_H + 1)$. Из этой формулы видно, что необходимо учитывать также дополнительное уменьшение коэффициента k при расширении газа вследствие увеличения эффективного показателя адиабаты. В конечном счете, это связано с торможением из-за натяжения силовых линий. В то же время вследствие изменения эффективного показателя политропы $\Delta n = -\partial \rho/L$

[5], в экваториальном направлении газ дополнительно ускоряется. Поэтому, учитывая все эти факторы, согласно (5), получим приближенно:

$$\delta k_H = \delta k_{\text{кин}} - \delta k_{\text{пол}} \approx -\frac{\delta \rho_H}{5L} + n \Delta \lambda_H - \frac{3\lambda_i}{1 + \lambda_n} \frac{\Delta \gamma_H}{\gamma^2 - 1}. \quad (10)$$

Далее следует воспользоваться формулой вида (1), в числитель дроби правой части которой следует добавить величину $\delta(\gamma_H + 1)$, учитывающую уменьшение скорости газа за фронтом. Остальные изменения в (1) при этом обусловлены магнитным полем, например, $\delta k \rightarrow \delta k_H$; $\delta u \rightarrow \delta u_H = -\lambda \delta \rho_H + 3L \Delta \lambda_H$ (см. (7), (9)). Вычисления с помощью указанных соотношений приводят к следующему результату для величины относительной разности масс:

$$y_H = \frac{m\left(\frac{\pi}{2}\right) - m(0)}{m_0} = \frac{4}{3\lambda} \left(\frac{4.74 h_0}{L m_0^{1/4}} - 3.35 z \right); \quad (11)$$

при этом принято $\gamma = 5/3$; $(u, m) = 3\lambda/4$; $i_0 \approx \lambda$; $|R - r_0| \ll R$.

Величина y_H может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Это зависит от соотношения величин h_0 и z . Величина $z \sim H_0^2 v_0^{-3/5}$, если $\lambda = 0,2$, причем z вычисляется в области отрыва. Если H_0 растет к периферии, то величина $z > h_0$ и $y_H < 0$. Если же $H_0 \sim v_0$, что также, по-видимому, возможно [18], то (11) приводит к результату $y_H > 0$, то есть масса сбрасывается преимущественно в экваториальном направлении.

Отсюда видно, что вопрос о влиянии магнитного поля на сброс оболочки крайне сложен и его решение зависит в очень сильной мере от структуры магнитного поля. Надеемся рассмотреть этот вопрос в дальнейшем более детально. Однако уже из приведенных ориентировочных оценок, по-видимому, следует, что магнитное поле может обусловить образование кольцевых выбросов газа в экваториальном направлении.

В заключение выражаю благодарность Ю. В. Вандакурову за указание на некоторые литературные источники.

Ленинградский политехнический институт
им. М. И. Калинина

ON THE FORM OF GASEOUS EJECTIONS IN THE ACTIVE GALAXIES

A. A. RUMYANTSEV

The front of the strong shock wave propagating in a gaseous medium of the galactic nuclei, deformed by their rotation, takes the form drawn out in the direction of poles. The matter is thrown off by the shock wave mainly in the same direction. In the presence of the magnetic field the equatorial ejections and belts could arise.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Внегалактическая астрономия, Наука, М., 1972 стр. 345.
2. Космическая газодинамика, под ред. Х. Д. Хабинга, Мир, М., 1972, стр. 283.
3. В. А. Амбарцумян, Проблемы современной космогонии, Наука, М., 1972.
4. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, Наука, М., 1966, стр. 634, 662.
5. А. А. Румянцев, Астрон. ж., 49, 744, 1972.
6. Y. Hashimoto, Progr. theor. phys., 47, 83, 1972.
7. R. F. Chisnell, Proc. Roy. Soc. A. 232, 350, 1955.
8. G. V. Whitham, J. fluid. mech., 4, 337, 1958.
9. В. С. Имшенник, Д. К. Надежин, Астрон. ж., 41, 829, 1964.
10. Д. К. Надежин, Д. А. Франк-Каменецкий, Астрон. ж., 42, 290, 1965.
11. А. А. Румянцев, Ж. техн. физ., 42, 2435, 1972.
12. С. А. Каплан, Астрон. ж., 44, 384, 1967.
13. К. У. Аллен, Астрофизические величины, ИЛ., М., 1960.
14. A. Sakurai, Comm. pure appl. math., 13, 353, 1960.
15. J. Hazlehurst, Adv. astron. astrophys., 1, 1, 1962.
16. Бай-Ши-И, Магнитная газодинамика и динамика плазмы, Мир, М., 1964.
17. S. K. Trehan, U. S. Mahinder, Ap. J., 171, 569, 1972.
18. N. K. Sinha, Austr. J. Phys., 21, 283, 1968.
19. Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян, Астрофизика, 8, 599, 1972.
20. К. Ф. Огородников, Динамика звездных систем, ГИФМЛ, М., 1958.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

ФЕВРАЛЬ, 1974

ВЫПУСК 1

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

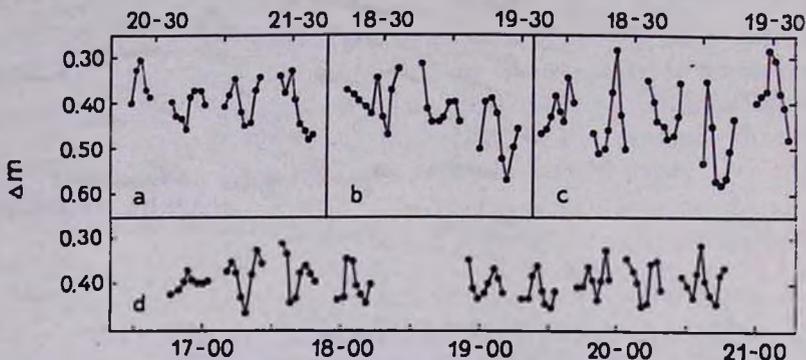
ОБНАРУЖЕНИЕ ПЕРЕМЕННОСТИ БЛЕСКА БЕЛОГО КАРЛИКА G 29—38

К настоящему времени известны три белых карлика из списка Эггена и Гринстейна [1], показывающие быстрые изменения блеска с малыми амплитудами: HL Tau—76, G 44—32 и R 548. Данные о них собраны в [2]; четвертая из обсуждающихся в [2] звезд, HZ 29, оказалась тесной двойной с очень коротким периодом [3], поэтому она должна быть исключена из числа переменных этой группы, являющихся вероятно, одиночными звездами.

Нами обнаружен еще один быстропеременный белый карлик G 29—38 = EG № 159 [1] и выполнено его предварительное фотометрическое исследование. Фотоэлектрические оценки блеска делались в течение четырех ночей, 22/23, 24/25, 27/28 октября и 3/4 ноября 1973 г., на 48 см рефлекторе АЗТ-14 Бюраканской станции АО ЛГУ в полосе чувствительности мультищелочного ФЭУ-79 без светофильтра. В качестве звезд сравнения и контрольной были выбраны расположенные в 5 минутах дуги к востоку от белого карлика две звезды, хорошо видимые на поисковой карте [4] как самые яркие в области. С ФЭУ-79 без фильтра контрольная звезда ярче звезды сравнения на $1^m121 \pm 0^m007$, а переменная слабее звезды сравнения в среднем на 0^m40 . Чтобы лучше выявить характер изменений блеска, мы регистрировали подряд 5—10 двухминутных отсчетов на переменную, после чего следовали отсчеты на звезду сравнения и на фон неба. Случайная ошибка единичной оценки блеска переменной не хуже 0^m02 .

Результаты наблюдений представлены на рис. 1, из которого, в частности, видно, что вариации блеска намного превосходят оце-

ненную ошибку, а потому вполне достоверны. По характеру и размаху они очень похожи на изменения блеска HL Tau—76 [5]. Анализ периодичностей, насколько его можно было выполнить по нашим сравнительно коротким рядам наблюдений, выявил следующее.



У.Т.

Рис. 1. Наблюдения блеска белого карлика G 29—38. Абсцисса — мировое время (час, мин.), ордината — разность звездных величин переменной и звезды сравнения. Части рисунка относятся к четырем ночам наблюдений: а — 22/23 октября, б — 24/25 октября, с — 27/28 октября, d — 3/4 ноября 1973 г.

1. В изменениях блеска прослеживаются два регулярных колебания, появляющихся одновременно. 22/23 октября отчетливо преобладало колебание с периодом 13.6 ± 0.2 мин и оно же, но с большей неопределенностью в оценке периода, наблюдалось 27/28 октября и, менее определенно, 24/25 октября.

2. Амплитуды периодических колебаний блеска $\sim 0^m05$. На эти колебания накладывается значительная дополнительная активность, возможно, нерегулярного характера.

3. Форма периодических составляющих, как видно из рис. 2, отличается от синусоидальной; максимум более острый, чем минимум, подъем блеска происходит за 0.45 периода, тогда как спад идет медленнее и занимает 0.55 периода. Заметим, что подобные свойства обычно присущи кривым блеска таких невырожденных пульсирующих звезд, как цефеиды, переменные типа δ Sct и т. п.

Б. Ласкер и Дж. Хессер [2] обратили внимание на замечательное сходство переменных белых карликов из списка Эггена и Гринстейна. В табл. 1 мы приводим основные наблюдательные характеристики этих звезд по более современным данным и теперь это сходство выявляется еще рельефнее. Особенно обращают на себя внимание

подобие цветов и примерно одинаковые отношения основных периодов. Определенное сходство прослеживается также в масштабе и форме световых кривых. На основании этих данных с высокой веро-

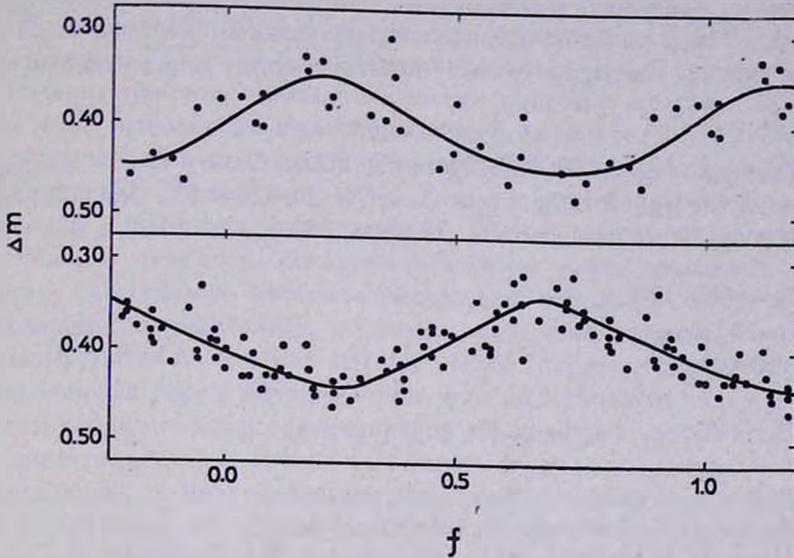


Рис. 2. Средние световые кривые белого карлика G 29—38. Ордината — как на рис. 1, абсцисса — фаза в долях периода от произвольного нуля-пункта. Вверху — наблюдения 22/23 октября, преобладает колебание с периодом 13.6 ± 0.2 мин. Внизу — наблюдения 27/28 октября, преобладает колебание с периодом 10.20 ± 0.05 мин. Разброс точек относительно проведенных от руки средних кривых превышает ошибку наблюдений и отражает дополнительную активность в излучении звезды.

ятностью можно заключить, что белые карлики из табл. 1 образуют довольно однородную группу переменных звезд нового типа. Причины переменности пока не установлены, но наблюдения, кажется, побуждают отдать предпочтение пульсационным механизмам.

Таблица 1

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕМЕННЫХ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

Звезда	EG №	V	B-V	U-B	Спектр	Периоды (сек)	Отношение периодов	Литература
R 548	10	14.1	+0.20	-0.54	DA	273 213	1.28	[2]
G 44-32	72	16.6	+0.29	-0.58	DC	1638 822 600	1.37	[6]
G 29-38	159	13.1	+0.20	-0.65	DA	816 612	1.33	
HL Tau-76	265	15.2	+0.20	-0.50	DA	746 494	1.51	[5]

Обнаруженный нами переменный белый карлик G 29—38 оказывается самым ярким среди этих редко встречающихся переменных звезд и может стать удобным объектом для дальнейших детальных исследований, включая многоцветные фотометрические и спектральные наблюдения с высоким временным разрешением. Без таких данных было бы весьма затруднительно понять природу переменности этих звезд.

Discovery of Light Variability in the White Dwarf G 29—38. Rapid variations in the light of the white dwarf G 29—38 = EG No. 159, have been observed with two periods 13.6 ± 0.2 min and 10.20 ± 0.05 min.

25 декабря 1973

Ленинградский государственный
университет

О. С. ШУЛОВ
Е. Н. КОПАЦКАЯ

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. O. J. Eggen, J. L. Greenstein, Ap. J., 141, 83, 1955.
2. B. M. Lasker, J. E. Hesser, Ap. J., 163, L 89, 1971.
3. J. Faulkner, B. P. Flannery, B. Warner, Ap. J., 175, L 79, 1972.
4. H. L. Glas, C. D. Slaughter, R. Burnham, Lowell Obs. Bull., 4, 136, 1959.
5. W. S. Fitch, Ap. J., 181, L 95, 1973.
6. B. M. Lasker, J. E. Hesser, Ap. J., 158, L 171, 1969.

НАБЛЮДЕНИЯ КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ HDE 226868 = Cyg X—1

Важной чертой предлагаемых сейчас моделей рентгеновских источников в тесных двойных системах является большое магнитное поле, приписываемое компактной звезде, излучающей рентген. При таких полях выходящее излучение может быть довольно сильно поляризованным, в частности, по кругу. К сожалению, наблюдения показывают, что оптическое излучение рентгеновского компонента много слабее неполяризованного излучения нормальной главной звезды, поэтому степень круговой поляризации света всей системы, вероятно, будет малой настолько, что ее можно надеяться обнаружить лишь вблизи предела точности измерений.

О наблюдениях круговой поляризации двойной звезды HDE 226868, отождествляемой с рентгеновским источником Cyg X—1, сообщалось

в [1—3]. Результаты работ [1, 2], по-видимому, в значительной мере ошибочны; более точные наблюдения Т. Герелса [3] показали, что круговая поляризация этой звезды не может существенно превосходить 0.1 % в ультрафиолетовой и сине-зеленой областях спектра.

В июне-ноябре 1973 г. на 48 см рефлекторе АЗТ-14 Бюраканской станции АО ЛГУ было выполнено более 100 наблюдений круговой поляризации этого объекта в шести цветовых полосах внутри области чувствительности мультищелочного фотокатода ФЭУ-79. В применявшуюся ранее методику наблюдений [2] были внесены существенные изменения. Измерения теперь делались при двух ориентациях поляриметра, различающихся точно на 90° по позиционному углу, что обеспечивало надежное исключение ложных эффектов линейной поляризации. Оставшаяся некомпенсированной небольшая часть линейной поляризации определялась в данном случае из наблюдений ярких звезд ϵ Ori (B0 Ia) и κ Cas (B1 Ia) через дополнительный поляроид, установленный перед поляриметром под позиционным углом 141° , соответствующим направлению линейной поляризации звезды HD 226868 [3] (спектральное пропускание поляроида вводило также некоторое „покраснение“ в излучение этих звезд и в какой-то мере устраняло отличие их цвета от цвета исследуемого объекта). Вычисленные на основе этих наблюдений поправки не превышали 0.02 %. Инструментальная поляризация была найдена из большого числа наблюдений звезд без поляризации и оказалась заметной только в ультрафиолетовой полосе; в остальных полосах она не превышала 0.02—0.03 %. Для наблюдений на длинах волн длиннее $\lambda = 0.48 \text{ мк}$ использовалась ахроматическая кварцевая четвертьволновая пластинка. Смысл знаков поляризации остался прежним: плюс соответствует вращению электрического вектора по часовой стрелке для наблюдателя, смотрящего на звезду.

Анализ полученных данных показал, что за время наших наблюдений какие-либо временные вариации круговой поляризации, превышающие $\sim 0.1 \%$, отсутствовали в каждой из использованных цветовых полос. Это позволило усреднить имеющиеся наблюдения для получения более точной зависимости поляризации от длины волны. Результаты приводятся на рис. 1, где горизонтальными отрезками показаны ширины цветовых полос по уровню реакции 0.5 от максимальной. Вертикальные отрезки изображают средние квадратичные ошибки, причем в них, кроме разброса самих наблюдений, включены также неопределенности от редукации за инструментальную поляризацию и ошибки от линейной поляризации.

Из рисунка видно, что круговая поляризация может быть признана статистически значимой только в полосе $\lambda = 0.63 \text{ мк}$; в остальных полосах отличие от нуля не превышает 2σ . Наши данные хорошо согласуются с результатами Т. Герелса [3], однако у Герелса наблюдения, к сожалению, сделаны лишь для эффективных длин волн короче $\sim 0.55 \text{ мк}$ и с несколько худшей точностью.

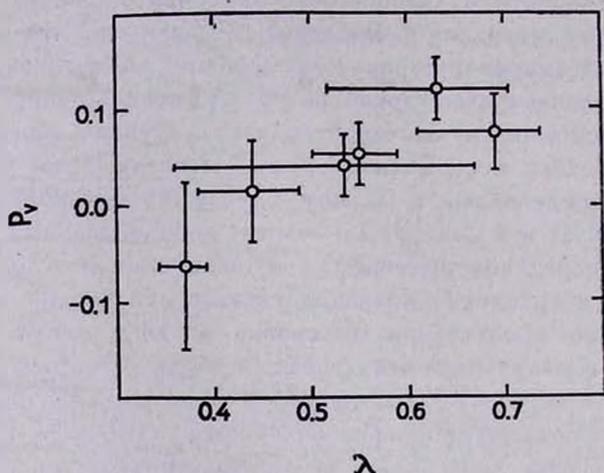


Рис. 1. Наблюдаемая зависимость круговой поляризации HDE 226868 от длины волны. Абсцисса — длина волны в микронах, ордината — степень поляризации в процентах. Остальные пояснения даны в тексте.

Несмотря на отсутствие статистически значимой поляризации в большинстве цветовых полос, довольно уверенно выявляется общая тенденция к возрастанию поляризации с ростом длины волны и именно это обстоятельство позволяет заподозрить, что круговая поляризация все же существует в оптическом излучении HDE 226868. Совершенно очевидно, что необходимо проверить этот результат с аппаратурой, реализующей точность порядка 0.01 %.

Если наблюдавшаяся нами зависимость круговой поляризации от длины волны реальна, то она не похожа на межзвездную, найденную недавно у ряда звезд с большой линейной межзвездной поляризацией [4]. Поэтому можно предположить, что заподозренная поляризация является собственной поляризацией системы HDE 226868. Ее возрастание с длиной волны могло бы быть обусловлено двумя при-

чинами. Во-первых, с ростом длины волны может возрасти контраст оптического излучения рентгеновской звезды по отношению к излучению нормального сверхгиганта, если спектр первого менее крутой. Во-вторых, сама круговая поляризация может возрасти с длиной волны, как в случае излучения оптически тонкой плазмы в сильном магнитном поле, например, газового облака вокруг компактного намагниченного компонента двойной системы.

Observations of the Circular Polarization in HDE 226868 = Cyg X-1. Observations suggest that the small circular polarization increasing with the wavelength may exist in HDE 226868, an optical counterpart of the X-ray source Cyg X-1.

18 февраля 1974

Ленинградский государственный
университет

О. С. ШУЛОВ
Е. Н. КОПАЦКАЯ

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. N. S. Nikulin, V. M. Kuvshinov, A. B. Severny, Ap. J., 170, L53, 1971.
2. О. С. Шулов, Е. Н. Копецкая, Астрон. цирку., № 741, 5, 1972.
3. T. Gehrels, Ap. J., 173, L23, 1972.
4. J. C. Kemp, R. D. Wolstencroft, Ap. J., 176, L115, 1972.

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ ДЕЙТЕРИЯ В ЯДРЕ ГАЛАКТИКИ

Открытие В. А. Амбарцумяном явления активности ядер галактик [1] выдвинуло в число важнейших проблем современной астрофизики проблему физики процессов, происходящих в галактических ядрах. Наблюдения ядер галактик в инфракрасном и радиодиапазонах показывают, что эти процессы характеризуются высокой яркостной температурой — до 10^{12} °К, что соответствует энергии частиц порядка 10^6 эв. Еще более высокие энергии частиц наблюдаются в космических лучах, происхождение которых, вероятно, также связано с процессами, происходящими в ядрах галактик. Если попытаться связать эти факты с известными физическими явлениями, то приходится сделать вывод, что активность галактических ядер может быть связана с превращением элементарных частиц, так как только в этом случае неизбежно объясняется наблюдаемая концентрация энергии. Один из таких процессов, распад π^0 -мезонов на два γ -кванта, как показано в [2], может быть ответственен за наблюдаемое в ядрах галактик

мощное инфракрасное излучение. Результатом этого процесса могут быть и некоторые другие явления, в частности, образование дейтерия в галактических ядрах. Это будет показано в настоящей заметке. Предположим, что в результате распада π^0 -мезонов в ядре галактики возникают γ -кванты в количестве N_γ в секунду, с энергией около 70 Мэв на каждый квант. Основными механизмами поглощения γ -квантов такой энергии являются образование пар и комптон-эффект, с эффективными сечениями порядка 10^{-26} см^2 [3]. В результате образования пар, как показано в [2], возникает инфракрасное излучение. В результате комптон-эффекта происходит уменьшение энергии γ -квантов. Когда энергия уменьшается до $20\text{--}40 \text{ Мэв}$, наряду с указанными выше механизмами, становится существенным еще один механизм поглощения γ -квантов, а именно, фоторасщепление He^4 [4]. Как показано в [4], эффективное сечение σ фоторасщепления He^4 с образованием дейтерия при энергии γ -квантов примерно 30 Мэв превышает 10^{-27} . Учитывая соотношение эффективных сечений конкурирующих процессов поглощения γ -квантов, а также среднюю распространенность атомов He^4 , можно подсчитать, что один из нескольких десятков γ -квантов участвует в фоторасщеплении He^4 . Количество образовавшихся атомов дейтерия на каждый γ -квант составит $\varepsilon l n_{\text{He}}$, где l — пробег γ -квантов, n_{He} — концентрация атомов He^4 .

Длину пробега γ -квантов можно оценить по порядку величины из соотношения $10^{-26} n \cdot l = 1$, то есть $l = 10^{26}/n$. Тогда полное число N_D атомов дейтерия, образовавшихся за время t , равно

$$N_D \approx N_\gamma t \varepsilon l n_{\text{He}}. \quad (1)$$

Концентрация образовавшегося дейтерия по отношению к водороду составит

$$\frac{n_D}{n_H} \approx N_\gamma t \frac{\sigma}{l} \cdot \frac{n_{\text{He}}}{n_H}, \quad (2)$$

Попытаемся применить соотношение (2) к ядру Галактики. Согласно наблюдениям в различных спектральных диапазонах, особенно в радио и инфракрасном, ядро Галактики является активным, хотя и не в такой степени, как ядра сейфертовских галактик. В ядре Галактики имеется газ, вытекающий оттуда в количестве примерно $1M_\odot$ в год [5]. Наблюдаемое в ядре Галактики инфракрасное излучение дает основание предположить, что там действует рассмотренный в [2] механизм трансформации γ -квантов в инфракрасные. Все это означает, что в ядре Галактики должно происходить образование дейтерия. Время t образования дейтерия можно принять равным времени, в течение ко-

торого газ остается в ядре. Это время примерно равно отношению M/m , где M — общая масса газа, находящегося в ядре, а m — количество газа, вытекающего из ядра в единицу времени. Длину пробега l также можно выразить через массу M , а именно, $l \approx 3 \cdot 10^{15} (M/M_{\odot})^{1/2}$. Подставляя в (2) это значение l , а также значение t и полагая $m = 1M_{\odot}/\text{год}$ [5], получим

$$\frac{n_D}{n_H} \approx 10^{-50} \frac{n_{He}}{n_H} N_{\gamma}. \quad (3)$$

Так как, согласно [2], γ -кванты ответственны за инфракрасное излучение ядра, то мощность $\varepsilon_{\gamma} N_{\gamma}$ γ -излучения должна быть больше мощности $P_{\text{ИК}}$ инфракрасного излучения. Согласно [6], $P_{\text{ИК}} \approx 10^{42}$ эрг/сек, следовательно, $N_{\gamma} \geq 10^{48}$ сек $^{-1}$. Полагая также $(n_{He}/n_H) \approx 10^{-1}$ [7], из уравнения (2) имеем

$$\frac{n_D}{n_H} \gtrsim 10^{-5}. \quad (4)$$

Это значение можно сравнить с наблюдательными данными [8]. Согласно [8], в направлении центра Галактики отношение n_D/n_H , вероятно, больше $3 \cdot 10^{-5}$. Такое значение концентрации дейтерия, как следует из (4), может быть объяснено рассмотренным здесь механизмом фоторасщепления He^4 . В то же время столь высокое содержание дейтерия не может быть объяснено термоядерными реакциями [7].

Исходя из энергетики активности галактических ядер, можно сделать предположение о том, что эта активность связана с превращениями элементарных частиц. Это предположение в некоторых случаях приводит к выводам, которые могут быть сопоставлены с наблюдениями. В случае инфракрасного излучения ядер галактик, как это показано в [2], и в случае содержания дейтерия в ядре Галактики, как это отмечено в настоящей заметке, эти выводы согласуются с наблюдательными данными.

В заключение приношу благодарность академику В. А. Амбарцумяну за обсуждение и ценные замечания.

On a Possible Mechanism of the Formation of Deuterium in the Nucleus of Galaxy. Some observational consequences of the possible γ -activity of galactic nuclei [2] are considered. The supposed γ -activity of the nucleus of our Galaxy permits to explain the high deuterium content in the direction of the galactic centre.

10 декабря 1973

Бюранская астрофизическая
обсерватория

Ю. К. МЕЛИК-АЛАВЕРДЯН

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, Изв. АН Арм.ССР, сер. физ.-мат. наук, 11, 9, 1958.
2. Ю. К. Мелик-Алавердян, *Астрофизика*, 9, 595, 1973.
3. С. Э. Бельский, Лавинные процессы в космических лучах, ОГИЗ—Гостехиздат, М.—Л., 1948.
4. E. G. Fuller, *Phys. Rev.*, 96, 1306, 1954.
5. J. H. Oort, *IAU Symp. No. 31*, 279, 1967.
6. W. G. Hoffman, C. L. Frederick, R. J. Emery, *Ap. J.*, 164, L 23, 1971.
7. Л. Аллер, Распространенность химических элементов, ИЛ, М., 1963.
8. D. A. Cesarzsky, A. T. Moffet, J. M. Pasachoff, *Ap. J.*, 180, L 1, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

ФЕВРАЛЬ, 1974

ВЫПУСК 1

ОБЗОРЫ

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

В. А. ГАГЕН-ТОРН

1. *Введение.* Первые поляризационные наблюдения спиральных туманностей были выполнены еще до установления их внегалактической природы и имели целью проверить, не является ли их излучение рассеянным излучением ядра (в этом случае должна наблюдаться радиальная поляризация). В 1912 г. Рейнольдс [1], проведя фотографические наблюдения в ньютоновском фокусе 26" рефлектора, нашел, что излучение спиральной туманности NGC 4826 поляризовано. Этот результат, однако, вызывал сомнения, поскольку не был произведен учет инструментальной поляризации, которая должна была появиться при отражении от диагонального зеркала. И действительно, дальнейшие более тщательные наблюдения Грина [2] его не подтвердили. Отсутствие поляризации было использовано Кёртисом [3] в качестве одного из аргументов в пользу внегалактической природы спиральных туманностей. Результаты Грина были подтверждены Мейером [4], который в 1920 г. опубликовал результаты поисков поляризации излучения в туманностях разных типов. Ни у одной из шести исследовавшихся им спиральных туманностей не было найдено поляризации, превышавшей ошибки наблюдений (которые составляли около 10 %). Аналогичный результат был получен для эллиптической туманности M 32.

В 1924—1925 гг. Хаббл [5], разложив на звезды спиральные рукава нескольких туманностей, окончательно доказал их внегалактическую природу, в связи с чем интерес к поляризационным на-

блюдениям спиральных туманностей заметно уменьшился. Следующая работа, посвященная этому вопросу, появилась лишь в 1935 г. Многочисленные неудачные попытки разложить на звезды эллиптические галактики побудили Смита [6] повторить поиски радиальной поляризации в М 32, улучшив методику наблюдений. Так же, как и Мейер, Смит получил отрицательный результат — в пределах точности его наблюдений (около 2%) поляризации не было найдено.

Таким образом, к началу 40-х годов, по существу, не было никаких данных о присутствии поляризации в излучении внегалактических объектов. Что же касается объектов нашей Галактики, то их поляризационные исследования, выполненные в конце 30-х — начале 40-х годов и, в особенности (в связи с внедрением в поляризационные наблюдения высокоточной фотоэлектрической методики), в конце 40-х — начале 50-х годов, дали интересные результаты. Это во многом способствовало развитию поляризационных исследований внегалактических объектов.

2. Основные направления поляризационных исследований.

а) В конце 30-х годов у нескольких светлых туманностей с непрерывным спектром была найдена радиальная поляризация, подтверждающая их отражательный характер. В целом ряде галактик имеются пылевые облака, в которых может происходить рассеяние света. Поляризационное излучение областей, содержащих эти облака, представляет несомненный интерес для сопоставления свойств пылевой материи этих галактик с пылевой составляющей нашей Галактики.

Поиски поляризации в области темных заливов в туманности Андромеды были предприняты в 1934 г. Эманом [7], сконструировавшим для этой цели специальный поляриграф. В северо-западной части туманности в районах пылевых включений была найдена заметная поляризация излучения. В двух областях, удаленных от ядра на 5.3 и 2.7, степень поляризации p оказалась равной 6.2 и 1.3%, соответственно, а направление преимущественных колебаний электрического вектора совпало с направлением на ядро галактики („отрицательная“ поляризация). В области, расположенной в 15" от ядра, была найдена противоположно направленная, „положительная“ поляризация ($p = 3.3\%$). Эман считал, что поляризация возникает при рассеянии излучения ядра в пылевых облаках. Ему удалось подобрать такое пространственное расположение облаков, что и положительная, и отрицательная поляризации оказались объясненными. При этом использовалась фазовая кривая для сферических частиц диаметром 0.2 μ .

б) В конце 40-х годов было обнаружено явление межзвездной поляризации, заключающееся в том, что пылевые облака, которые состоят из асимметричных ориентированных частиц, вносят поляризацию в проходящее излучение. Это вызвано более сильным поглощением излучения с электрическим вектором, направленным вдоль больших осей частиц. Поэтому прошедший свет оказывается линейно поляризованным с направлением электрического вектора, параллельным их малым осям. Наиболее вероятным механизмом ориентации сейчас признается механизм Дейвиса-Григштейна, согласно которому вращающиеся парамагнитные частицы выстраиваются магнитным полем так, что их малые оси располагаются вдоль магнитных силовых линий. Наблюдаемое направление электрического вектора дает, следовательно, направление магнитного поля. Мерой поляризующей способности пылевых облаков может служить отношение p/A_V , где A_V — полное визуальное поглощение. Поляризующая способность определяется, в частности, степенью ориентации частиц, которая, в свою очередь, зависит от напряженности магнитного поля. На основании поляризационных наблюдений звезд нашей Галактики было установлено, что в спиральных рукавах имеются крупномасштабные магнитные поля напряженностью 10^{-5} — 10^{-6} гс, направленные вдоль рукавов.

Открытие межзвездной поляризации повысило интерес к поляризационному изучению галактик, где этот эффект также мог быть обнаружен. Его поискам и изучению посвящено довольно много работ, которые мы обсудим в следующем разделе. Здесь отметим еще, что существование межзвездной поляризации усложняет исследование собственной поляризации излучения небесных объектов, поскольку наблюдаемая поляризация оказывается суммой собственной и межзвездной. Межзвездная поляризация особенно велика в зоне Млечного Пути и быстро уменьшается с удалением от плоскости Галактики. Внегалактические объекты, как известно, избегают зоны Млечного Пути, однако для галактик, расположенных на низких галактических широтах, учет межзвездной поляризации необходим.

в) В 1953 г. была выдвинута гипотеза о синхротронной природе оптического непрерывного излучения Крабовидной туманности. В случае однородного магнитного поля синхротронное излучение почти полностью поляризовано с направлением электрического вектора, перпендикулярным направлению магнитного поля. Выполненные с целью проверки этой гипотезы поляризационные наблюдения Крабовидной туманности показали, что в отдельных её участках степень поляризации в непрерывном спектре превышает 50 %, и подтвердили тем самым его синхротронную природу.

Существование подобных объектов в других галактиках вполне возможно. Поэтому, когда радиисточник Дева А был отождествлен с эллиптической галактикой М 87, в которой было найдено несколько голубых конденсаций, Шкловский [8] интерпретировал их как выброс из ядра галактики и указал на возможную синхротронную природу их излучения. Бааде [9] получил снимки галактики в поляризованном свете. В трех конденсациях была обнаружена сильная поляризация, причем направление электрического вектора у разных конденсаций оказалось различным. Пластинки не фотометрировались, но, согласно глазомерным оценкам Бааде, степень поляризации достигала 30%. Фотоэлектрические наблюдения струи в М 87 были выполнены Хильтнером [10] с двухканальным поляриметром. Было подтверждено различное направление магнитного поля в разных конденсациях, но степень поляризации при усреднении по площадкам диаметром 2" получилась около 12%.

Поскольку синхротронное излучение поляризовано (очень сильно, даже небольшой вклад его в суммарное излучение дает ощутимую поляризацию). Поэтому поляриметрические наблюдения оказываются очень ценными при поисках синхротронного излучения, присутствие которого весьма вероятно, например, в ядрах некоторых галактик. Не всегда, конечно, найденная поляризация свидетельствует о существовании оптического синхротронного излучения, но если её удастся связать с ним, это позволяет сразу же сделать некоторые заключения о физических условиях в объекте — о присутствии высокоэнергичных электронов, о наличии магнитного поля и его направлении.

3. Поляризационное изучение пылевой материи в галактиках. Уже вскоре после обнаружения межзвездной поляризации были сделаны попытки наблюдения аналогичного эффекта в других галактиках. Наиболее удобными объектами для этого несомненно являются видимые с ребра галактики, которые пересечены полосами темной материи. В 1951 г. Пейдж [11] фотоэлектрически наблюдал одну из таких галактик — NGC 4594. Из-за несовершенства аппаратуры точность наблюдений была невысокой, и Пейджу удалось установить только, что степень поляризации в темной полосе не превышает 4%.

В том же году Эльвиус [12] опубликовала результаты фотографических поляризационных наблюдений спиральной галактики NGC 5055, выполненных с поляриграфом Эмана. В темных заливах по обе стороны от ядра (плоскость галактики значительно наклонена к лучу зрения) была найдена поляризация с электрическим вектором, направленным вдоль темных полос. Степень поляризации составляла от 3.5% до 7.5%. Рассмотрев две возможности возникновения поляризации — при рассеянии на пыли излучения ярких центральных частей и при селек-

тивном по отношению к плоскости колебаний поглощения света, Эльвиус пришла к заключению, что в NGC 5055 наблюдается эффект, аналогичный эффекту межзвездной поляризации в нашей Галактике.

Несколько иные результаты были получены Эльвиус [13] для спиральной галактики NGC 7331, наблюдавшейся также с помощью поляриграфа. Если поляризация излучения на слабой стороне ничем не отличалась от того, что было получено для NGC 5055, то на яркой стороне была обнаружена противоположно направленная поляризация, степень которой составляла в среднем 2%. Эльвиус интерпретировала её как возникающую при рассеянии излучения ядра пылевыми частицами. При малых углах рассеяния в случае вытянутой индикатрисы количество рассеянного света может оказаться значительным и обусловить увеличение яркости более близкой стороны галактики. Если частицы асимметричны и ориентированы магнитным полем так же, как на удаленной стороне галактики, направление поляризации рассеянного света будет совпадать с наблюдаемым.

Почти все дальнейшие работы, связанные с изучением поляризации во внегалактических объектах, выполнены фотозлектрически. Это вполне понятно, так как поляризационные эффекты, как правило, невелики, а результаты фотографических наблюдений могут быть искажены трудно учитываемыми систематическими ошибками. Печального упоминания достойны, например, работы Вашакидзе [14—16], который, используя несовершенную фотографическую методику, нашел в ряде галактик поляризацию, достигающую 30%. Работы Эмана и Эльвиус, выполненные очень тщательно и использующие обширный наблюдательный материал, по-видимому, также не свободны от систематических ошибок, связанных с отсутствием учета поляризации фона неба. Во всяком случае, Хильтнер [17], наблюдавший фотозлектрически, не подтвердил существования „отрицательной“ поляризации в темных облаках к северо-западу от ядра туманности Андромеды.

Первые фотозлектрические наблюдения внегалактических туманностей (если не считать неудачной попытки Пейджа [11]) были выполнены Домбровским [18] в 1956 г. Размер диафрагмы составлял 2' и ошибка в определении степени поляризации не превосходила 1%. Из всех наблюдавшихся галактик лишь у NGC 3034 была найдена поляризация около 2% с электрическим вектором, параллельным большой оси галактики. Результаты Домбровского определенно не подтвердили результатов работ [14—16]. Большой размер диафрагмы не позволил, однако, изучить отдельные детали в галактиках.

В 1964 г. Эльвиус и Холл [19] опубликовали для целого ряда галактик результаты электрополяриметрических наблюдений, выполненных с сравнительно малыми диафрагмами (27" и 40"). Ошибка в оп-

ределении степени поляризации составляла около 0.5%. Значительная поляризация была обнаружена в районе темной полосы, пересекающей эллиптическую галактику NGC 5128 (Сеп А). После учета галактической межзвездной поляризации, найденной по наблюдениям далеких звезд нашей Галактики, оказалось, что степень собственной поляризации в районе полосы достигает 4%, а направление электрического вектора совпадает с направлением полосы. В областях, расположенных вне полосы, поляризации найдено не было. Таким образом, связь поляризации с пылевой материей не вызвала сомнений, и Эльвиус и Холл, приняв во внимание направление поляризации, заключили, что в NGC 5128 присутствует явление, аналогичное явлению межзвездной поляризации в нашей Галактике. Высокая степень поляризации говорит о весьма регулярном характере магнитного поля, направленного вдоль пылевых облаков, образующих темную полосу.

Поляризация, имеющая такое же происхождение, была найдена и в отдельных областях нескольких других галактик (NGC 224, NGC 3031, NGC 5195), хотя степень поляризации там оказалась меньше (1.0 — 2.5%). В спиральной галактике NGC 4565, видимой почти точно с ребра, в районе темной полосы поляризации найдено не было, что может указывать, например, на отсутствие регулярного магнитного поля.

В дальнейшем появились ещё две работы, посвященные поляризации. Одному изучению спиральных галактик. Аппенцеллер [20] провел электрополяриметрические наблюдения темных областей в галактиках NGC 3031 и NGC 5194, видимых под большим углом, и в исследовавшейся ранее Пейджем галактике NGC 4594, видимой с ребра. В первых двух галактиках в ряде областей была найдена поляризация около 1%, но направление её далеко не всегда совпадало с направлением темных полос. Поэтому Аппенцеллер считает, что эта поляризация объясняется присутствием в пылевых облаках рассеянного света ядра. В NGC 4594 на сей раз в полосе была обнаружена поляризация около 1% с электрическим вектором, направленным вдоль полосы. Ясно, что она вполне аналогична галактической межзвездной.

Такой же эффект был обнаружен Гаген-Торном [21] у наблюдаемой с ребра галактики NGC 7814. Фотоэлектрические наблюдения показали, что в районе полосы имеется заметная поляризация (от 1.7 до 2.6%) с направлением, совпадающим с направлением полосы. Было установлено, что степень поляризации уменьшается вдоль полосы с удалением от центра галактики. Именно такая картина должна наблюдаться, если частицы ориентированы в соответствии с механизмом Дейвиса-Гринштейна, поскольку в центре галактики луч зрения перпендикулярен силовым линиям магнитного поля, а на краях скользит вдоль них. Из рассмотрения давних работы [19] следует, что в темной полосе галактики

NGC 5128 также наблюдается уменьшение степени поляризации с удалением от центра галактики.

Таким образом, в результате поляризационных наблюдений отдельных областей галактик, выполненных в площадках размером в несколько десятков секунд дуги, было надежно установлено существование в других галактиках собственной межзвездной поляризации.

Для близких галактик, в которых удается выделить отдельные объекты, изучение собственной межзвездной поляризации может быть проведено более подробно с использованием всего хорошо разработанного аппарата исследования галактической межзвездной поляризации. Весьма подходящими для этой цели объектами являются шаровые скопления, излучение которых само по себе не должно быть поляризованным, а светимости заметно превышают светимости отдельных звезд. Электрополяриметрические наблюдения шаровых скоплений в М 31, достаточно хорошо изученных фотометрически, были проведены Хильтнером [17]. У нескольких из них была найдена поляризация. После внесения исправлений за незначительную галактическую межзвездную поляризацию, оказалось, что направление электрического вектора почти во всех случаях параллельно направлению расположенных поблизости темных заливов, а среднее значение отношения степени поляризации к поглощению, p/A_V составляет 0.03 в хорошем согласии с данными для удаленных ОВ-звезд нашей Галактики ($\overline{p/A_V} = 0.028$). Поскольку поляризующая способность пылевых облаков в М 31 не отличается от найденной для нашей Галактики, можно считать, что и свойства пылевых частиц и характер магнитного поля в спиральных рукавах М 31 аналогичны галактическим.

В ближайших к нам галактиках, Магеллановых Облаках, без особого труда удастся выделить отдельные звезды-гиганты и сверхгиганты. Для 30 звезд Большого Магелланового Облака (БМО) результаты поляризационных наблюдений были опубликованы в 1966 г. Висванатаном [22]. Галактическая межзвездная поляризация в направлении БМО, определенная по наблюдениям 5 далеких звезд нашей Галактики, оказалась малой. Было найдено, что у звезд БМО направление поляризации следует деталям БМО, представляющего собой пересеченную спираль, наблюдаемую анфас. У звезд, расположенных в области перемычки, электрический вектор параллелен ей; в области же рукавов — их направлению. Зависимость поляризации от длины волны и максимальное значение p/A_V оказались такими же, как для галактической межзвездной поляризации. Поэтому поляризация излучения звезд БМО была сочтена собственной межзвездной поляризацией БМО, и направление её было отождествлено с направлением магнитного поля. Среднее

значение $\overline{p/A_V}$ оказалось равным 0.05 — больше, чем в нашей Галактике (0.028). Это легко понять, потому что БМО расположено таким образом, что луч зрения всегда перпендикулярен направлению магнитного поля. Напряженность поля была оценена в $3 \cdot 10^{-5}$ гс.

Висванатан выполнил также несколько наблюдений протяженных областей БМО диаметром $20''$ и не нашел в них поляризации, превышающей 1%. Это совершенно определено не подтвердило результатов вышедшей в 1962 г. работы Уолстенкрофта [23], который, наблюдая фотоэлектрически, нашел, что интегральное излучение БМО поляризовано примерно на 30% (!). Результат этот говорит только о том, что не следует вести поляризационные наблюдения с экспедиционным оборудованием, как это делал Уолстенкрофт.

В 1970 г. одновременно появились работы Мэтьюсона и Форда [24, 25] и Шмидта [26], посвященные поляризационному исследованию Магеллановых Облаков. Мэтьюсон и Форд получили наблюдения большого числа отдельных звезд, Шмидт же, уделив наблюдениям звезд меньше внимания, сделал упор на поверхностную электрополяриметрию. Им было найдено, что при усреднении по площадке диаметром $10'$, степень поляризации нигде не превосходит 2%. Выводы, сделанные в обеих работах, полностью совпадают. Для БМО подтверждены результаты Висванатана; найдено, что Магеллановы Облака связаны крупномасштабным магнитным полем; в области эмиссионного комплекса 30 Dor в БМО имеется локальное магнитное поле большей напряженности.

В заключение раздела перечислим основные достижения поляризационных исследований пылевой составляющей галактик:

а) Обнаружены пылевые облака, которые, подобно галактическим отражательным туманностям, светятся, рассеивая излучение ядерных областей галактик.

б) Установлено существование собственной межзвездной поляризации в других галактиках.

в) Найдено почти полное сходство её с галактической межзвездной поляризацией, из чего следует, что свойства пылевых частиц, а также напряженность магнитных полей в галактиках и их направление относительно спиральных рукавов примерно такие же, как в нашей Галактике.

г) Доказано существование межгалактического магнитного поля, связывающего Магеллановы Облака.

4. *Поляризационное изучение пекулярной галактики М 82.* Пекулярная галактика М 82 (NGC 3034) во многих отношениях представляет собой уникальный объект, в частности по своим поляриза-

ционными характеристикам. В разделе 3 уже указывалось, что существование поляризации в её излучении удалось обнаружить даже при наблюдениях с диафрагмой диаметром 2' [18]. Этот результат был подтвержден дополнительными наблюдениями [27], однако никаких определенных заключений из-за ограниченности наблюдательного материала сделано не было. Работы [18, 27] остались, по-видимому, незамеченными.

В 1961 г. Линдс [28], построив в интервале 0.158—3.2 Гц радиоспектр источника 3С 231, отождествленного им с галактикой М 82, нашел, что он такой же плоский (спектральный индекс $\alpha = -0.23$), как у Крабовидной туманности. Линдс указал на возможное присутствие в М 82 оптического синхротронного излучения и подчеркнул, что обнаружение поляризации оптического излучения М 82 могло бы подтвердить это его предположение.

В 1962 г. Эльвиус [29], выполнив фотоэлектрические наблюдения с диафрагмами 27" и 40", нашла, что излучение периферийных областей М 82 очень сильно поляризовано. Степень поляризации возрастает с удалением от центра галактики и особенно велика (до 16%) в направлении малой оси. Электрический вектор примерно перпендикулярен направлению на центр галактики. Эльвиус отвергла возможность объяснения найденной ею поляризации присутствием оптического синхротронного излучения на том основании, что радиопоток от М 82 на два порядка меньше, чем от Крабовидной туманности и, следовательно, поток оптического синхротронного излучения должен быть тоже меньше в 100 раз. Но в оптическом диапазоне потоки от обоих объектов примерно равны, и синхротронное излучение, даже если оно полностью поляризовано, не может дать в интегральном излучении галактики поляризации больше 1%. Из результатов же наблюдений следует, что интегральное излучение М 82 поляризовано не меньше, чем на 3% (обращает на себя внимание согласие этой оценки с результатами работы [27]). Эльвиус объяснила найденную ею поляризацию рассеянием излучения ярких центральных частей галактики в пылевых облаках, составляющих гало галактики. Она отметила, что существование волокон в периферийных областях, возможно, свидетельствует о наличии общего магнитного поля галактики типа диполя. В этом случае асимметричные пылевые частицы должны ориентироваться этим полем так, что их малые оси будут направлены на центр галактики. Излучение, рассеиваемое такими частицами, должно быть сильно поляризовано с направлением электрического вектора, совпадающим с наблюдаемым.

Иной точки зрения на объяснение найденной Эльвиус поляризации придерживались Линдс и Сандейдж [30]. Основанием для этого послужили их спектральные и фотометрические наблюдения, резуль-

таты которых мы коротко изложим. На спектрограммах, полученных с щелью, расположенной вдоль малой оси галактики, в области, где наблюдается высокая степень поляризации, были обнаружены эмиссионные линии (H_{α} , [N II] и др.), не перпендикулярные к направлению дисперсии. Поскольку ранее по изучению абсорбционного спектра галактики было установлено, что она вращается вокруг малой оси, существование наклона линий было объяснено движением газовых масс от центра галактики со скоростями порядка 1000 км/сек . Иными словами было сделано заключение о взрыве в ядре M 82. Прямые снимки с интерференционным H_{α} фильтром показали, что волокнистая структура простирается на большие расстояния от плоскости галактики. Было найдено, что волокна дают также непрерывное излучение, и получена оценка потока этого излучения в оптической области.

Линдс и Сандейдж считали, что волокна связаны с магнитными полями, а их непрерывное излучение имеет синхротронную природу, причем обусловлено релятивистскими электронами, выброшенными при взрыве и движущимися в этих полях. Экстраполяция радиоспектра на оптическую область дала значение потока, согласующееся с их оценкой. Поляризация приписывалась синхротронному излучению волокон. Поскольку волокна в большинстве своем направлены радиально, направление электрического вектора, которое должно быть перпендикулярно направлению поля, оказывается как раз таким, какое было найдено Эльвиус.

В 1964 г. Сандейдж и Миллер [31] опубликовали полученные с помощью суммирования негативов фотографии M 82, на которых были выявлены самые удаленные волокна. Сравнение фотографий, снятых в лучах H_{α} и в непрерывном спектре, показало, что в галактике имеются волокна, излучающие только в непрерывном спектре. Сопоставление же снимков, полученных с поляридом, плоскость пропускания которого в одном случае совпадала с направлением малой оси, а в другом — была ей перпендикулярна, привело Сандейджа и Миллера к заключению о присутствии во внешних волокнах почти полной поляризации в непрерывном спектре, поскольку на первом снимке волокна были практически незаметны. Естественно, что почти полная поляризация была использована в качестве аргумента в пользу синхротронной природы излучения волокон.

Вскоре, однако, были выполнены новые наблюдения в радиодиапазоне, поставившие под сомнение существование оптического синхротронного излучения в волокнах. Дент и Хаддок [32] нашли, что в области 8 Гц радиоспектр 3C 231 становится более крутым. В 1966 г. Эльвиус в докладе на симпозиуме MАС № 29 [33] отметила, что

теперь уже экстраполяция радиоспектра на оптическую область дает поток, недостаточный для объяснения наблюдаемой поляризации. В докладе Шейкшфта [34] было указано, что радиисточник 3С 231, вообще, локализован в центральной части М 82, так что радиоизлучение от волокнистой структуры должно быть уменьшено еще как минимум на порядок. Таким образом, один из основных аргументов Линдса и Сандейджа — возможность экстраполяции радиоспектра на оптическую область — оказался несостоятельным. Эльвиус отметила также, что в одном из участков волокнистой структуры, где волокна направлены, грубо говоря, перпендикулярно малой оси, направление колебаний электрического вектора совпадает с направлением волокон. Этого не должно быть, если волокна следуют направлению магнитного поля и светятся за счет синхротронного излучения. В случае же рассеяния должно наблюдаться как раз такое направление колебаний. Эльвиус, по-прежнему, настаивала на возникновении поляризации при рассеянии на пыли.

В 1968 г. Гаген-Торн [35] опубликовал результаты фотографических поляризационных наблюдений М 82. Была осуществлена привязка к фотовольтрическим данным Эльвиус [29], так что систематические ошибки в определении степени поляризации не превышали 3%, случайные же могли достигать в области слабосветящихся волокон 15—20%. Внешние волокна не были изучены, но в измеренных участках, включающих внутреннюю часть волокнистой структуры, степень поляризации нигде не превышала 30—35%. Было отмечено, что из-за крайней слабости внешних волокон Сандейдж и Миллер вполне могли принять поляризацию порядка 50% за полную. В области отдельных волокон не было замечено увеличения степени поляризации, как это должно было бы быть, если бы они светились за счет синхротронного излучения. Автор пришел к заключению, что поляризация возникает при рассеянии и указал, что наряду с рассеянием на пыли, некоторую роль может играть рассеяние на свободных электронах, которые должны присутствовать в области волокон, светящихся в H_α .

В 1969 г. появились еще три работы, посвященные поляризационному изучению М 82. Золингер [36] пришел к заключению, что одно лишь рассеяние света ядра свободными электронами (независимо от присутствия пыли) может объяснить наблюдаемую поляризацию. Появление свободных электронов он связал с прохождением ударной волны, возникшей при взрыве в ядре галактики. Эльвиус [37], наблюдая со сканирующим фотовольтрическим поляриметром, не нашла увеличения степени поляризации в сильном волокне, расположенном

в северной части галактики. Сандейдж и Висванатан [38] привели результаты фотоэлектрических поляризационных наблюдений весьма удаленных волокон. Не зная о результатах новых радионаблюдений, они по-прежнему считали излучение волокон синхротронным и использовали свои наблюдения для получения картины распределения магнитных полей во внешних частях М 82. В примечании при корректуре они указали, правда, что их наблюдения не противоречат гипотезе о возникновении поляризации при рассеянии на свободных электронах. Появление этого примечания было вызвано тем, что они ознакомились с работой Золингера [36], который использовал данные работ [32, 34].

Абсолютно неожиданный результат был получен Висванатаном в 1970 г. В предварительном сообщении [39] он указал, что при выполнении поляризационных наблюдений в H_{α} , в области волокон была найдена поляризация, не отличающаяся от поляризации в непрерывном спектре. Это сразу же поставило крест на гипотезе о синхротронной природе излучения волокон. В [39] Висванатан соглашается с тем, что поляризация во внешних областях М 82 объясняется рассеянием.

Обнаружение поляризации H_{α} -излучения волокнистой структуры имеет, однако, гораздо более глубокие последствия и, возможно, заставит пересмотреть представление об М 82 как о взрывающейся галактике. Равенство степени поляризации излучения в непрерывном спектре и в H_{α} указывает на отсутствие собственного H_{α} -излучения волокнистой структуры. В связи с этим возникают очень серьезные трудности с объяснением поля скоростей в М 82 [40—42]. Если бы вещество волокон было выброшено при взрыве и двигалось от ядра, то на спектрограммах, полученных при положении щели спектрографа вдоль малой оси галактики, был бы замечен излом линии H_{α} , тогда как наблюдается ее наклон. Наклон этот в свете поляризационных наблюдений уже нельзя интерпретировать как следствие движения вещества от ядра галактики. Сандерс и Баламор [40] считают, что в М 82, возможно, имеют место движения, аналогичные движению газовых облаков, наблюдаемых в нашей Галактике в высоких галактических широтах (выброс под углом к плоскости галактики и последующее падение вещества в область галактического диска); Хеккаторн [41] пытается объяснить наклон линии вращением рассеивающего вещества; Эльвиус [42] делает довольно искусственное, на наш взгляд, предположение о том, что М 82 при своем движении встретилась с гигантским пылевым облаком и частично вовлекла его в движение. Авторы [40, 41] так же, как и Эльвиус, считают, что рассеивающим веществом является пыль, а не свободные электроны. Основанием для этого служит узость линии H_{α} . Если бы рассеяние про-

исходило на свободных электронах, так или иначе выброшенных из ядра галактики, то дисперсия скоростей в электронном облаке была бы значительной, что привело бы к расширению линии H_2 .

В 1972 г. Висванатан и Сандейдж [43] опубликовали работу, в которой сообщаются результаты новых поляризационных и фотометрических наблюдений М 82 и подводятся некоторые итоги ее исследования. В прямом фокусе 200" телескопа были получены дополнительные поляризационные наблюдения нескольких областей, выбранных таким образом, чтобы направление волокон в них возможно больше отличалось от радиального. Ранее мы отмечали, что Эльвиус [33] уже нашла для одной из областей во внутренней части волокнистой структуры поляризацию, направленную вдоль волокон. Новые наблюдения Висванатана и Сандейджа, относящиеся к самым внешним волокнам, также показали, что направление колебаний не перпендикулярно направлению волокон (как это должно быть в случае присутствия синхротронного излучения), но вполне согласуется с гипотезой о возникновении поляризации в непрерывном спектре при рассеянии.

Висванатан и Сандейдж приводят далее результаты поляризационных наблюдений в H_2 , выполненных в 1970 г. для одного из волокон с помощью многоканального спектрометра в касегреновском фокусе 200" телескопа. В канале, центрированном на H_2 , было получено $p = 27 \pm \pm 3\%$, $\theta_0 = 50 \pm 3^\circ$; значения же параметров поляризации в непрерывном спектре, найденные как среднее для двух соседних каналов, оказались $p = 25 \pm 5\%$, $\theta_0 = 50 \pm 5^\circ$ (в хорошем согласии с результатами наблюдений этой области, полученными в прямом фокусе 200" телескопа). Излучение H_2 составляло около 85% общего излучения, регистрируемого в канале, центрированном на H_2 . На основании этих данных делается естественное заключение о свечении волокон и в H_2 , и в непрерывном спектре за счет рассеяния излучения ядерных областей.

Авторы указывают еще на два обстоятельства, подтверждающие этот вывод. Первое — это хорошее согласие эквивалентной ширины H_2 , найденной ими для области волокон ($W = 220 \text{ \AA}$), с эквивалентной шириной ее в центральной части М 82 по оценке Пеймберта и Спинрада [44] ($W = 270 \text{ \AA}$). Второе — неизменность отношения интенсивностей $I_{H_2}/I_{[III]}$ в разных участках волокнистой структуры (1.80 ± 0.4) и совпадение его с соответствующим отношением для центра М 82 (1.86 [44]). Отмечается также, что противоречащий гипотезе о рассеянии результат работы Сандейджа и Миллера [31] о существовании волокон, светящихся только в непрерывном спектре, как удалось установить при повторном тщательном просмотре пластинок, неверен — в непрерывном спектре и в H_2 светятся одни и те же волокна.

Для выяснения, что же именно рассеивает излучение ядра — пыль или свободные электроны — была изучена зависимость $p(\lambda)$ в интервале $3585 \text{ \AA} < \lambda < 8000 \text{ \AA}$. Были найдены параметры поляризации по данным всех 13 каналов, использовавшихся при наблюдениях с многоканальным спектрометром. Оказалось, что в пределах ошибок ни степень поляризации, ни ее направление не зависят от длины волны. Поскольку у галактических отражательных туманностей степень поляризации возрастает с увеличением λ , Висванатан и Сандейдж заключают, что рассеивающие частицы не могут быть пылевыми (либо они должны быть очень крупными). Распределение энергии в двух волокнах, найденное авторами [43], очень хорошо согласуется с предсказанным О'Коннеллом [45] по абсорбционному спектру центральной части М 82, а также с полученным из наблюдений для центра М 82 после внесения поправки за поглощение $A_V = 2.78$. Это указывает на нейтральность рассеяния света в волокнах. Висванатан и Сандейдж считают поэтому, что рассеяние происходит на свободных электронах. Массу их в гало они оценивают в $2 \cdot 10^4 M_\odot$.

Висванатан и Сандейдж заканчивают статью перечислением трудностей, с которыми встречается гипотеза о рассеянии излучения ядра свободными электронами. Основная из них состоит в том, что неясно, как попали в гало свободные электроны, поскольку поле скоростей не подтверждает движения рассеивающих частиц от центра галактики. Узость линии H_α ($\sim 6 \text{ \AA}$) указывает на дисперсию скоростей, равную 300 км/сек , что соответствует электронной температуре $T_e < 6000 \text{ }^\circ\text{K}$. Отсутствие рекомбинационного излучения в волокнах, которое должно было бы быть при таких температурах, говорит о том, что в них нет протонов. Совершенно непонятно, как могла сложиться такая ситуация.

Трудности эти настолько серьезны, что, на наш взгляд, преждевременно отказываться от возможности объяснения свечения волокон рассеянием на пыли, тем более, что сейчас, по-видимому, нет наблюдательных фактов, свидетельствующих против рассеяния на крупных пылинках. Проблему свечения волокнистой структуры в М 82 никоим образом нельзя считать решенной.

В самое последнее время появилась работа [46], авторы которой указывают, что поляризованное H_α -излучение может испускаться самими волокнами (что снимает трудности, связанные с полем скоростей) в результате возбуждения водородных атомов направленным L_α -излучением ядра. В случае М 82 геометрия такова, что степень поляризации может достигнуть приблизительно 30%, а направление колебаний будет совпадать с наблюдаемым. Недостатком предложен-

ной модели является необходимость привлечения какого-то иного механизма для объяснения точно такой же по величине и направлению поляризации в непрерывном спектре.

5. *Поляризационное изучение компактных внегалактических объектов.* В этом разделе мы обсудим результаты поляризационного исследования компактных внегалактических объектов, под которыми мы будем понимать ядерные области нормальных и сейфертовских галактик, радиогалактики типа N и квазизвездные объекты (КЗО). Несмотря на то, что Шкловский [47] еще в 1965 г. указал на сходство между ядрами сейфертовских галактик и КЗО (сейчас с этим соглашается большая часть астрофизиков), исследование этих объектов долгое время проводилось по отдельности и разными наблюдателями. Мы для удобства изложения сохраним это разделение, но будем иметь в виду, что оно чисто условно хотя бы потому, что имеются объекты, которые разные авторы относят к разным группам: 3С 120, например, относят и к сейфертовским и к N-галактикам, В 264 и к КЗО и к N-галактикам и т. д.

Все наблюдения компактных внегалактических объектов выполнялись фотозлектрически, поскольку степень поляризации их излучения, как правило, невелика и для получения уверенных результатов необходима высокая точность наблюдений.

а) *Ядерные области нормальных галактик.* Еще совсем недавно существование поляризации излучения ядер нормальных галактик казалось настолько невероятным, что ядерные области некоторых спиральных и эллиптических галактик использовались в качестве стандартных объектов с нулевой собственной поляризацией при внесении поправок за галактическую межзвездную поляризацию и инструментальные эффекты [17, 29, 48]. В дальнейшем выяснилось, однако, что в излучении ядерных областей некоторых нормальных галактик имеется небольшая собственная поляризация ($p \leq 1\%$), вполне обнаружимая при тщательных фотозлектрических измерениях.

В ходе первых наблюдений, выполненных в 1956 г. Домбровским [18] с диафрагмой 2', поляризации излучения ядерных областей найдено не было, что вполне понятно, так как вклад собственно ядер в общее излучение, регистрируемое с такой большой диафрагмой, невелик; ошибки же в определении степени поляризации составляли около 1%. Эльвиус и Холл [19] провели более точные ($\sigma_p \approx 0.5\%$) наблюдения, используя значительно меньшие диафрагмы. Им удалось обнаружить поляризацию излучения ядерных областей ряда галактик, в частности, для М 31 и ее спутников была найдена поляризация

около 1% при позиционном угле, близком к направлению галактического экватора. Эльвиус и Холл сочли поэтому найденную ими поляризацию галактической межзвездной.

Это объяснение вряд ли можно считать состоятельным, поскольку на галактической широте М 31 ($b \approx -20^\circ$) не должно быть такой большой межзвездной поляризации. Существование же собственной поляризации ядер может иметь далеко идущие последствия, в связи с чем Домбровский и Гаген-Торн [49] провели повторные наблюдения М 31 и ее спутников. Результаты работы [19] не были подтверждены. Было найдено, что степень поляризации не превышает 0.3%. Такую поляризацию уже можно считать галактической межзвездной, тем более, что направление ее почти в точности совпадает с направлением галактического экватора, а степень поляризации не зависит от размера использованных при наблюдениях диафрагм (13, 26, 52").

В работе [49], а также в продолжающей ее работе [50] приводятся результаты поляризационных наблюдений ядерных областей еще нескольких нормальных галактик, и для части из них найдена поляризация порядка 1%. Результаты работ [19, 49, 50] показывают, что поляризация излучения ядерных областей обнаруживается у нормальных галактик лишь в тех случаях, когда имеются указания на существование в околоядерных областях большого количества пыли. Она либо видна непосредственно (NGC 4565, NGC 7814), либо проявляет себя, вызывая аномальное покраснение ядер (М 33, NGC 5195, NGC 7331). Выполненные к настоящему времени оптические поляризационные наблюдения не дают никаких свидетельств существования в ядрах нормальных галактик нетеплового излучения.

б) *Ядра сейфертовских галактик.* Поиски поляризации оптического излучения в ядрах сейфертовских галактик были начаты в 1964 г. Уокером [51], который обнаружил значительный избыток ультрафиолетового излучения в ядре галактики NGC 1068. Тогда уже было известно, что эта галактика является радиогалактикой, дающей синхротронное излучение на метровых и длинных сантиметровых волнах, и Уокер предположил, что это излучение может простираться и на оптическую область спектра. Наблюдения выполнялись с диафрагмой диаметром 10". В ультрафиолетовой области спектра была найдена очень сильная поляризация — $p_U = 13\%$, $\theta_0 = 90^\circ$; в визуальной области поляризация оказалась гораздо более слабой ($p_V = 3\%$). У четырех других сейфертовских галактик поляризации обнаружено не было. В 1966 г. в докладе на симпозиуме МАС № 29 [52] Уокер привел уточненные данные для NGC 1068 ($p_U = 8.8\%$,

$\theta_0 = 98^\circ$; $p_V < 0.5\%$). В качестве подтверждения были приведены результаты наблюдений Эльвиус и Холла ($p_U = 5.5\%$, $\theta_0 = 99^\circ$; $p_V = 2\%$), о которых они сообщали в [53], Уокер доложил о существовании поляризации и у другой сейфертовской галактики, NGC 1275 и обратил внимание на то, что она так же, как NGC 1068, является радиогалактикой. В 1966 г. на присутствие поляризации в излучении ядер галактик NGC 1068 и NGC 1275 указали также Дибай и Шаховской [54], однако найденная ими степень поляризации была заметно меньше, чем у Уокера.

В 1967 г. Гаген-Торн и Домбровский [55], выполнив поляризационные наблюдения ядерных областей семи из восьми известных тогда сейфертовских галактик, нашли, что излучение шести из них поляризовано (не наблюдалась NGC 5548 и не было найдено поляризации у NGC 3516). Для NGC 1068 и NGC 1275 данные [55] достаточно хорошо согласовались с данными [54], хотя направление поляризации для NGC 1275 и отличалось примерно на 40° . У галактик NGC 3227, 4051, 7469 степень поляризации оказалась в пределах $0.5 - 1.0\%$ (при ошибке определения 0.3%). Совершенно уверенно было установлено существование поляризации излучения ядерной области галактики NGC 4151 ($p \approx 1.5\%$, $\theta_0 \approx 95^\circ$), не являющейся радиогалактикой (слабое радиоизлучение ее на длинных и средних радиоволнах тогда еще не было зарегистрировано).

Имевшиеся к концу 1967 г. поляризационные данные о ядерных областях сейфертовских галактик были обсуждены Домбровским и Гаген-Торном [49]. Было отмечено, что найденная поляризация не может быть межзвездной, поскольку почти все галактики расположены в высоких галактических широтах. Даже для NGC 1275 ($b = -12^\circ$) наблюдаемая поляризация более чем вдвое превышает ожидаемую межзвездную. Против межзвездного происхождения свидетельствует также существование зависимости степени поляризации от размера использовавшейся при наблюдениях диафрагмы. Характер этой зависимости (уменьшение степени поляризации с увеличением диафрагмы) указывает на то, что поляризованным является излучение собственно ядер. Было показано, что экстраполяция на оптическую область радиоспектра, наблюдаемого у радиогалактик (NGC 1068 и NGC 1275) в области $\lg \nu < 9.5$, дает поток, недостаточный для объяснения наблюдаемой поляризации. Возможность возникновения поляризации в результате рассеяния света ядра как пылевыми облаками, расположенными в околоядерных областях, так и свободными электронами газовых облаков также была отвергнута. Авторы связали наблюдаемую поляризацию с синхротронным излучением локализованных в ядрах

источников малого размера, проявляющих себя в видимой и инфракрасной областях спектра и в коротковолновом радиодиапазоне, но испытывающих самопоглощение на длинных и средних радиоволнах. В связи с малым размером источников, ответственных за наблюдаемую поляризацию, было сделано предположение о возможной ее переменности.

В том же 1968 году появились работы Висванатана и Оука [56] и Крушевского [57], посвященные поляризационному изучению галактики NGC 1068. В них было проведено исчерпывающее исследование зависимости параметров поляризации от длины волны и изменения степени поляризации с изменением размера используемой диафрагмы. Результаты наблюдений Висванатана и Оука, приведенные на рис. 1, были использованы авторами для выделения нетеплового компонента в излучении ядра NGC 1068. Предполагалось, что степень поляризации нетеплового излучения не зависит от длины волны, а распределение энергии окооядерных областей галактики совпадает с таковым для M 31. Было найдено, что в оптической области спектр нетеплового источника степенной, причем степень поляризации составляет около 8%.

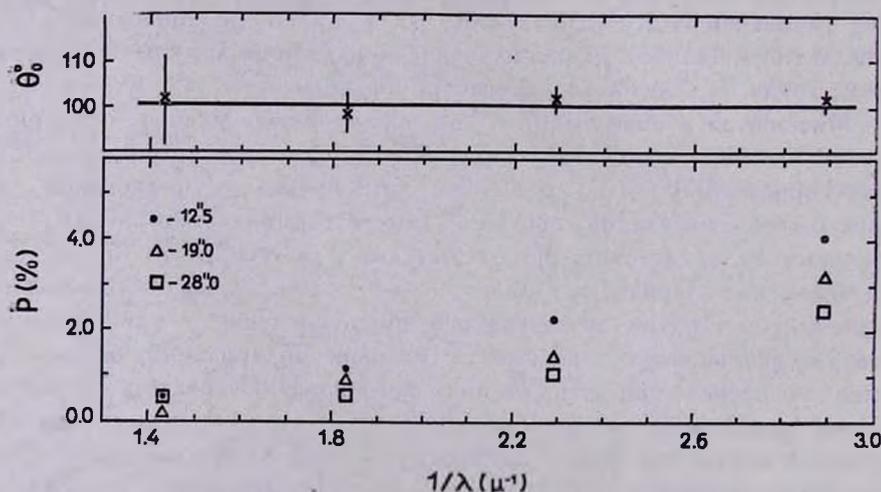


Рис. 1. Зависимость параметров поляризации от длины волны для NGC 1068 по данным [56] ($\sigma_p \approx 0.3\%$).

Крушевский [57] выполнил шестичетные поляризационные наблюдения, сопровождаемые фотометрическими оценками. Наблюдения с разными диафрагмами показали, что поток поляризованного излучения F_p не зависит от диаметра диафрагмы, то есть размер источника, дающего это излучение, меньше наименьшей использованной

диафрагмы (6.2). Была найдена зависимость $F_p(\lambda)$ в интервале $0.36 + 0.94 \mu$. Она оказалась гладкой, без заметного увеличения в области 0.94μ . Это позволило сделать заключение, что оптическая поляризация и найденное у NGC 1068 избыточное инфракрасное излучение, вклад которого на 1μ уже должен быть заметен, непосредственно друг с другом не связаны. Крушевски нашел, что направление поляризации почти не зависит от длины волны. Если считать, что при прохождении света ядра через околоядерные газовые облака происходит фарадеевское вращение плоскости поляризации, наблюдаемое значение угла будет даваться выражением

$$\theta_0 = \theta_0^{\text{мст}} + R_M \lambda^2,$$

где R_M — мера вращения — есть:

$$R_M = \text{const} \cdot \int N_e B_L dL.$$

Здесь N_e — электронная плотность, B_L — продольная составляющая магнитного поля, L — путь луча в электронном облаке. Из наблюдений методом наименьших квадратов было получено $R_M = (1.2 \pm 9.8)^\circ/\mu^2$. Считая, что истинное значение R_M во всяком случае не превышает утроенной ошибки, Крушевский, используя имеющиеся в литературе данные об N_e и L , оценил продольную составляющую магнитного поля в ядерной области NGC 1068 ($B_L < 30 \text{ гс}$).

Поиски переменности поляризации в излучении ядер сейфертовских галактик, предсказанной в [49], увенчались успехом. В 1969 г. Гаген-Торн и Бабаджанияц [58] сообщили об ее обнаружении у галактик NGC 1275, NGC 4151 и, возможно, NGC 1068. Существенно, что все наблюдения, на основании которых было сделано заключение о переменности, были выполнены с использованием одной и той же аппаратуры и методики наблюдений. Увеличение степени поляризации согласно [58] совпадает с увеличением блеска, что вполне соответствует представлению о синхротронной природе излучения, ответственного за оптическую переменность и поляризацию. В предварительной заметке [59], появившейся в 1970 г., были сообщены результаты сопоставления изменений поляризации и блеска для NGC 4151 — было найдено, что степень поляризации дополнительного излучения составляет около 2%.

В том же 1970 г. вышла статья Нэнди и Уолстенкрофта [60], в которой ставилось под сомнение существование оптического синхротронного излучения в ядре галактики NGC 1068. Из сопоставления поляризационных данных Васванатана и Оука [56] и результатов фо-

тографической фотометрии центральной части NGC 1068 ван Хоутена [61] авторы [60] нашли, что степень поляризации собственно ядерного излучения составляет в цвете U около 85%. Они считают, что столь высокую степень поляризации нельзя объяснить синхротронным излучением. Не вдаваясь в детали их обсуждения, отметим, что вряд ли результат, полученный Нэнди и Уолстенкрофтом, правилен (как уже указывалось, сами авторы [56] получили $p_0 \approx 8\%$). По нашему мнению, это вызвано незаконным использованием фотографических данных. Как известно, фотографический эффект различен для точечных объектов (каким является ядро NGC 1068) и протяженных (ядерные области). Определение вклада в общее излучение точечного объекта, наблюдаемого на протяженном фоне, представляет собой задачу, требующую специального исследования, которого не проводил ни ван Хоутен (поскольку ему это не было нужно), ни авторы [60].

В 1971 г. Крушевски [62] опубликовал работу, посвященную поляризационному исследованию ядер галактик NGC 1068 и NGC 4151. Для NGC 1068 в ней приводятся результаты наблюдений, относящихся к 1967—1968 гг. Хотя средние для 1968 г. значения степени поляризации во всех шести цветовых полосах превышают значения, полученные в 1967 г., автор считает, что его данные не позволяют сделать вывод о переменности поляризации у NGC 1068. В остальной части работы, касающейся NGC 1068, повторяет работу [57]. Для NGC 4151 подтверждается обнаруженная в [58] переменность поляризации и связь ее с изменениями блеска. Предположив, что степень поляризации нетеплового компонента p_0 постоянна во времени, автор из сопоставления изменений поляризации и блеска в цветовой полосе В находит $p_0 = 3.5 \pm 0.4\%$ и оценивает блеск галактической подложки в диафрагме диаметром $10''$: $B = 12^m 94 \pm 0^m 06$. В обсуждении говорится, что результаты приведенных наблюдений не противоречат объяснению поляризации существованием синхротронного или обратного комптоновского излучения. Отмечается также возможность объяснения поляризации присутствием собственной межзвездной поляризации в галактиках (при этом не делается никаких попыток объяснить переменность поляризации и существование корреляции между степенью поляризации и блеском у NGC 4151).

В 1972 г. вслед за статьей [50], дающей, в частности, результаты поляризационных наблюдений ядер сейфертовских галактик, полученные в Ленинградском университете в 1968—1970 гг., появилась работа Бабаджанянца, Гаген-Торна и Лютого [63], в которой проведено обсуждение результатов всех поляризационных и фотометриче-

ских наблюдений ядер сейфертовских галактик, выполненных в 1966—1970 гг. в Ленинградском университете и на Южной станции ГАИШ. Мы остановимся здесь лишь на той части работы [63], которая имеет отношение к поляризационному изучению этих объектов.

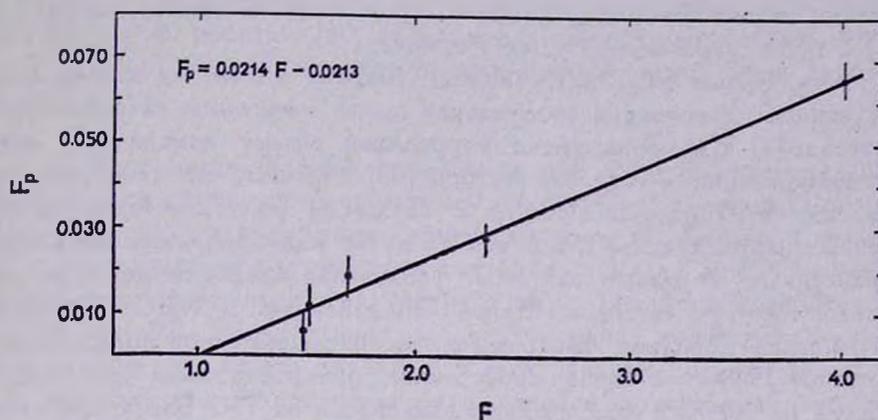


Рис. 2. Зависимость потока поляризованного излучения от полного потока для NGC 4151 [63].

Наиболее детально изучено поведение галактик NGC 4151 и NGC 1275, показывающих наибольшие изменения блеска и поляризации. На рис. 2, взятом из [63], приводятся результаты сопоставления изменений степени поляризации и блеска для NGC 4151, направление поляризации у которой на протяжении 1966—1968 гг. оставалось неизменным. Через F обозначен полный поток в цветовой полосе В для диафрагмы диаметром 26" в единицах $0.346 \cdot 10^{-27} \text{ вт/м}^2 \text{ мк}$ (чему соответствует $V=12^m 82$); F_p — его поляризованная часть. Авторы отмечают, что точки хорошо ложатся на прямую и указывают, что это свидетельствует о постоянстве степени поляризации дополнительного излучения, ответственного за поляризацию и переменность. Угловой коэффициент прямой (уравнение которой приводится на рис. 2) дает степень поляризации $p_0 = 2.1\%$, а пересечение с осью абсцисс — поток от галактической подложки для диафрагмы диаметром 28". Ему соответствует значение $V = 12^m 82^*$. Из сопоставления этих данных с результатами колориметрических наблюдений делается заключение о синхротронной природе дополнительного излу-

* Эти результаты удовлетворительно согласуются с данными работы [62], особенно если учесть, что значение $p_0 = 3.5\%$, полученное в [62], вероятно, завышено, так как явно завышен блеск подложки (из таблицы в [62] видно, что в действительности наблюдался блеск меньший, чем $V = 12^m 94$).

чения. Отмечается, что неизменность параметров поляризации излучения синхротронного источника и малость степени поляризации указывают, возможно, на то, что в ядре NGC 4151 имеет место более или менее симметричный выброс релятивистских электронов, движущихся в магнитном поле, которое может быть, например, полем диполя с осью, наклоненной к лучу зрения.

У галактики NGC 1275 найдены сильные изменения направления собственной поляризации (полученной после вычитания галактической межзвездной) и не обнаружено корреляции между изменениями степени поляризации и блеска. Авторы [63] считают, что изменения направления поляризации связаны с выбросом релятивистских частиц в разных направлениях. Ясно, что в случае одновременных выбросов, направленных в разные стороны, увеличение блеска может и не сопровождаться увеличением степени поляризации. У NGC 1275 зарегистрированы довольно быстрые изменения параметров поляризации. В октябре 1968 г. степень собственной поляризации за две недели возросла на 1.0%, а направление изменилось на 73° . Блеск при этом увеличился на $0^m.29$. Эти изменения можно объяснить появлением нового синхротронного источника, излучение которого поляризовано примерно на 8%.

Поляризационные данные для других изученных в [63] сейфертовских галактик (NGC 1068, NGC 3516, NGC 7469) не противоречат двум вышеуказанным моделям.

Результаты поляризационных наблюдений ядер сейфертовских галактик приводятся также в работе Ефимова и Шаховского [64], опубликованной в 1972 г. Авторы [64] утверждают, что у ядер галактик NGC 4051, NGC 4151 и NGC 5548 направление поляризации зависит от длины волны. Для NGC 4151 это совершенно не согласуется с результатами работ [55, 62]. Первоначально (работа была сдана в печать в 1970 г.) авторы объяснили найденную ими зависимость тем, что оптическое излучение, наблюдаемое в разных спектральных областях, возникает в различных объемах пространства с различной ориентацией магнитного поля. Впоследствии они, по-видимому, отказались от этого объяснения и в примечании при корректуре указали, что ее удастся объяснить фарадеевским вращением плоскости поляризации. Независимо от предложенного объяснения вызывает сомнение само существование найденной в [64] зависимости направления поляризации от длины волны. Действительно, для NGC 5548 наблюдения с диафрагмами $5''$ и $10''$, разделенные промежутком времени в 40^m , дают прямо противоположные направления поляризации. Это

обстоятельство никак не обсуждается, но нам кажется, что здесь мы имеем дело просто с ошибками наблюдений.

Для более слабых сейфертовских галактик имеются лишь отдельные поляризационные оценки. Данные о ЗС 120, позволяющие сделать заключение о переменности ее поляризации, содержатся в работах [50, 64, 65]. В работах [50, 64] приводятся результаты наблюдений Mr 9, а в [66] — Mr 78. Степень поляризации излучения обеих галактик невелика.

в) *Квазизвездные объекты.* Уже вскоре после обнаружения КЗО были начаты поиски поляризации их излучения в оптической области спектра в связи с возможным присутствием в их излучении нетеплового компонента. В настоящее время более чем для 30 КЗО имеются сведения о поляризации излучения. Они содержатся в работах [50, 64, 65, 68—80]. Значительная часть этих работ посвящена поискам поляризации у самого яркого КЗО ЗС 273 [50, 67, 69, 70, 72, 74, 78]. Результаты их показывают, что степень поляризации его излучения вряд ли превышает 0.5%. В зависимости от имеющихся поляризационных данных КЗО можно разделить на следующие группы: 1) КЗО, у которых не найдено поляризации, превышающей ошибки наблюдений (таких большинство); 2) КЗО, для которых имеются единичные оценки, из коих следует, что их излучение поляризовано на 3—5%; 3) КЗО с большой переменной поляризацией. Третья группа состоит из четырех квазаров ЗС 279, ЗС 345, ЗС 446 и ЗС 454.3. Все они показывают быструю фотометрическую переменность и относятся к классу оптически активных (OVV). На их поляризационном изучении мы и остановимся. Все эти объекты чрезвычайно слабы: даже во время вспышек их блеск меньше, чем $V = 16^m0$ (за исключением ЗС 345, который изредка вспыхивает до $V = 15^m0$). Поэтому для проведения их поляризационных наблюдений необходимо располагать крупным телескопом. Поскольку наблюдательное время на крупных телескопах ограничено, для этих объектов имеются лишь отдельные поляризационные оценки, разделенные значительными промежутками времени.

Первым КЗО, в излучении которого была найдена высокая степень поляризации, был ЗС 446. В 1966 г. Кинман, Ламла и Виртанен [71], фотографировавшие этот КЗО с целью изучения переменности его блеска, обнаружили, что он вспыхнул более чем на 2^m0 и достиг блеска $V \approx 16^m5$. Были выполнены поляризационные наблюдения, показавшие, что излучение ЗС 446 поляризовано примерно на 10%. Повторные наблюдения, проведенные через месяц (при почти таком

же блеске) дали ту же степень поляризации, но заметно отличное ее направление. При наблюдениях использовались фильтры с λ_{eff} 4350 А и 7500 А, и было найдено, что ни степень поляризации, ни ее направление не зависят от длины волны. Последнее означает, что нет заметного фарадеевского вращения плоскости поляризации. Еще четыре поляризационные оценки для этого КЗО, относящиеся к 1968—1969 гг., были получены Висванатаном [80], который подтвердил переменность параметров поляризации (и степени поляризации тоже) и отсутствие зависимости степени поляризации от длины волны. Было установлено, что значительная степень поляризации наблюдается и вне вспышек.

Поляризационные наблюдения ЗС 279 выполнялись Кинманом [65] и Эльвиус [76] во время вспышки 1967 г. Минимальный блеск этого КЗО около $B = 18^{\text{m}0}$. Кинман нашел у него поляризацию $\approx 18\%$ в позиционном угле 175° при блеске $B = 16^{\text{m}1}$, Эльвиус — $\approx 12\%$ и 140° при блеске $B = 17^{\text{m}0}$. В дальнейшем Висванатан [80] получил в 1967—1969 гг. отдельные оценки при блеске в интервале $B = 16^{\text{m}3} - 17^{\text{m}3}$. Степень поляризации оказалась около 8% при сильно переменном направлении.

Результаты поляризационных наблюдений ЗС 454.3 имеются лишь в работе [80]. В 1967—1969 гг. наблюдались изменения как степени поляризации (в пределах $3 - 15\%$), так и ее направления при изменениях блеска от $15^{\text{m}9}$ до $17^{\text{m}3}$. Корреляции между степенью поляризации и блеском нет. Степень поляризации не зависит от длины волны.

Поляризационные данные для ЗС 345 имеются в шести работах. Первые наблюдения были выполнены Кинманом [65] в феврале 1967 г. Было найдено, что степень поляризации достигает 8% , а направление переменное. Результаты дальнейших наблюдений за 1967—1971 гг. содержатся в работах [64, 76, 77, 79, 80]. Из рассмотрения этих данных следует, что у ЗС 345 также нет четкой связи между степенью поляризации и блеском. В работах [77, 79] отмечено уменьшение степени поляризации во время отдельных сильных вспышек, с другой стороны в [64] найдена рекордно высокая поляризация во время вспышки 1969 г. Имеются изменения направления поляризации, и в работе [77] как будто бы обнаружена связь их с плавным увеличением блеска в 1967 г. В спектре ЗС 345 наблюдается очень интенсивная эмиссионная линия $\text{Mg II } \lambda 2798 \text{ А}$. Поляризационные наблюдения, выполненные Висванатаном [80], показали, что излучение ее не поляризовано. Степень поляризации континуума в это время составляла около 4% .

В работе [80] подведены некоторые итоги поляризационных исследований КЗО. Указывается, что в результате наблюдений установлены следующие факты: а) у оптически активных КЗО высокая степень по-

ляризации наблюдается как в моменты вспышек, так и при минимальном блеске; б) степень поляризации и ее направление переменны, причем имеют место довольно быстрые их изменения; в) поляризованным является лишь излучение в непрерывном спектре; г) ни степень поляризации, ни ее направление не зависят от длины волны. Все эти факты, по мнению автора [80], могут быть объяснены одновременным существованием в КЗО нескольких переменных источников синхротронного излучения („горячих пятен“) с разным направлением магнитного поля.

В заключение этого раздела отметим, что для более полного понимания процессов, происходящих в КЗО, необходимо получение непрерывных поляризационных и фотометрических наблюдений, которые, возможно, позволят проследить за развитием отдельных источников. Слабость этих КЗО существенно усложняет задачу, так как специально для проведения этой программы должен быть выделен крупный телескоп.

г) *N*-галактики. Поиски поляризации в излучении *N*-галактик, занимающих по целому ряду характеристик промежуточное положение между КЗО и ядрами сейфертовских галактик, были проведены с целью подтверждения их сходства с этими объектами. Наиболее яркими *N*-галактиками являются ЗС 371 и ЗС 390.3, блеск которых колеблется в пределах $V = 14^m.5 + 16^m.0$, и для них и были получены поляризационные оценки.

В октябре 1967 г. Висванатан [81] нашел, что излучение ЗС 371 поляризовано на 5.2%. Он связал эту поляризацию с присутствием в излучении ЗС 371 нетеплового компонента, выделенного Оуком [82]. Существование поляризации излучения ЗС 371 было подтверждено Гаген-Торном и Бабаджанянцем [83] в ходе наблюдений, выполненных в сентябре 1968 г. В [83] сообщено также об обнаружении заметной поляризации излучения ($p \approx 3\%$) и у ЗС 390.3. В следующем году этими же авторами была установлена переменность направления поляризации у ЗС 371 [58].

В связи с найденной переменностью поляризационные наблюдения ЗС 371 и ЗС 390.3 были продолжены. Результаты их опубликованы в работе [50], в которой проводится также сопоставление их с результатами фотометрических наблюдений. У ЗС 371 найдены значительные изменения и степени поляризации и ее направления. Во время наблюдавшейся в сентябре 1970 г. вспышки степень поляризации достигла 10%, причем было заподозрено существование очень быстрых ее изменений с характерным временем порядка 1 часа. Наблюдения, выполненные в цветовых полосах В и V, показали, что нет заметной зависимости параметров поляризации от длины волны.

У ЗС 390.3, изменения блеска которой носили плавный характер, степень поляризации держалась примерно на одном и том же уровне ($p=3\%$), но направление ее заметно изменялось. Параметры поляризации, найденные при наблюдениях в полосах В и V, оказались в пределах точности наблюдений ($\sim 0.7\%$) одинаковыми.

Отметим, что установленное в [50] различие в поведении поляризации ЗС 371 и ЗС 390.3, почти наверное связано с различиями их фотометрического поведения. В [84] указывается, что на протяжении 1970—1972 гг. у ЗС 371 было отмечено несколько вспышек, тогда как у ЗС 390.3, наблюдавшейся не менее тщательно, не было зарегистрировано ни одной. Спектры этих объектов также совершенно различны: ЗС 390.3 имеет сильнейший эмиссионный спектр сейфертовского типа, тогда как у ЗС 371 эмиссионные линии чуть заметны. Объединение же этих объектов в одну группу произведено по морфологическим признакам (к N-галактикам относят радиогалактики с ярким ядром и слабой оболочкой).

Результаты поляризационного изучения N-галактик ЗС 371 и ЗС 390.3 содержатся также в работе Ефимова и Шаховского [64]. Данные их наблюдений 1970 г. удовлетворительно согласуются с результатами [50], наблюдения же 1969 г. показывают крайне сильную зависимость степени поляризации от длины волны. Она велика в цвете В (до 20%), минимальна в цвете V и затем снова увеличивается в цвете R; направление при переходе от цвета В к цвету R также изменяется очень сильно. Авторы связывают появление указанных особенностей со вспышками этих объектов и для зависимости направления поляризации от длины волны дают то же объяснение, что и для ядер сейфертовских галактик (см. пункт б) этого раздела).

Нам кажется, однако, что и в этом случае есть основания для сомнений. Во-первых, сравнение приведенных в [64] результатов, полученных в одну и ту же ночь в цветах В, V, R и без фильтра, показывает, что они не вполне соответствуют друг другу. Во-вторых, как уже говорилось, у ЗС 390.3 за три года не было зарегистрировано ни одной вспышки. Из рассмотрения сводных кривых блеска (см. [84]) следует, что обе N-галактики в 1969 г. находились вблизи минимума блеска. Результаты же работы [85], на которую ссылаются авторы [64], сами по себе сомнительны. В-третьих, трудно поверить, что условия в двух столь различных, как мы видели, и физически не связанных друг с другом объектах в одно и то же время совпали настолько, чтобы дать одинаковую поляризационную картину. Возможно, что аппаратура Ефимова и Шаховского работала в то время недостаточно хорошо. Отметим, что к этому же периоду относятся их наблюдения

ЗС 345, показавшие чрезвычайно высокую степень поляризации ($p = 44\%$).

Имеющиеся поляризационные данные для N-галактик, которые к тому же частично противоречат друг другу, явно недостаточны для вынесения каких-либо заключений. Пожалуй, лишь факт переменности поляризации установлен достаточно надежно. Для N-галактик так же, как для КЗО, необходимо проведение по возможности непрерывных поляризационных наблюдений, сопровождаемых оценками блеска.

д) *Объекты типа BL Lac.* После того, как радиоисточник VRO 42.22.01 был отождествлен с переменной звездой BL Lac, спектр которой оказался непрерывным, без каких бы то ни было деталей, Висванатан [86] провел поляризационные наблюдения этой звезды и нашел, что излучение ее поляризовано примерно на 10% , причем параметры поляризации не зависят от длины волны. Повторные наблюдения, выполненные им же через год, показали, что поляризация переменна [87]. Примерно в это же время было установлено, что BL Lac по целому ряду характеристик напоминает КЗО и, вероятно, является внегалактическим объектом. Переменность поляризации была подтверждена Домбровским [88, 89], который указал, что у BL Lac имеются довольно быстрые изменения параметров поляризации с характерным временем τ порядка нескольких дней. Было заподозрено также существование очень быстрых изменений с $\tau \approx 1^h$. Сопоставление поляризационных данных с фотометрическими [50] показало, что между изменениями степени поляризации и блеска нет видимой связи.

В 1971 г. другой радиоисточник, OJ 287, был отождествлен со звездообразным объектом, имеющим чисто непрерывный спектр. Кинман и Конклин [90] нашли у него большую поляризацию, изменяющуюся с характерным временем порядка 1 суток, и указали на сходство этого объекта с BL Lac. Результаты эти были подтверждены Диком и др. [91]. Гаген-Торн [92] установил существование у OJ 287 изменений параметров поляризации с характерным временем порядка $0^h.5$. Эти изменения сопровождались небольшими изменениями блеска и были объяснены в [92] появлением дополнительного источника, излучение которого поляризовано примерно на 50% . Изменения поляризации у OJ 287, коррелирующие с изменением блеска, были найдены также в [93], где приводятся результаты наблюдений, выполнявшихся регулярно в течение февраля 1972 г. Сходство поляризационных характеристик OJ 287 и BL Lac подтверждается результатами работ [92, 94—96], где указывается, что параметры поляризации OJ 287 не зависят от длины волны, и [97], в которой сообщается о вероятном существовании у BL Lac изменений параметров поляризации в течение ночи.

Помимо BL Lac и OJ 287 ещё несколько радиисточников было отождествлено со звездообразными объектами с чисто непрерывным спектром. Результаты их поляризационных наблюдений, приведенные в [94, 95], показывают, что излучение их сильно поляризовано и параметры поляризации не зависят от длины волны.

Объекты типа BL Lac отличаются от КЗО большей активностью в радио и оптическом диапазонах и отсутствием деталей в спектрах. Это не позволяет определить для них красное смещение, чтобы удостовериться в их внегалактической природе. Возможно, что эти отличия объясняются просто большей мощностью компактных нетепловых источников, находящихся в этих объектах, так что нет необходимости выделять их в отдельную группу. Что же касается поляризационных исследований этих объектов, то можно сказать, что они только начинаются.

6. *Заключение.* Формально тема обзора включает и начатые недавно исследования оптической циркулярной поляризации, и мы остановимся коротко на результатах первых работ в этой области. В 1971 г. в статье Никулина, Кувшинова и Северного [98] было сообщено об обнаружении циркулярной поляризации порядка 1% в излучении ядер сейфертовских галактик NGC 1068 и NGC 4151 и КЗО 3С 273. Присутствие циркулярной поляризации может указывать на существование сильных магнитных полей в этих объектах, в связи с чем результаты работы [98] вызвали большой интерес. Дальнейшие наблюдения [96, 99—101] их, однако, не подтвердили. Авторы [96, 99—101] указывают, что степень циркулярной поляризации в излучении этих, а также и других исследовавшихся ими внегалактических объектов во всяком случае не превышает 0.1%.

Несколько слов следует сказать также о поляризационных наблюдениях Сверхновых звезд в других галактиках. Имеющиеся сейчас данные для трех из них [102—104] позволяют утверждать, что степень линейной поляризации их излучения не превышает нескольких десятых процента, а степень циркулярной поляризации меньше 0.1%.

В настоящей статье дается почти полный обзор работ, посвященных поляризационному изучению внегалактических объектов. Важность результатов этих работ для понимания процессов, происходящих в галактиках и КЗО, не вызывает сомнения. Особенно это касается изучения компактных нетепловых источников в ядрах галактик и КЗО. В некоторых случаях лишь с помощью поляризационных наблюдений удается выделить их на фоне ярких центральных областей галактик. Примером могут служить гигантские эллиптические галактики с компактными радиисточниками в ядрах. В самое последнее время Хишен

[105] нашел поляризацию в ядерном излучении двух таких галактик— NGC 4486, и NGC 5444. Согласно Кинману [106] поляризация в ядре NGC 4486, возможно, переменна. Несомненно, что в ходе дальнейших поляризационных наблюдений будут получены новые интересные результаты.

Ленинградский государственный
университет

Поступила 18 июня 1973

POLARIZATION OF OPTICAL RADIATION OF EXTRAGALACTIC OBJECTS

V. A. HAGEN-THORN

This article renders an almost comprehensive review of the papers which deal with the polarimetric study of extragalactic objects in the optical wavelengths.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. J. H. Reynolds, M. N., 72, 553, 1912.
2. W. K. Green, P. A. S. P., 29, 108, 1917.
3. H. D. Curtis, Publ. Lick Obs., 13, 45, 1918.
4. M. F. Meyer, P. A. S. P., 31, 194, 1919.
5. E. Hubble, Ap. J., 64, 321, 1926.
6. S. Smith, Ap. J., 82, 192, 1935.
7. Y. Ohman, Stockholms Obs. Ann., 14, No. 4, 1942.
8. И. С. Шкловский, Астрон. ж., 32, 215, 1955.
9. W. Baade, Ap. J., 123, 550, 1956.
10. W. A. Hiltner, Ap. J., 130, 340, 1959.
11. T. Page, P. A. S. P., 63, 142, 1951.
12. A. Elvius, Stockholms Obs. Ann., 17, No. 4, 1951.
13. A. Elvius, Stockholms Obs. Ann., 19, No. 1, 1956.
14. М. А. Вашакидзе, Бюлл. Абастуманской обс., № 13, 110, 1953.
15. М. А. Вашакидзе, Астрон. циркул. № 147, 11, 1954.
16. М. А. Вашакидзе, Бюлл. Абастуманской обс., № 18, 15, 1956.
17. W. A. Hiltner, Ap. J., 128, 9, 1958.
18. В. А. Домбровский, Вестн. ЛГУ, № 19, 154, 1956.
19. A. Elvius, J. S. Hall, Lowell Obs. Bull., 6, 123, 1964.
20. I. Appenzeller, P. A. S. P., 79, 600, 1967.
21. В. А. Гаген-Торн, Труды АО ЛГУ, 26, 48, 1969.
22. N. Visvanathan, M. N., 132, 423, 1966.
23. R. D. Wolstencroft, Nature, 194, 1066, 1962.
24. D. S. Mathewson, V. L. Ford, Ap. J., 160, L43, 1970.
25. D. S. Mathewson, V. L. Ford, A. J., 75, 778, 1970.

26. *T. Schmidt*, *Astron. Astrophys.*, 6, 294, 1970.
27. *В. А. Домбровский*, *Астрон. цирк.*, № 176, 7, 1957.
28. *C. R. Lynds*, *Ap. J.*, 134, 659, 1961.
29. *A. Elvius*, *Lowell Obs. Bull.*, 5, 281, 1962.
30. *C. R. Lynds*, *A. R. Sandage*, *Ap. J.*, 137, 1005, 1963.
31. *A. R. Sandage*, *W. C. Miller*, *Science*, 144, 405, 1964.
32. *W. A. Dent*, *F. T. Haddock*, *Quasi-Stellar Sources and Gravitational Collapse*, The University of Chicago Press, 1965.
33. *А. Эльвиус*, Нестационарные явления в галактиках, Симпозиум МАС № 29, Бюракан, 1966, АН Арм.ССР, 1968, стр. 384.
34. *Дж. Р. Шейкшафт*, там же, стр. 347.
35. *В. А. Гаген-Торн*, *Астрофизика*, 4, 93, 1968.
36. *A. B. Solinger*, *Ap. J.*, 155, 403, 1969.
37. *A. Elvius*, *Lowell Obs. Bull.*, 7, 117, 1969.
38. *A. R. Sandage*, *N. Visvanathan*, *Ap. J.*, 157, 1065, 1969.
39. *N. Visvanathan*, *Sky and Telescope*, 40, 142, 1970.
40. *R. H. Sanders*, *D. S. Balamore*, *Ap. J.*, 166, 7, 1971.
41. *H. M. Heckathorn*, *Ap. J.*, 173, 501, 1972.
42. *A. Elvius*, *Astron. Astrophys.*, 19, 193, 1972.
43. *N. Visvanathan*, *A. Sandage*, *Ap. J.*, 176, 57, 1972.
44. *M. Petmbert*, *H. Spitzrad*, *Ap. J.*, 160, 429, 1970.
45. *R. W. O'Connell*, Thesis, Cal. Inst. Tech., 1970.
46. *D. van Blercom*, *J. I. Castor*, *L. H. Auer*, *Ap. J.*, 179, 85, 1973.
47. *И. С. Шкловский*, *Астрон. ж.*, 42, 893, 1965.
48. *В. А. Гаген-Торн*, *Труды АО ЛГУ*, 24, 54, 1967.
49. *В. А. Домбровский*, *В. А. Гаген-Торн*, *Астрофизика*, 4, 409, 1968.
50. *В. А. Домбровский*, *М. К. Бабаджаняц*, *В. А. Гаген-Торн*, *С. М. Гуткевич*, *Астрофизика*, 7, 417, 1971.
51. *M. F. Walker*, *A. J.*, 69, 682, 1964.
52. *М. Ф. Уокер*, Нестационарные явления в галактиках, Симпозиум МАС № 29, Бюракан, 1966, АН Арм.ССР, 1968, стр. 21.
53. *A. Elvius*, *J. S. Hall*, *A. J.*, 70, 138, 1965.
54. *Э. А. Дибай*, *Н. М. Шаховской*, *Астрон. цирк.*, № 375, 1, 1966.
55. *В. А. Гаген-Торн*, *В. А. Домбровский*, *Астрон. цирк.*, № 454, 4, 1967.
56. *N. Visvanathan*, *J. B. Oke*, *Ap. J.*, 152, L167, 1968.
57. *A. Kraszewski*, *A. J.*, 73, 852, 1968.
58. *В. А. Гаген-Торн*, *М. К. Бабаджаняц*, *Астрон. цирк.*, № 526, 1, 1969.
59. *М. К. Бабаджаняц*, *В. А. Гаген-Торн*, *В. М. Лютый*, *Астрон. цирк.*, № 544, 6, 1970.
60. *K. Nandy*, *R. D. Wolstencroft*, *Nature*, 225, 621, 1970.
61. *C. J. van Houten*, *V. A. N.*, 16, 1, 1961. †
62. *A. Kraszewski*, *Acta Astronomica*, 21, 311, 1971.
63. *М. К. Бабаджаняц*, *В. А. Гаген-Торн*, *В. М. Лютый*, *Астрофизика*, 8, 611, 1972.
64. *Ю. С. Ефимов*, *Н. М. Шаховской*, *Изв. КраО*, 46, 3, 1972.
65. *T. D. Kinman*, *Ap. J.*, 148, L53, 1967.
66. *T. F. Adams*, *Ap. J.*, 179, 417, 1973.
67. *В. Ф. Есипов*, *В. И. Мороз*, *Астрон. цирк.*, № 246, 1, 1963.
68. *T. A. Matthews*, *A. R. Sandage*, *Ap. J.*, 138, 30, 1963.
69. *T. Schmidt*, *Z. Astrophys.*, 62, 217, 1965.

70. *J. B. Whiteoak*, *Z. Astrophys.*, 64, 181, 1966.
71. *T. D. Kinman, E. Lamla, C. A. Wirtanen*, *Ap. J.*, 146, 964, 1966.
72. *B. A. Домбровский, М. К. Бабаджаняц, В. А. Гаген-Торн*, *Астрон. цирк.*, № 400, 5, 1967.
73. *I. Appenzeller, W. A. Hiltner*, *Ap. J.*, 149, L17, 1967.
74. *I. Appenzeller*, *Ap. J.*, 151, 769, 1968.
75. *N. Visvanathan*, *Ap. J.*, 153, L19, 1968.
76. *A. Elvius*, *Lowell Obs. Bull.*, 7, 55, 1968.
77. *T. D. Kinman, E. Lamla, T. Cutrla, E. Harlan, C. A. Wirthanen*, *Ap. J.*, 152, 357, 1968.
78. *W. Liller*, *Ap. J.*, 155, 1113, 1969.
79. *М. К. Бабаджаняц, В. А. Гаген-Торн, Е. В. Семенова*, *Астрон. цирк.*, № 701, 1, 1972.
80. *N. Visvanathan*, *Ap. J.*, 179, 1, 1973.
81. *N. Visvanathan*, *Ap. J.*, 150, L149, 1967.
82. *J. B. Oke*, *Ap. J.*, 150, L5, 1967.
83. *В. А. Гаген-Торн, М. К. Бабаджаняц*, *Астрон. цирк.*, № 498, 3, 1969.
84. *М. К. Бабаджаняц, С. К. Винокуров, В. А. Гаген-Торн, Е. В. Семенова*, *Труды АО АГУ*, 31 (в печати).
85. *В. И. Проник, А. Г. Щербаков*, *Астрофизика*, 6, 525, 1970.
86. *N. Visvanathan*, *Ap. J.*, 155, L133, 1969.
87. *N. Visvanathan*, *Circ. Centr. Bur. Astron. Tel. IAU*, No. 2170, 1969.
88. *В. А. Домбровский*, *Астрон. цирк.*, № 571, 1, 1970.
89. *В. А. Домбровский*, *Астрон. цирк.*, № 614, 1, 1971.
90. *T. D. Kinman, E. K. Conklin*, *Ap. Lett.*, 9, 147, 1971.
91. *Н. М. Дык, Т. Д. Кинман, G. W. Lockwood, A. U. Landlot*, *Nature Phys. Sci.*, 234, 71, 1971.
92. *В. А. Гаген-Торн*, *Астрон. цирк.*, № 714, 5, 1972.
93. *W. L. Williams, A. Ritch, P. N. Kipferman, J. A. Ionson, W. A. Hiltner*, *Ap. J.*, 174, L63, 1972.
94. *P. A. Strittmatter, K. Serkowski, R. Carswell, W. A. Stein, K. M. Merrill, E. M. Burbidge*, *Ap. J.*, 175, L7, 1972.
95. *Ю. С. Ефимов, Н. М. Шаховской*, *Астрон. цирк.*, № 710, 2, 1972.
96. *К. Н. Nordstck*, *Ap. Lett.*, 12, 69, 1972.
97. *В. А. Домбровский*, *Астрон. цирк.*, № 753, 1, 1973.
98. *N. S. Nikultn, V. M. Kuvshinov, A. B. Severny*, *Ap. J.*, 170, L53, 1971.
99. *T. Gehrels*, *Ap. J.*, 173, L23, 1972.
100. *J. S. Kemp, R. D. Wolstencroft, J. B. Swedlund*, *Ap. J.*, 173, L113, 1972.
101. *J. D. Landstreet, J. R. Angel*, *Ap. J.*, 174, L127, 1972.
102. *К. Серковский*, *Ap. J.*, 160, 1083, 1970.
103. *Н. М. Шаховской, Ю. С. Ефимов*, *Астрон. ж.*, 49, 11, 1972.
104. *R. D. Wolstencroft, J. S. Kemp*, *Nature*, 238, 452, 1972.
105. *D. S. Hesseschen*, *Ap. J.*, 179, L93, 1973.
106. *T. D. Kinman*, *Ap. J.*, 179, L97, 1973.

CONTENTS

REMARKABLE PAIRS OF DOUBLE GALAXIES <i>C. H. Arp, J. Heidmann, E. Ye. Khachikian</i>	7
COMPACT GROUPS OF COMPACT GALAXIES. II <i>R. K. Shahbazian, M. B. Petrosian</i>	13
FOUR-COLOUR PHOTOMETRY OF COMPACT GROUPS OF COMPACT GALAXIES <i>F. Börngen, A. T. Kalloghlian</i>	21
ON RADIO EMISSION OF CLUSTERS OF GALAXIES <i>H. M. Toumassian, M. S. Shirbaktan</i>	29
PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF SS CYGNI <i>M. Bretz, L. V. Mirzoyan, V. S. Oskanian</i>	39
AN INTRINSIC POLARIZATION IN THE LIGHT OF μ CEPHEI <i>T. A. Polyakova</i>	53
SPECTRAL OBSERVATIONS OF SOME COMETARY NEBULAE <i>M. Mendez, E. S. Parsamian</i>	65
ON THE CONTINUOUS OUTFLOW OF MATTER DURING THE POSTMAXIMUM STAGE OF NOVA <i>V. G. Gorbatskii, L. N. Ivanov</i>	73
THE DETERMINATION OF THE TYPES OF THE GALACTIC REMAINING STARS OF (SNR) <i>G. V. Akhundova, O. Kh. Guseinov, Sh. Y. Rakhimov</i>	85
X-RAY TRANSITION RADIATION FORMED IN THE MOLECULAR CLOUDS <i>G. G. Bakhstian, G. M. Garibian, C. Yang</i>	93
THE EVOLUTION OF THE ROTATING WHITE DWARFS WITH THE OUTFLOW OF THE MATTER <i>A. V. Hovsepian</i>	99
ON THE FORM OF GASEOUS EJECTIONS IN THE ACTIVE GALAXIES <i>A. A. Rumyantsev</i>	109
NOTES	
DISCOVERY OF LIGHT VARIABILITY IN THE WHITE DWARF G 29-38 <i>O. S. Shulov, E. N. Kopatskaya</i>	117
OBSERVATIONS OF THE CIRCULAR POLARISATION IN HDE 226868-CYG X-1 <i>O. S. Shulov, E. N. Kopatskaya</i>	120
ON A POSSIBLE MECHANISM OF THE FORMATION OF DEUTERIUM IN THE NUCLEUS OF GALAXY <i>Yu. K. Melik-Alaverdian</i>	123
REVIEWS	
POLARIZATION OF OPTICAL RADIATION OF EXTRAGALACTIC OBJECTS <i>V. A. Hagen-Thorn</i>	127