

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

НОЯБРЬ, 1974

ВЫПУСК 4

| | |
|--|-----|
| КОМПАКТНЫЕ ГРУППЫ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК. IV <i>М. Б. Петросян</i> | 471 |
| СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ШЕСТИ НОВЫХ ГАЛАКТИК С УЛЬТРА- ФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ . . . <i>М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян</i> | 477 |
| СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА <i>И. М. Копылов, В. А. Линовецкий, В. И. Прсник, К. К. Чувпел</i> | 483 |
| ДЕТАЛЬНАЯ ТРЕХЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИК NGC 4145, 4151, 4156 И МКГ 7—25—46, 48 <i>Т. М. Борчхадзе</i> | 493 |
| О ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ ГАЛАКТИК С ЭМИССИОННЫМИ ЛИ- НИЯМИ <i>М. А. Арикелян</i> | 507 |
| СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНО-ПЕРЕМЕН- НОЙ ЗВЕЗДЫ 21 PER. I. <i>Ю. В. Глаголевский, К. И. Козлова, Н. С. Полссухина</i> | 517 |
| О ПРОИСХОЖДЕНИИ ВРАЩЕНИЯ ГАЛАКТИК <i>А. Д. Чернин</i> | 535 |
| НЕЙТРОНИЗАЦИЯ ХОЛОДНОГО ВОДОРОДА В ПРИСУТСТВИИ СВЕРХ- СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ <i>Г. А. Шульман</i> | 543 |
| О НЕКОТОРЫХ ВОЗМОЖНЫХ ПРОЯВЛЕНИЯХ ЭФФЕКТА ГРАВИТА- ЦИОННОЙ ЛИНЗЫ <i>А. Х. Ингель</i> | 555 |
| О РАВНОВЕСИИ И УСТОЙЧИВОСТИ СФЕРОИДАЛЬНЫХ ПОДСИСТЕМ <i>М. Г. Абрамян, С. А. Каплан</i> | 565 |
| ОБ УСКОРЕНИИ ВЕЩЕСТВА В ЗВЕЗДАХ ВОЛЬФА-РАЙЕ ЗА СЧЕТ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭЛЕКТРОНАХ <i>И. Ф. Малов</i> | 575 |
| ВЫЧИСЛЕНИЕ НЕУСТОЙЧИВЫХ МОД ДЛЯ ОБОЛОЧЕЧНЫХ ЦЕНТРАЛЬ- НЫХ КОНФИГУРАЦИЙ <i>Е. М. Нежинский</i> | 585 |
| АНАЛИТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ДЛЯ ФУНКЦИИ СКОРОСТЕЙ ЗВЕЗД ПРИ ЧИСТО РАЗРЫВНОМ ПРОЦЕССЕ <i>Р. Б. Шацова</i> | 593 |
| О РОЛИ ИРРЕГУЛЯРНЫХ СИЛ В СЛАБОНЕСТАЦИОНАРНЫХ САМО- ГРАВИТИРУЮЩИХ СИСТЕМАХ <i>В. А. Антонов, С. Н. Нуригдинов</i> | 611 |
| КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ | |
| МАРКАРЯН 459—ЧЛЕН ТРОЙНОЙ СИСТЕМЫ ГАЛАКТИК <i>Г. Арп, Э. Е. Хачикян, Н. К. Андреасян</i> | 625 |
| О ДВИЖЕНИИ ГАЗА В ЯДРАХ ГАЛАКТИК <i>Ю. К. Мелик-Алавердян</i> | 627 |
| ЗАМЕЧАНИЕ О ПЕРЕМЕННОСТИ КВАЗАРА ЗС 454.3 НА ЧАСТОТЕ 408 МГЦ <i>В. Г. Малумян, В. А. Санамян</i> | 631 |
| КАРЛИКОВЫЕ ГАЛАКТИКИ В ГРУППЕ M 81 . . . <i>В. Е. Караченцева, Н. П. Костюк</i> | 632 |

Խ մ ր ա գ ր ա կ ա ն Կ ո լ լ Ե գ ի ա

Ա. Ա. Բոյարչուկ, Յա. Բ. Ջելդովիչ, Հ. Մ. Թովմասյան, Ս. Ա. Կապլան,
Ի. Մ. Կոպիլով, 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 предназначен 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.

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

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

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ուրլի, բաժանորդագինը 4 ուրլի մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում «Մեծդուներողնայա կնիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200:

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

НОЯБРЬ, 1974

ВЫПУСК 4

КОМПАКТНЫЕ ГРУППЫ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК. IV

М. Б. ПЕТРОСЯН

Поступила 10 июля 1974

Приводится четвертый список компактных групп компактных галактик. В списке 37 новых объектов, обнаруженных на картах Паломарского атласа. Полностью просмотрены области $+90^\circ$, $+84^\circ$, $+78^\circ$, $+0^\circ$.

К статье прилагаются снимки компактных групп компактных галактик с Паломарского атласа.

В исследовании групп и скоплений галактик особое место следует отвести компактным группам компактных галактик. Работа по выявлению этих объектов еще продолжается в Бюракане, и число известных таких групп к настоящему времени составляет 138 [1—3]. В данной статье приводится список 37 новых более или менее изолированных компактных групп компактных галактик. Отметим, что эти объекты встречаются не только в виде изолированных систем, но и в качестве составных частей скоплений галактик или расположены очень близко к последним. Хотя такие системы не рассматриваются в данной статье, исследование скоплений, содержащих наряду с другими группами компактные группы компактных галактик, может дать важную информацию для понимания происхождения галактик.

Нами полностью просмотрены широтные зоны $+90^\circ$, $+84^\circ$, $+78^\circ$, $+0^\circ$ на картах Паломарского атласа, за исключением областей, расположенных вблизи галактической плоскости. Как и в первых трёх списках [1—3], здесь отобраны достаточно изолированные компактные группы, причем сами объекты, входящие в состав групп, имеют компактные изображения на красных картах атласа.

В список вошли также компактные группы компактных галактик смешанного типа, среди ярких членов которых имеются как компактные, так и не очень компактные объекты. Номера таких групп отме-

СПИСОК КОМПАКТНЫХ ГРУПП КОМПАКТНЫХ
ГАЛАКТИК. IV

| № | α_{1930} | δ_{1950} | n | Диаметр | P |
|------|-----------------------------------|---------------------|-----|---------|-----|
| 139 | 0 ^h 59 ^m .9 | +03° 17' | 6 | 1.4 | 0.5 |
| 140 | 1 00.0 | -01 53 | 7 | 2.8 | 0.4 |
| 141 | 02.2 | -01 51 | 12 | 3.8 | 0.3 |
| 142 | 44.6 | +03 10 | 10 | 2.7 | 0.4 |
| 143 | 46.9 | -01 22 | 6 | 1.7 | 0.4 |
| 144 | 55.2 | -02 05 | 9 | 2.2 | 0.4 |
| 145 | 2 14.1 | -02 23 | 15 | 6.6 | 0.3 |
| 146 | 3 39.5 | -02 06 | 6 | 1.6 | 0.4 |
| 147 | 49.8 | -00 03 | 7 | 1.3 | 0.5 |
| 148 | 52.5 | +00 50 | 9 | 3.9 | 0.3 |
| 149 | 7 25.0 | +82 04 | 12 | 2.3 | 0.7 |
| 150* | 8 39.0 | +82 57 | 15 | 3.0 | 0.3 |
| 151 | 9 34.6 | +00 55 | 7 | 1.7 | 0.5 |
| 152 | 36.5 | +02 10 | 9 | 2.7 | 0.4 |
| 153 | 11 20.0 | +78 18 | 5 | 1.1 | 0.6 |
| 154 | 20.3 | +01 23 | 14 | 2.0 | 0.9 |
| 155 | 29.4 | +79 01 | 8 | 2.0 | 0.4 |
| 156 | 53.0 | +76 08 | 10 | 2.3 | 0.3 |
| 157* | 56.6 | +76 0 $\frac{1}{2}$ | 8 | 0.9 | 1.0 |
| 158 | 12 56.4 | +78 32 | 7 | 2.7 | 0.5 |
| 159 | 13 02.0 | +86 38 | 5 | 0.9 | 0.5 |
| 160* | 21.2 | +77 39 | 11 | 2.2 | 0.6 |
| 161 | 14 50.8 | +78 53 | 6 | 1.7 | 0.4 |
| 162 | 52.4 | +85 09 | 6 | 1.1 | 0.4 |
| 163 | 15 21.7 | +75 14 | 6 | 0.7 | 1.0 |
| 164 | 16 13.1 | +85 25 | 10 | 3.3 | 0.5 |
| 165 | 51.9 | +81 58 | 6-9 | 1.3 | 0.4 |
| 166 | 16 56.8 | +81 42 | 10 | 7.9 | 0.5 |
| 167 | 17 30.8 | +74 59 | 6 | 1.3 | 0.6 |
| 168 | 18 34.5 | +83 04 | >20 | 3.3 | 2.6 |
| 169 | 38.0 | +79 05 | 6 | 1.3 | 0.5 |
| 170 | 19 00.7 | +79 37 | 6 | 4.4 | 0.3 |
| 171 | 04.0 | +79 30 | 9 | 2.4 | 0.6 |
| 172 | 56.0 | +89 28 | 5 | 1.2 | 0.5 |
| 173 | 20 37.8 | +83 20 | 9 | 1.1 | 0.8 |
| 174* | 21 03.7 | +85 33 | 15 | 3.6 | 0.6 |
| 175* | 23 46.5 | +86 15 | 10 | 2.2 | 0.4 |

чены в списке звездочкой. Заметим, что в состав групп, вместе с яркими членами, входят и весьма слабые галактики, судить о компактности которых по картам атласа невозможно.

В списке приводятся следующие данные о компактных группах компактных галактик:

1 — Порядковый номер группы.

2,3 — Экваториальные координаты центра группы.

4 — Число галактик в группе.

5 — Диаметр группы в минутах дуги.

6 — Коэффициент относительной компактности, равный отношению суммы диаметров всех галактик группы к диаметру группы.

К списку прилагаются карты отождествления компактных групп компактных галактик, скопированные с красных снимков Паломарского атласа. Члены каждой группы пронумерованы на этих картах в порядке убывания яркости.

Примечания к таблице

139 — Компактная группа смешанного типа, состоящая из компактных (№1, 2), не вполне компактных (№3, 4) и слабых галактик (№5, 6).

140 — Более или менее компактная группа красных компактных галактик. Объект №4 имеет весьма компактное изображение на обеих картах атласа. Нам кажется, что это — галактика.

141 — Две компактные группировки галактик смешанного типа. Объекты № 1, 2, 3, 4, 5 — компактные, № 7, 8 — вытянутые, № 6, 9, 10, 11 и 12 — слабые.

142 — Не вполне изолированная группа смешанного типа, состоящая из более или менее компактных (№ 1, 2, 4, 6,) и некомпактных (№ 5, 8, 10) галактик. Объект № 7 может оказаться звездой.

143 — Более или менее изолированная группа ярких галактик смешанного типа. Галактики № 1, 2, 4 — компактные, № 3, 5 и 6 — протяженные.

144 — Группа красных компактных галактик. Особенно компактна красная галактика № 9, она имеет звездоподобное изображение на красной карте атласа. Галактика № 8 — слабая.

145 — Плохо изолированная вытянутая система красных компактных галактик. Объекты № 9, 10, 11, 12, 13 и 14 — слабые, № 15 имеет вытянутое и диффузное изображение. К востоку от группы наблюдаются другие компактные галактики, цепочки и группировки слабых галактик.

146 — Компактная группа, состоящая из ярких компактных галактик красного цвета (№ 1, 2, 3, 4). В группе имеются слабые объекты (№ 5, 6).

147 — Группа компактных галактик (№1, 2, 3, 4, 5). Особенно компактные изображения и красный цвет имеют объекты № 1 и 2. На голубой карте изображения этих объектов несколько отличаются от звездных. Галактики № 6 и 7 слабые.

148 — Две группировки красных компактных галактик. Объекты № 1, 2, 3, 5, 6, 7 очень компактные, № 4, 8, 9 — менее компактные, № 6 имеет звездоподобное изображение на обеих картах атласа и не исключено, что это — звезда. На область проектируется одна звезда.

- 149 — Плохо изолированная группа очень компактных и красных галактик. Галактика № 5 — диффузная, № 11 и 12 — слабые, № 10 может оказаться звездой.
- 150 — Плохо изолированная группа периферийного типа, состоящая из слабых галактик. Галактики № 1, 2, 4, 5, 6 и 7 — компактные, № 3 имеет слабый ореол. Остальные объекты слабые. В окрестности наблюдаются другие компактные галактики, группировки и поле слабых галактик. Возможно, что здесь находится скопление галактик.
- 151 — Группа компактных галактик смешанного типа. Объекты № 1, 2, 3, 4 — очень компактные, № 5, 6, 7 — менее компактные, № 2 имеет звездоподобное изображение на обеих картах атласа.
- 152 — Компактная группа ярких компактных галактик. Объекты № 1, 2, 3, 4, 5 — очень компактные и красные, № 6, 7, 8, 9 — слабые. Галактики № 6 и 9 относительно голубые.
- 153 — Компактная группа не очень компактных галактик. Объект № 5 имеет весьма компактное изображение на обеих картах атласа и относительно голубой цвет. Он может оказаться звездой.
- 154 — Компактная группа, состоящая из очень ярких красных галактик. Большинство из них имеет слабые придатки. Объекты № 3, 4 относительно компактные. В области наблюдаются также слабые галактики.
- 155 — Более или менее изолированная группа красных компактных галактик. Объект № 2 имеет особенно компактное изображение на красной карте атласа, хотя может оказаться галактикой. Галактика № 7 — слабая.
- 156 — Некомпактная группа компактных галактик (№ 1, 2, 3, 6, 7). Объекты № 1, 2, 3 имеют весьма компактные изображения и красный цвет, не исключено, что они могут оказаться звездами. К западу имеется другая интересная группировка компактных галактик (№ 11, 12, 13, 14).
- 157 — Компактная группа компактных галактик, состоит из ярких и слабых объектов, расположенных кругом. Весьма красные и компактные объекты № 1, 2, 3. Галактика № 8 менее компактна по сравнению с объектами 1, 2, 3.
- 158 — Не вполне изолированная цепочка слабых компактных галактик № 1, 2, 3, 4, 6. Объект № 5 — диффузный, № 7 — очень слабый.
- 159 — Компактная группа более или менее компактных галактик. Объекты № 1, 3 особенно компактные.
- 160 — Не очень компактная группа компактных галактик периферийного типа. Галактики № 1 и 2 очень компактные, № 9, 10 — менее компактные, № 8 — сравнительно голубая и может оказаться звездой, № 11 — слабая.
- 161 — Плохо изолированная группа компактных красных галактик № 1, 2, 3, 4, 5 и 6. Мы думаем, что объекты № 1 и 4 — галактики, однако до конца в этом быть уверенным нельзя.
- 162 — Более или менее изолированная группа компактных галактик. К югу от группы наблюдаются три компактные галактики, которые на карте отождествления не пронумерованы. Объект № 1 имеет весьма компактное изображение.
- 163 — Бедная группа красных компактных галактик. Особенно компактные изображения имеют яркие галактики № 1, 2, 3, а № 4, 5 и 6 — слабые.
- 164 — Плохо изолированная компактная группа красных галактик. В состав группы входят яркие (№ 1, 2, 3) и слабые (№ 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10) компактные галактики. На область проектируются две звезды. Часть звездоподобных объектов, расположенных к западу от пронумерованных галактик, могут оказаться также весьма компактными галактиками.

165 — Компактная группа весьма компактных красных галактик. В окрестности группы наблюдаются и другие компактные галактики. К югу от группы есть маленькая группировка из трех компактных галактик (№ 7, 8, 9). На область проектируется одна звезда.

166 — Интересная вытянутая группа из близких галактик красного цвета. Важно отметить, что галактики очень яркие и имеют не вполне компактные изображения. Более компактные галактики № 5 и 6. Объект № 11 — звезда.

167 — Компактная группа компактных галактик (№ 1, 2, 3, 4, 5, 6). Объект № 3 имеет весьма компактное изображение на обеих картах атласа и может оказаться звездой. К северу и к западу от группы наблюдаются весьма компактные и красные галактики № 7 и 8.

168 — Весьма интересная компактная и богатая группа компактных галактик. В состав группы входят яркие и очень слабые галактики. На область группы проектируется одна звезда. Вследствие многочисленности объектов и их плотного расположения на карте отождествления, оказалось трудным их перенумеровать.

169 — Более или менее изолированная компактная группа красных компактных галактик (№ 1, 2, 3, 4, 5). Объект № 2 имеет очень компактное изображение на обеих картах атласа и может оказаться звездой. Галактика № 6 — вытянутая. В окрестности группы наблюдаются другие компактные галактики.

170 — Группа компактных галактик. Относительно компактные галактики № 1 и 2. В окрестности группы наблюдаются другие компактные галактики и группировки. Возможно, что группа входит в состав более широкого скопления галактик.

171 — Плохо изолированная компактная группа ярких компактных галактик (№ 1, 2, 3, 4, 5, 6). Не исключено, что объект № 4 может оказаться звездой, хотя в этом нельзя быть уверенным. Галактики № 8, 9 очень слабые.

172 — Компактная группа компактных галактик.

173 — Компактная группа компактных галактик смешанного типа. Галактики № 1, 2, 4, 5 — компактные, № 3 — имеет слабый придаток, № 6, 7, 8, 9 — слабые. Объект № 1 может оказаться звездой.

174 — Не вполне изолированная группа периферийного типа, состоящая из слабых галактик. Объекты имеют почти одинаковую яркость. Галактики № 1, 2 относительно яркие.

175 — Изолированная цепочка периферийного типа, состоящая из слабых компактных галактик.

На картах атласа часто встречаются более или менее компактные группы периферийного типа, отдельные весьма компактные галактики и системы, состоящие из двойных и тройных компактных галактик. Их исследованию будут посвящены отдельные работы.

Автор выражает глубокую признательность академику В. А. Амбарцумяну и Р. К. Шахбазян за обсуждение работы.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

COMPACT GROUPS OF COMPACT GALAXIES. IV

M. B. PETROSIAN

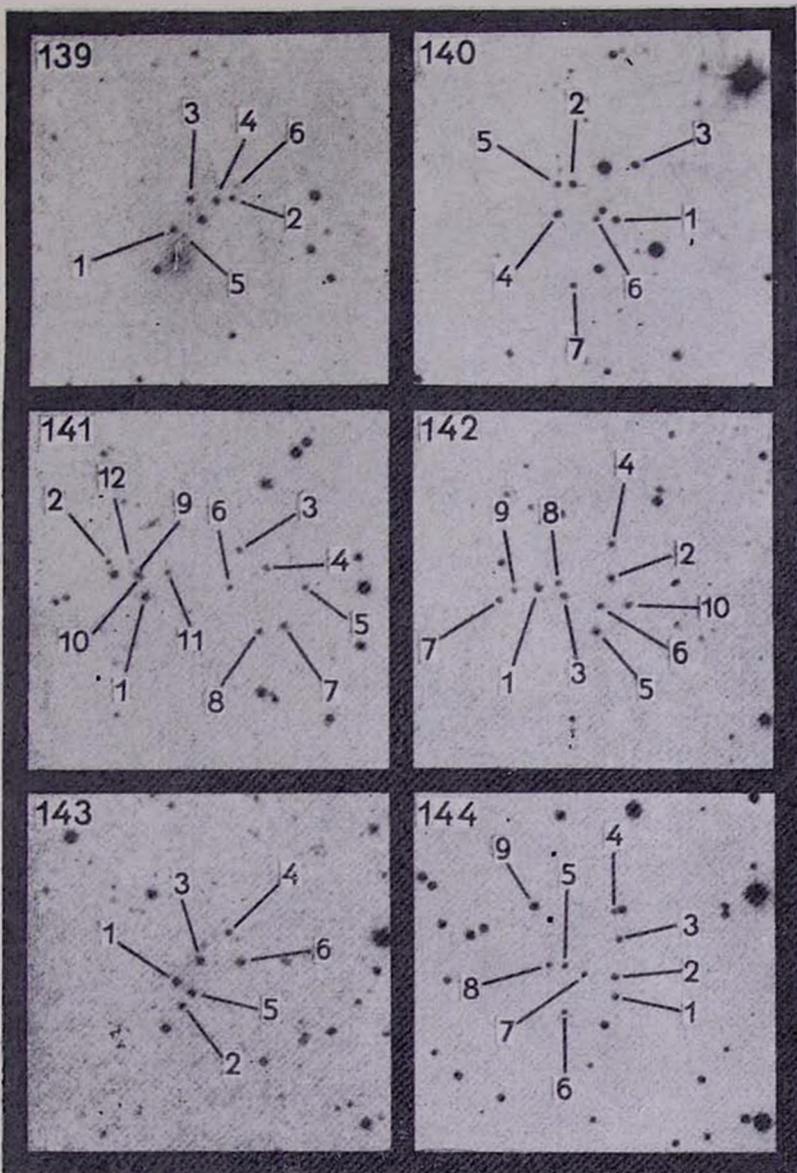
The fourth list of compact groups of compact galaxies is presented. The list contains 37 compact groups of compact galaxies, discovered in Byurakan on the maps of the Palomar Sky Survey. The photographs of new 37 groups are given.

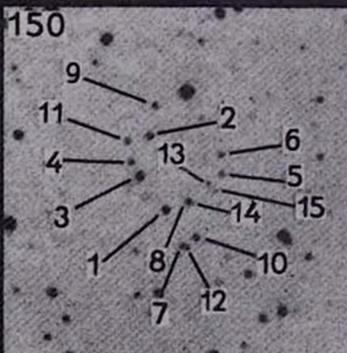
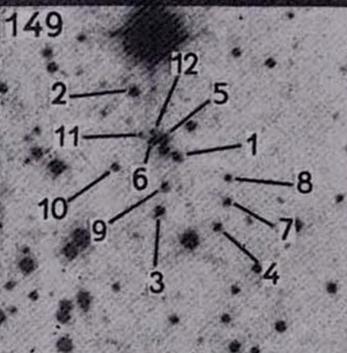
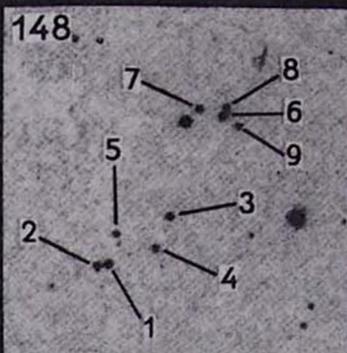
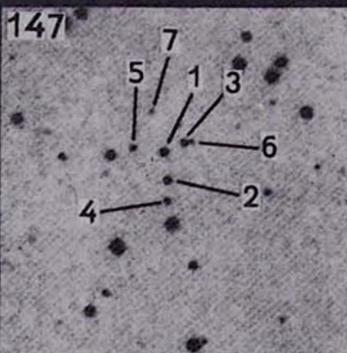
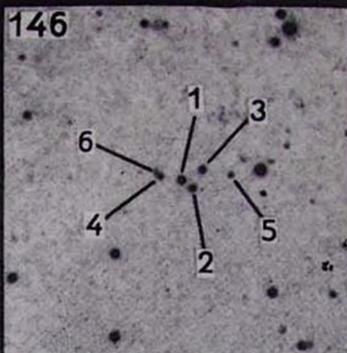
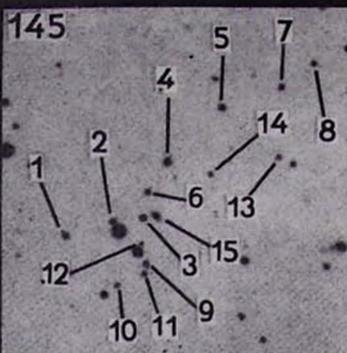
Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Р. К. Шахбазян, *Астрофизика*, 9, 495, 1973.
2. Р. К. Шахбазян, М. Б. Петросян, *Астрофизика*, 10, 13, 1974.
3. Ф. В. Байер, М. Б. Петросян, Г. Тириш, Р. К. Шахбазян, *Астрофизика*, 10, 1974.

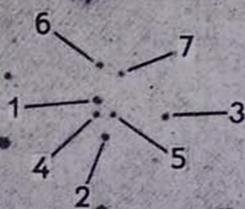
КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

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

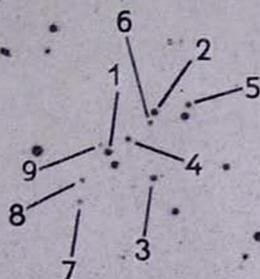




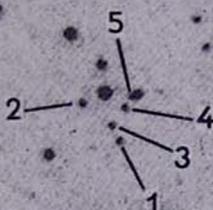
151



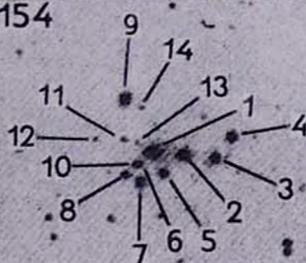
152



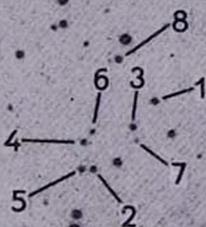
153



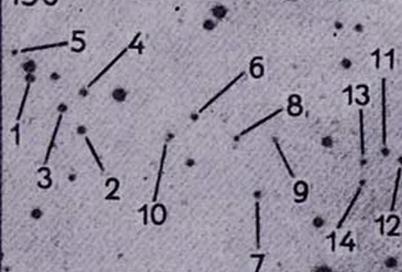
154



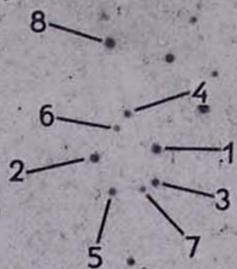
155



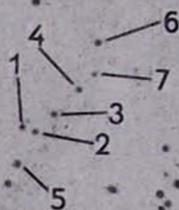
156



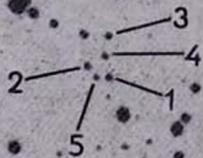
157



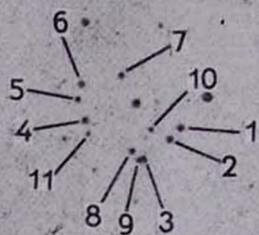
158



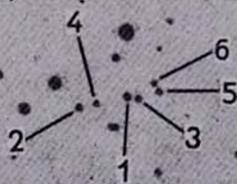
159



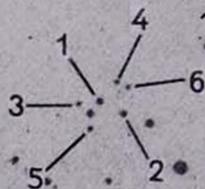
160



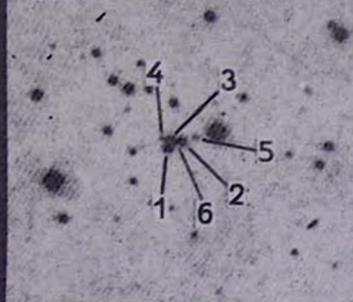
161



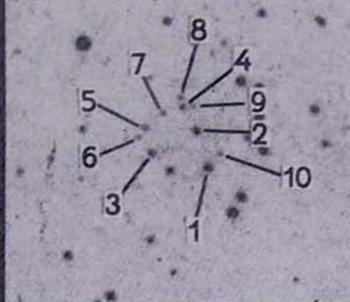
162



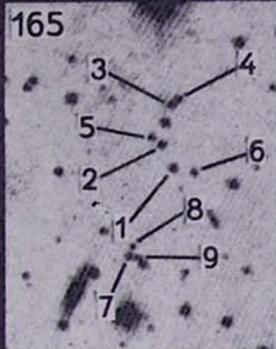
163



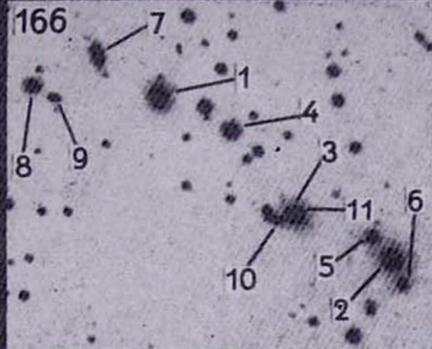
164



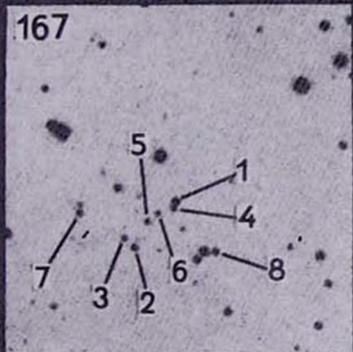
165



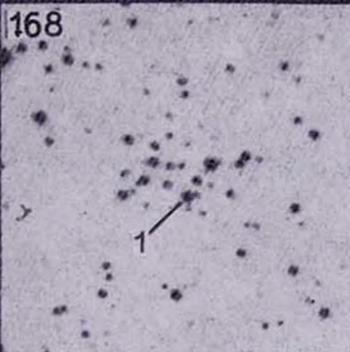
166



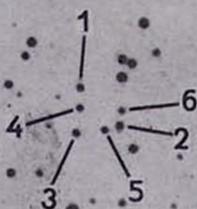
167



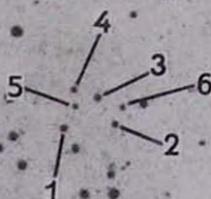
168



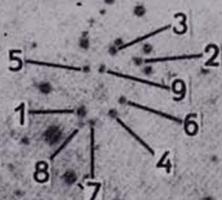
169



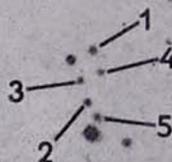
170



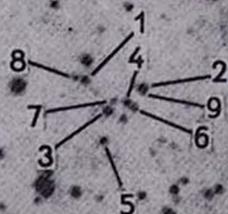
171



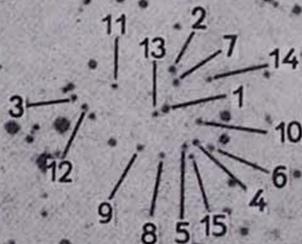
172

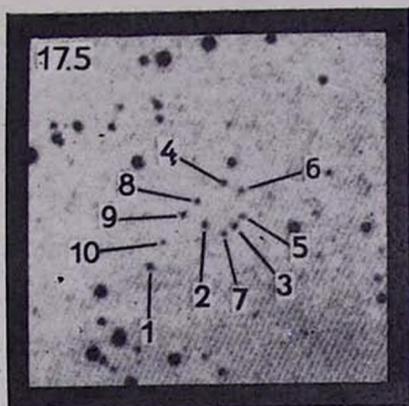


173



174





К ст. М. Б. Петросян

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

НОЯБРЬ, 1974

ВЫПУСК 4

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ШЕСТИ НОВЫХ ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ

М. А. КАЗАРЯН, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 1 августа 1974

Приведены результаты спектральных наблюдений шести галактик с ультрафиолетовым континуумом, обнаруженных на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с 1.5 объективной призмой. Все галактики показывают эмиссионные линии в спектрах. Приведены описания спектров, значения красного смещения и абсолютные величины этих галактик.

При просмотре снимков, полученных на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории с 1.5 объективной призмой на пластинках Kodak IIa-E, одним из авторов (М. А. К.) обнаружен ряд галактик с ультрафиолетовым континуумом в спектре.

Другой из авторов (Э. Е. Х.) получил щелевые спектры шести из этих галактик на 200" телескопе Паломарской обсерватории и 107" телескопе обсерватории МакДональд.

Некоторые сведения об этих галактиках приведены в табл. 1, в которой в первом столбце помещены порядковые номера галактик, во втором—номер галактики по NGC, IC или MGC [1, 2] (галактика №2 входит также в список голубых галактик Аро [3] под номером 15), в третьем и четвертом—их координаты, взятые из соответствующих каталогов (для галактик № 4 и 6 координаты определены нами по Паломарским картам), в пятом—интегральные яркости галактик по [1—2] (для № 4 и 6 интегральные яркости грубо оценены нами по Паломарским картам), в шестом и седьмом—угловые размеры центральной области и галактики в целом по [1—2] и в последнем—спектраль-

ные характеристики галактик, определенные нами в обозначениях, введенных Маркаряном [4].

Таблица 1

| № | NGC, IC или MGC | α_{1950} | δ_{1950} | m | d | D | Спектр |
|----|------------------------|-----------------|-----------------|--------------------|-----------|-----------|--------|
| 1 | MGC-2-2-38 | 0° 28' 7" | -10° 45' | 13. ^m 0 | 30" × 18" | 78" × 60" | sd2e |
| 2 | MGC-2-3-19 | 0 46.0 | -12 59 | 14.0 | — | 36 × 24 | ds1e |
| 3 | IC 56, MGC-2-3-30 | 0 49.0 | -13 07 | 14.0 | 12 × 12 | 48 × 42 | ds2e |
| 4 | — | 0 49.4 | -13 01 | 15.5 | 15 × 15 | — | s1e |
| 5 | NGC 6306, MGC-10-24-98 | 17 06.9 | +60 48 | 14.0 | 30 × 15 | 60 × 15 | ds1e |
| 5a | NGC 6307, MGC-10-24-99 | 17 07.0 | +60 50 | 13.2 | 42 × 30 | 72 × 60 | — |
| 6 | — | 18 05.4 | +65 54 | 16.0 | 13 × 15 | — | s2e |

Галактики №5 и 5a составляют двойную систему Холмберг №769 [5]. Из них №5 показывает сильный ультрафиолетовый континуум. Что же касается №5a (NGC 6307), то ее ультрафиолетовый континуум слаб и она включена в наш список для сравнения.

Сведения о снимках этих галактик приведены в табл. 2. Ширина щели спектрографа находилась в пределах 1"–1.5".

На рис. 1 приведены карты отождествления галактик, снятые с Паломарского атласа. Масштаб снимков 1мм ~ 25".

Результаты измерений щелевых спектров приведены в табл. 3. В ней в первом столбце приведены порядковые номера галактик, во втором—среднее значение красного смещения z , в третьем число линий, по которым измерялось красное смещение, в четвертом—средняя квадратичная ошибка одного измерения, в пятом—лучевая скорость, в шестом—расстояние, и в последнем—абсолютная величина галактик.

Красные смещения для всех галактик определены: по эмиссионным линиям, за исключением галактики NGC 6307 (№5a), красное смещение которой определено по линиям поглощения. При определении расстояний для постоянной Хаббла принято значение 75 км/сек·Мпс.

Репродукции спектров всех галактик приведены на рис. 2 и 3. Все отождествленные линии неба отмечены на рисунках.

Общее описание структуры и спектров исследуемых галактик приводится ниже.

№1 — спиральная галактика с развитыми рукавами. Ядро вытянутое, эллиптической формы, с угловыми размерами 18" × 30".

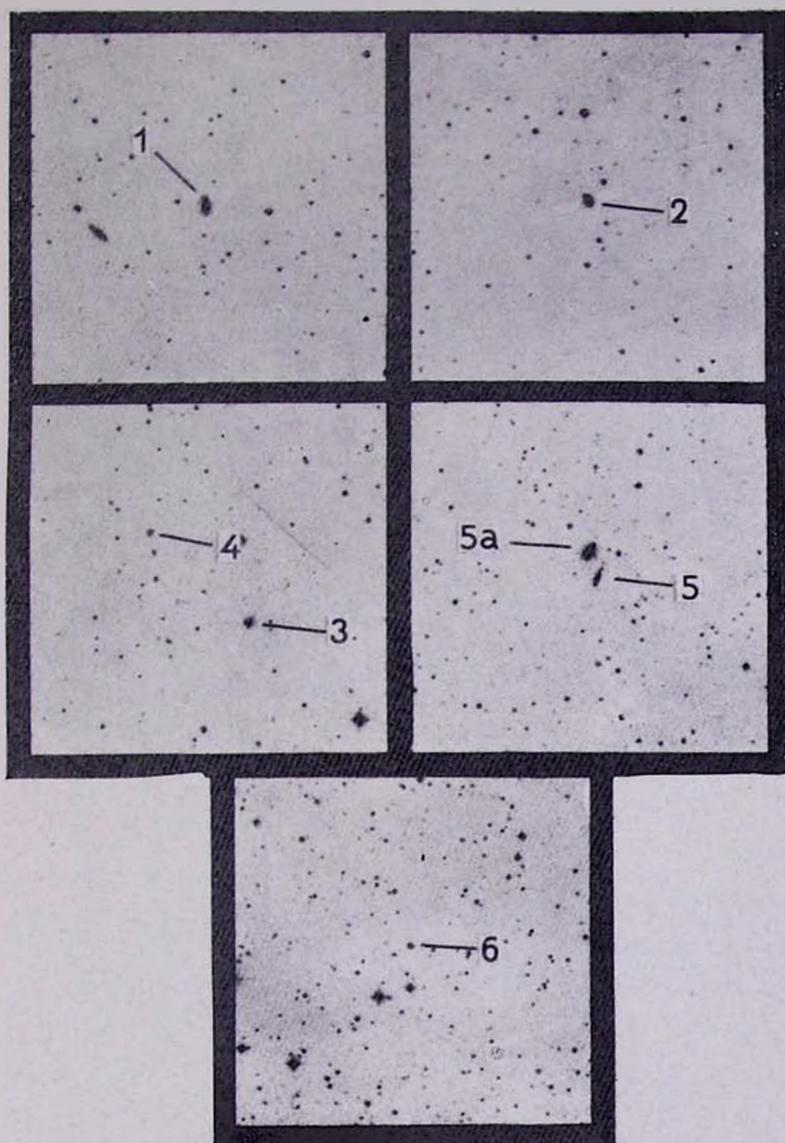
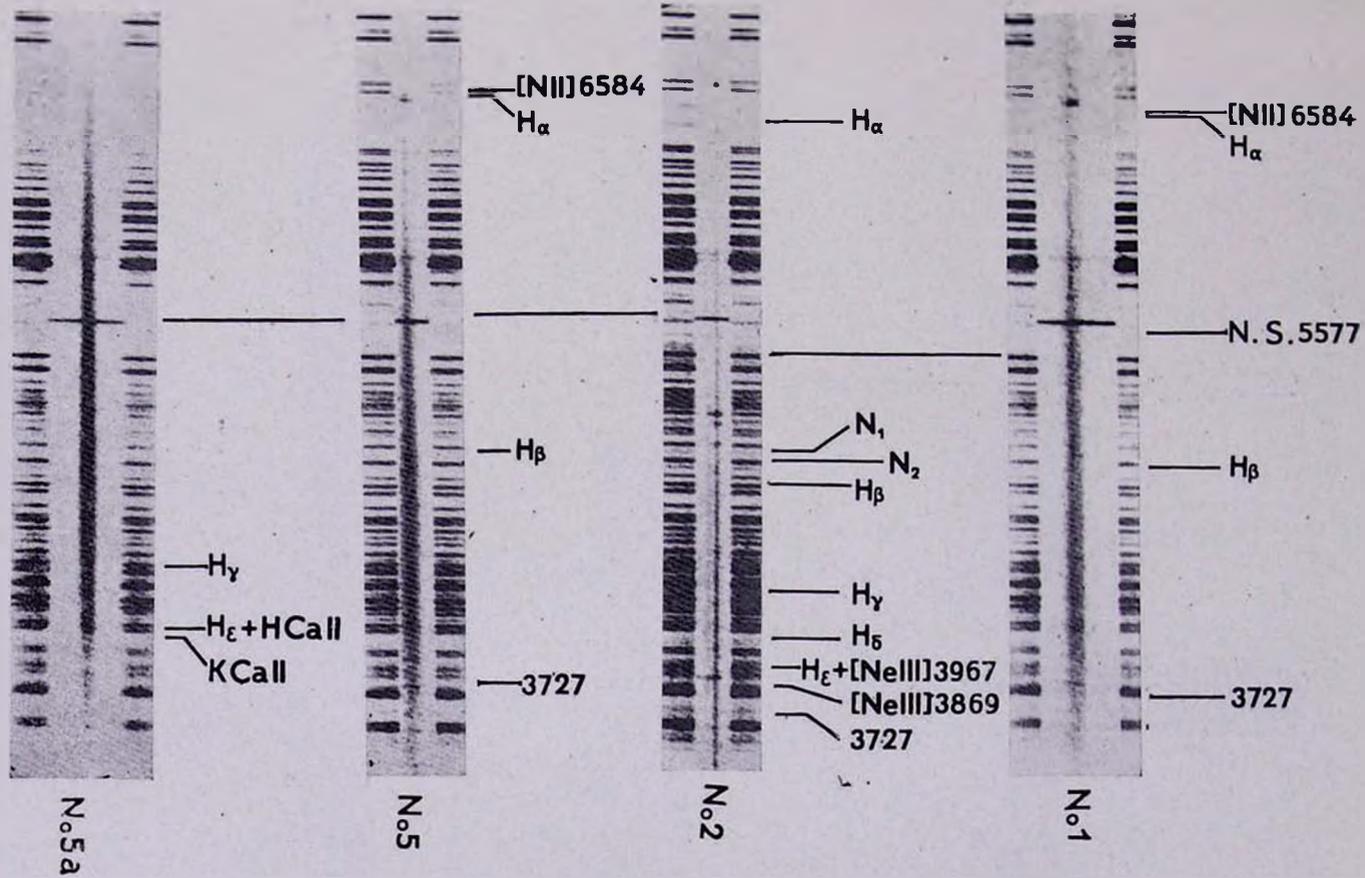


Рис. 1.

К ст. М. А. Казаряна, Э. Е. Хачикяна





Nc4

[NII]6584

λ



N°6

Рис. 3.

К ст. М. А. Казарина, Э. Е. Хачикяна

H α

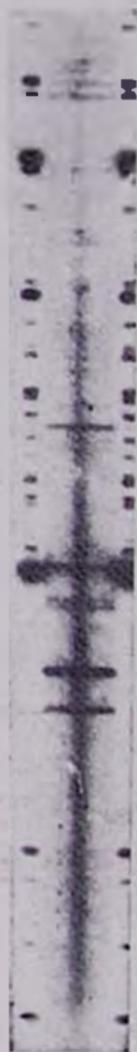
[SII] 6717

[NII] 6584

H α

N. S. 5577

N $^{\circ}$ 3



В спектре наблюдаются эмиссионные линии [NII] λ 6584, 6548, H α , H β и [OII] λ 3727. Линия H γ вообще не видна, а остальные линии водорода, начиная с H δ и до H $_{14}$, находятся в поглощении.

Таблица 2

| № | Номер пластинки | Время экспозиции (в мин) | Сорт эмульсии Kodak | Телескоп | Позиционный угол шели | Спектральная область пропускания системы |
|----------|-----------------|--------------------------|---------------------|----------|-----------------------|--|
| 1 | Q 4356 | 10 | Ha-D | 200" | 90° | 4500—7800 |
| | UVITS 327(b) | 20 | Ha-O | 107 | 0 | 3500—7300 |
| 2 | Q 4368 | 5 | Ha-D | 200 | 90 | 4500—7800 |
| | UVITS 303(a) | 20 | Ha-O | 107 | 0 | 3500—7300 |
| | " 303(b) | 15 | " | 107 | 0 | 3500—7300 |
| | " 327(c) | 10 | " | 107 | 0 | 3500—7300 |
| " 327(d) | 8 | " | 107 | 0 | 3500—7300 | |
| 3 | Q 4367 | 10 | Ha-D | 200 | 90 | 4500—7800 |
| | UVITS 315(a) | 45 | Ha-O | 107 | 0 | 3500—7300 |
| 4 | UVITS 315(b) | 15 | " | 107 | 0 | 3500—7300 |
| | Q 4348 | 5 | Ha-D | 200 | 0 | 4500—7800 |
| 5 | " 4317 | 10 | " | 200 | 15 | 4500—7800 |
| | UVITS 306(a) | 10 | Ha-O | 107 | 0 | 3500—7300 |
| | " 324(c) | 20 | " | 107 | 6 | 3500—7300 |
| 5a | " 325(a) | 12 | " | 107 | 0 | 3500—7300 |
| 6 | Q 4318 | 15 | Ha-D | 200 | 90 | 4500—7800 |
| | " 4331 | 15 | " | 200 | 0 | 4500—7800 |

№ 2 — голубая галактика Aro 15 [3], которая имеет эллиптическую форму с угловыми размерами 24" \times 36".

Таблица 3

| № | \bar{z} | n | σ | V_R (км/сек) | R (Мпс) | M_{pg} |
|----|-----------|-----|----------|----------------|-----------|--------------------|
| 1 | 0.0116 | 7 | 0.0001 | 3480 | 45.4 | -20 ^m 3 |
| 2 | 0.0210 | 21 | 0.0009 | 6300 | 84.0 | -20.8 |
| 3 | 0.0203 | 2 | — | 6090 | 81.0 | -20.5 |
| 4 | 0.0419 | 4 | 0.0005 | 12570 | 160.8 | -20.9 |
| 5 | 0.0094 | 13 | 0.0002 | 2820 | 37.6 | -18.9 |
| 5a | 0.0094 | 2 | — | 2820 | 37.6 | -19.7 |
| 6 | 0.0267 | 4 | 0.0006 | 6220 | 82.7 | -18.6 |

В галактике наблюдаются несколько ярких голубых сгущений. В спектре яркой центральной части видны сильные эмиссионные линии

[NII] λ 6584 и 6548, H α , [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H β , H γ и [OII] λ 3727. Остальные водородные линии, от H δ до H $_{13}$, находятся в поглощении. В поглощении наблюдаются также линии H и K Ca II, причем первая из них сливается с H δ . При получении спектра UVITS № 303 (b) щель спектрографа была направлена вдоль линии север—юг так, что в нее попадали три сгущения. В спектре наиболее яркого из них наблюдаются сильные эмиссионные линии [NII] λ 6584, H α , [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H β , H γ , H δ , H ϵ + [NeIII] λ 3968, H ζ + [NeIII] λ 3870 и [OII] λ 3727. В спектре второго сгущения наблюдаются в эмиссии H α , [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H β и [OII] λ 3727. Линия H γ находится как в эмиссии, так и в поглощении, а другие линии бальмеровской серии, начиная от H δ до H $_{13}$, наблюдаются в поглощении. В спектре третьего, самого слабого сгущения наблюдаются лишь сильные эмиссионные линии H α , [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H β и [OII] λ 3727. Примерно такая же картина наблюдается и в спектрах других сгущений.

Все вышеприведенные данные об этих сгущениях указывают на то, что они, возможно, являются сверхассоциациями.

Красное смещение этой галактики по измерениям 4-х линий определяли ранее Мейол и А. Вокулер [6], которые получили несколько большее значение для z ($V_R = 6536$ км/сек).

№3 = IC56 = MGC 2—3—30 имеет сферическое ядро с диаметром 12". Ядро окружено гало размерами порядка 40", содержащим несколько сгущений.

В спектре наблюдаются эмиссионные линии [NII] λ 6584 и H α . Область спектра около H β передержана, так что судить о наличии в ней линий трудно.

№ 4. Сферическая компактная галактика с диаметром 15". На синих картах Паломарского атласа в северо-западной части галактики имеется небольшой отросток размерами 2" \times 3", отделенный от галактики узкой полосой, шириной примерно 2". На красных же картах этот отросток соединяется с галактикой и очень слаб.

В спектре галактики наблюдаются эмиссионные линии [NII] λ 6584, H α , [OIII] λ 5007, H β и [OII] λ 3727, которые заметно наклонены.

№ 5 = NGC 6306 = MGC —10—24—98, № 5a = NGC 6307 = MGC —10—24—99. Как уже отмечалось выше, это двойная система Холмберг № 769. Согласно Кинану [7], они являются галактиками типа S и E.

В спектре наблюдаются эмиссионные линии [NII] λ 6584, H α , [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H β и [OII] λ 3727.

Линия H_7 находится как в эмиссии, так и в поглощении, а H_3 вообще незаметна. Остальные линии бальмеровской серии от H_4 до H_{15} находятся в поглощении.

Очень интересную структуру имеет линия H_α (см. рис. 2). Она по высоте состоит из трех отдельных частей. Это указывает на то, что в щель спектрографа попадали три области галактики, которые довольно сильно излучают в линии H_α . Одна из этих областей смещена в сторону коротких волн от двух других примерно на 6 \AA , что соответствует разнице скоростей между этими областями по лучу зрения около 270 км/сек .

Наиболее яркая из этих областей (в которой наблюдаются все вышеотмеченные линии) расположена в центральной части галактики и, по-видимому, является ее ядром. В двух других более слабых областях наблюдается лишь одна линия H_α . Вероятно, эти две области являются сверхассоциациями.

В спектре галактики 5a наблюдаются линии поглощения бальмеровской серии от H_2 до H_{15} . Хорошо видна также линия K, $\text{CaII } \lambda 3933$, а линия H сливается с H_1 .

Как видно из табл. 2, обе галактики № 5 и 5a имеют одинаковое красное смещение и, по всей вероятности, составляют физическую пару. Ранее красные смещения этих галактик были определены Вокулерами [8]. По их измерениям обе галактики имеют одинаковое красное смещение, которое несколько больше ($z = 0.011$), чем дают наши измерения.

В работе [8] отмечается также наличие в спектре NGC 6307 (5a) эмиссионной линии $[\text{NII}] \lambda 6584$, которая на наших спектрах не обнаруживается.

№ 6. Галактика на Паломарских картах выглядит компактной и имеет размеры $13'' \times 15''$.

В спектре этой галактики наблюдаются узкие эмиссионные линии $[\text{NII}] \lambda 6584$ и H_α . Область H_β в спектре передержана.

Результаты более подробного исследования спектров этих галактик будут представлены отдельно.

Один из авторов (Э. Е. Х.) выражает глубокую благодарность дирекциям обсерваторий Хейл и МакДональд за радушный прием в 1973 году и предоставление возможности наблюдений на телескопах этих обсерваторий. Он признателен также д-ру В. Сардженту за содействие при наблюдениях.

Ереванский государственный
университет
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

SPECTROSCOPIC OBSERVATIONS OF SIX NEW GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM

M. A. KAZARIAN, E. Ye. KHACHIKIAN

The results of spectroscopic observations of six new galaxies with ultraviolet continuum discovered with the 40" Schmidt camera of the Byurakan observatory are presented.

All galaxies show emission-line spectra. The description of the spectra, the redshifts and the absolute magnitudes of these galaxies are presented.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногорская, Морфологический каталог галактик, I, М., 1962.
2. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, Морфологический каталог галактик, IV, М., 1958.
3. G. Haro, Bol., Tanantziatla y Tacubaya Obs., No. 14, 8, 1956.
4. Б. Е. Маркарян, Астрофизика, 5, 443, 1969.
5. E. Holmberg, Ann. Obs. Lund, No. 6, 1933.
6. N. U. Mayall, A. de Vaucouleurs, A. J., 67, 363, 1962.
7. P. C. Keenan, Ap. J., 85, 325, 1937.
8. A. and G. de Vaucouleurs, A. J., 72, 731, 1967.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

НОЯБРЬ, 1974

ВЫПУСК 4

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА

И. М. КОПЫЛОВ, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ, В. И. ПРОНИК, К. К. ЧУВАЕВ

Поступила 7 августа 1974

Приводятся результаты спектральных наблюдений галактик Маркаряна V, VI и VII списков. Все спектры получены на телескопе 2.6 м с ЭОП.

У 56 галактик найдены эмиссионные линии. 7 объектов—Маркарян 478, 486, 506, 509, 520, 541 и 590 имеют широкие эмиссионные линии водорода и могут быть отнесены к сейфертовскому типу. Возможно, слабыми сейфертовскими характеристиками обладают также объекты Маркарян 493, 516, 533, 577, 609, 610 и 612.

Введение. Осенью 1972 г. в Крымской обсерватории на телескопе 2.6 м, в фокусе Насмита проводились спектральные наблюдения ряда галактик Маркаряна V, VI и VII списков [1]. Использовался дифракционный спектрограф, оснащенный трехкаскадным ЭОП типа УМ 92 с мультищелочным фотокатодом. Спектры регистрировались на фотопленке А-600. В основном применялась дисперсия 360 А/мм. При этом охватывался спектральный диапазон 4500—7000 А. Для ряда объектов были получены спектры в области линий H_α и H_β с дисперсией 106 А/мм. Большая часть всех спектрограмм расширена до 0.2—0.4 мм. В зависимости от яркости объекта, дисперсии и величины расширения спектра время экспозиции составляло от 3 до 30 мин. Щель спектрографа шириной 1.5—2" всегда была ориентирована по α . В качестве спектра сравнения служили линии неона. Все спектры калибровались последующим впечатыванием ступенчатого ослабителя. Спектральное разрешение составляет 20—25 А.

Прозрачность и качество изображения в процессе наблюдений менялись в значительной степени, но, поскольку целью нашей работы было получение предварительных данных, в основном качественного характера, о природе объектов, это не влияло существенно на полу-

ченные результаты. Это же обстоятельство определило выбор достаточно малой дисперсии и большого спектрального диапазона. Всего было получено 103 спектрограммы для 71 галактики. Предварительные результаты о пяти объектах с широкими эмиссионными линиями были опубликованы ранее [2].

Определение лучевых скоростей. Спектрограммы измерялись на приборах ИЗА-2 и МИР-12. Обычно среднеквадратичная ошибка наведения на непередержанные линии спектра сравнения составляет 1.5—2 микрона и точность определения положения такой линии 1—1.5 А. Но реальная точность определения лучевой скорости много меньше, и получение максимально точных значений представляет большую трудность. Это вызвано рядом причин, среди которых наибольшую роль играют, во-первых, S-образная дисторсия ЭОП с магнитной фокусировкой, во-вторых, необходимость экстраполяции по дисперсионной кривой.

Первая причина приводит к переменному наклону линий в спектре и нелинейным искажениям дисперсионной кривой. Второй фактор связан с тем, что линии неона, из-за виньентирования камеры спектрографа, спектральной чувствительности фотокатода, концентрации света дифракционной решеткой и других причин, видны только в диапазоне 5400—6500 А. В то же время пригодными для измерений оказываются эмиссионные линии H_3 , N_2 , N_1 , H_2 , лежащие вне указанного диапазона. Игнорирование этих обстоятельств может привести к серьезным погрешностям в определении красных смещений, достигающим до 0.003.

Во всех спектрах измерялись отдельно верхние и нижние линии спектра сравнения для определения поправок за наклон. По линиям ночного неба [O I] 5577 А и 6300 А находились ошибки нуля-пункта. Сама дисперсионная кривая представлялась параболой. Измерениям отдельных линий приписывались веса, учитывающие положение и интенсивность линии. Среднеквадратическая ошибка красного смещения, определенная по 4 линиям, составляет 0.0004—0.0005. С этой точностью и приведены значения красных смещений объектов. Полученные значения исправлены за движение Солнца $\Delta z = 0.001 \cdot \cos(l - 55^\circ) \cdot \cos b$.

Полученные результаты. Ниже приводится сводная таблица данных для всех объектов, имеющих эмиссионные линии. Значения m_{rg} взяты из [3], в круглых скобках — из [1]. Отметим, что последние, как правило, больше, чем m_{rg} в системе [3], так как там оценивается видимая яркость центральной части галактики, ответственной за избыточное ультрафиолетовое излучение. При вычислении абсолютных

величин M_{pg} принималось значение $H = 75 \text{ км/сек Мпс}$ и учитывалось поглощение света в Галактике $\Delta m = 0^m24 \cdot \text{cosec } |b|$. Угловые размеры взяты из [1].

В табл. 1 представлены: 1 — номер объекта [1]; 2 — спектральный тип [1]; 3 — видимая фотографическая величина; 4 — абсолютная фотографическая величина; 5 — красное смещение, двоеточием отмечены неуверенные значения, круглые скобки означают неуверенное отождествление; 6 — размеры объекта в кпс ; 7—11 — глазомерные оценки интенсивностей эмиссионных линий в пятибалльной шкале, баллы 1—5 обозначают очень слабую, слабую, среднюю, сильную и очень сильную линию, соответственно (баллы интенсивностей от 1 до 5 примерно соответствуют значениям эквивалентных ширин от 15—25 до 200—400 Å); 12 — порядковый номер примечания.

Заключение. Итак, среди изучавшейся 71 галактики 56 имеют эмиссионные линии, что составляет около 80%. Можно думать, что действительное число таких объектов должно быть несколько больше, примерно 90%, так как не все спектрограммы были получены в благоприятных условиях.

7 объектов — Маркарян 478, 486, 506, 509, 530, 541, 590 имеют широкие эмиссионные линии водорода ($> 2000 \text{ км/сек}$) и могут быть уверенно отнесены к сейфертовскому типу. В основном это сфероидальные конденсированные галактики с хорошо выделяющимися ядрами. Маркарян 478 и 509 являются объектами крайне высокой светимости и компактны, возможно являются близкими QSO либо объектами промежуточного типа.

У 7 галактик — Маркарян 493, 516, 533, 577, 609, 610 и 612 можно подозревать наличие широких эмиссионных линий, хотя в среднем и с меньшей шириной, чем у вышеуказанных. Для них необходимы наблюдения с более высоким спектральным разрешением. За исключением Маркарян 516 и 610 это — s-объекты, как правило, высокой светимости, что делает их принадлежность к сейфертовским галактикам вероятной.

В заключение авторы выражают благодарность Б. Е. Маркаряню за предоставленную возможность проводить наблюдения галактик VI и VII списков до публикации. Двое авторов (И. М. К. и В. А. Л.) благодарят дирекцию КрАО за любезное предоставление наблюдательного времени на ЗТШ.

| Объект | Спектр. тип | m_{pg} | M_{pg} | z |
|--------|----------------|-------------------|-----------------------|---------|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| 478 | s1e | (15) ^m | (-22. ^m 7) | 0.0785 |
| 486 | s1e | 15.2 | -21.1 | .0395 |
| 489 | d2+d2e | 14.2 | -21.6 | .034 |
| 490 | d1e | 15.0 | -18.2 | .0095 |
| 493 | sd1e: | 14.9 | -21.0 | .033 |
| 506 | s1e | 15.5 | -21.1 | .0435 |
| 509 | s1e | (13) | (-23.2) | .0355 |
| 512 | d2e: | (15) | (-21.2) | .035 |
| 516 | d3e | 15.4 | -20.4 | .0305 |
| 518 | sd2e | 14.3 | -21.7 | .0325 |
| 520 | sd2e | 14.7 | -21.0 | .028 |
| 522 | ds3e: | (17) | (-19.1) | .033: |
| 523 | ds3e: | 15.2 | -20.2 | .0265: |
| 524 | sd3e: | 14.6 | -19.8 | .0155 |
| 526 | ds2e | 15.4 | -19.8 | .023: |
| 527 | sd3e | 14.5 | -19.1 | (.0115) |
| 529 | d3e: | (14) | -19.8 | .0125 |
| 530 | sd2e | 14.4 | -21.2 | .0295 |
| 531 | sd2e: | 13.5 | -20.5 | .0135: |
| 532 | ds2e | 15.6 | -19.8 | .026: |
| 533 | sd3e | 13.6 | -22.1 | .0295 |
| 535 | d2e: | (17) | (-18.4) | .0245: |

Таблица 1

| Размер | Интенсивн. линии | | | | | Примечания |
|---------|------------------|--------|--------|--------------------|-------|------------|
| | H β | N $_2$ | N $_1$ | H α + [NII] | [SII] | |
| 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 |
| 15×12 | 5 | | 3 | 5 | | 1 |
| 6.0 | 4 | 1 | 3 | 5 | | 2 |
| 7.8 | | | 2 | 4 | 2 | 3 |
| 2.1×1.7 | | 3 | 4 | 4 | | |
| 6.4 | 2 | | | 4 | | 4 |
| 20×15 | 3 | 2 | 4 | 5 | | 5 |
| 6.9 | 5 | 3 | 4 | 5 | | 6 |
| 7.9×6.6 | | | | 4 | 2 | |
| 11×9 | 2 | | 1 | 3 | | 7 |
| 13×11 | | | | 4 | 2 | 8 |
| 8.2 | 3 | 3 | 4 | 5 | 2 | 9 |
| 5.6 | | | | 2 | | 10 |
| 10 | | | | 1 | | 11 |
| 7.3×4.6 | | | 3 | 4 | | |
| 11×5.4 | | | | 1 | | 12 |
| 2.6 | | | | 1 | | 13 |
| 3.9 | 2 | 2 | 3 | 4 | 2 | |
| 5.6 | 3 | 1 | 2 | 5 | | 14 |
| 7.9×5.8 | | | | 4 | | 15 |
| 5.1 | | | 2 | 3 | | 16 |
| 5.7 | | 3 | 4 | 3 | | 17 |
| 5.7×4.3 | | | | 3 | | 18 |

Таблица 1 (продолжение)

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 |
|-----|-------|--------------------|---------------------|-----------|-----------|---|---|---|----|------|----|
| 541 | s2e | 15 ^m .5 | -20 ^m .8 | 0.040 : | 7.8 | | | | 3 | | 19 |
| 542 | d2e | 15.4 | -19.8 | .025 | 5.3 | 1 | | 2 | 3 | | |
| 547 | ds3 | 14.5 | [-20.0] | [.0175] | {6.7×4.7} | | | | [3 |] 1] | 20 |
| 548 | d2e | 15.7 | -20.7 | .041 : | 14 | | | | 2 | | 21 |
| 552 | d2e | 15.0 | -18.7 | .014 | 5.4×3.3 | 2 | | 3 | 5 | 3 | |
| 555 | sd3e: | 12.9 | -21.2 | .0145 | 2.8 | | | | 3 | 1 | |
| 558 | ds3 | 14.3 | -19.9 | .0135 | 2.7 | | | | 3 | 2 | |
| 562 | ds3e | 14.2 | -18.8 | (.0085) | 3.4 | | | 3 | | | 22 |
| 565 | ds3 | 13.8 | -21.2 | .0215 : | 12×9 | | | | 2 | | 23 |
| 557 | ds3 | 14.9 | -21.0 | .0335 | 8.4 | | | | 4 | | |
| 569 | d3 | 14.9 | -21.0 | .0335 | 9.0×7.1 | | | 1 | 3 | | |
| 571 | ds3e: | 14.1 | -20.5 | .018 | 4.5 | | | | 3 | | |
| 572 | sd3e: | 15.0 | -19.5 | .0175 | 15×6.8 | | | | 4 | 1 | |
| 573 | sd2e | 14.0 | -20.4 | .017 | 8.1×7.2 | 2 | 4 | 5 | 5 | 3 | 24 |
| 575 | sd3e | 14.0 | -20.9 | .0205 : | 6.4 | | | | 2 | 1 | 25 |
| 576 | sd2e | 15.2 | -19.3 | .018 | 5.5 | | | 1 | 3 | 1 | |
| 577 | s2e: | 14.2 | -22.1 | (.0395 :) | 6.9 | | | | 2 | | 26 |
| 579 | sd2e: | (16.5) | (-20.9) | .0655 | 11 | 3 | | 3 | 4 | 1 | 27 |
| 582 | d3e | 14.0 | -20.8 | .020 | 5.4×3.8 | | | | 2 | | |
| 587 | d3e | 14.5 | -19.8 | .0155 | 6.1×4.3 | 2 | | 3 | 4 | 2 | |
| 588 | d3e | 14.7 | -18.9 | .0115 | 5.0×3.6 | 3 | | 2 | 5 | 2 | |
| 590 | sd2e | 14.0 | -21.5 | .0275 : | 9.5 | | | | 4 | | 28 |
| 591 | d3e | 15.? | -21.2 | .0415 : | 9.7 | | | | 2 | | |

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
|-----|--------|--------------------|---------------------|-------|---------|---|
| 592 | ds3e : | 14. ^m 6 | -20. ^m 7 | 0.025 | 4.8 | 3 |
| 597 | d3+d3 | 14.8 | -20.6 | .0255 | 4.4×4.4 | |
| 601 | ds3e | (15) | (-20.2) | .0235 | 5.1×3.2 | |
| 602 | sd2e | 13.8 | -19.3 | .009 | 2.1 | |
| 603 | s2e | (14.5) | (-18.6) | .009 | 1.4 | 3 |
| 605 | ds1 | (16.5) | (-19.1) | .028 | 5.5×4.4 | |
| 607 | ds3e | (14) | (-19.3) | .010 | 8.6×3.5 | |
| 609 | s2e | (14.5) | (-21.2) | .030 | 7.5 | |
| 610 | d3e | (16.5) | (-19.4) | .0335 | 7.9 | |
| 611 | s2 | (16.5) | (-19.2) | .0295 | 3.4 | 2 |
| 612 | sd2e | (16.5) | (-19.5) | .021 | 4.1 | |

Таблица 1 (продолжение)

| 8 | 9 | 10 | 11 | 12 |
|---|---|-----|----|----|
| | | 4 | | |
| | | 3 | | |
| | | 2—3 | | |
| | | 4 | | |
| 3 | 4 | 5 | 2 | 29 |
| | | 2—3 | | 30 |
| 2 | 3 | 4 | 2 | 31 |
| | | 3 | | 32 |
| 1 | 3 | 4 | | 33 |
| 1 | 4 | 4 | 1 | |
| 2 | 4 | 5 | 3 | 34 |

Примечания к таблице 1

1. Очень компактный и конденсированный объект. На щели спектрографа имеет практически звездный вид. В спектре наблюдаются широкие линии водорода, N_1 слегка уширена. Кроме указанных линий видны слабая H_7 и, возможно, [OI] 6300 А.
2. На щели спектрографа виден почти как звезда. Наличие широких водородных линий ранее было отмечено в [4].
3. В [1] указано, что галактика двойная. На щели спектрографа выглядит одиночной в туманной оболочке, второй компонент — довольно диффузный и слабый объект либо выброс. Линия H_2 излучается протяженной областью значительных размеров. Значение z на 0.003 больше, чем в [5].
4. Хорошо заметно ядро. Возможно, линия H_2 уширена.
5. Довольно компактная галактика с ярким звездообразным ядром. Водородные линии широкие. Линии N_1 и N_2 несколько шире инструментального контура. Значение z на 0.002 больше, чем в [5].
6. Очень компактная и конденсированная галактика, на щели спектрографа не отличается от звезды. Широкие водородные линии, N_1 и N_2 узкие, но шире инструментального контура. Кроме указанных линий наблюдается слабая H_7 .
7. Возможно, линия H_2 у этой галактики уширена.
8. Возможно, присутствует слабая линия [OI] 6300 А. Красное смещение измерено по линиям H_2 и [NII] 6584 А, которая довольно интенсивна.
9. Кроме указанных линий наблюдается слабая [OI] 6300 А.
10. Объект находится на расстоянии $5'$ к западу от галактики Маркарян 312, которая, согласно [6], является двойной с $z = 0.033$. Поскольку Маркарян 522 и 312 имеют практически одинаковое красное смещение, мы их считаем одной физической системой со взаимным расстоянием 190 клс. Значение z для Маркарян 522 не совсем уверенное.
11. отождествление линий не совсем уверенное.
12. Эмиссионная линия H_2 уширена либо блендируется [NII] 6584 — 48.
13. Из-за неудовлетворительного качества спектрограммы отождествление H_2 неуверенное.
14. Конденсированная галактика с хорошо заметным звездообразным ядром и слабым спутником, связанным с галактикой мостиком или струей. Водородные линии очень широкие и имеют сложную структуру. N_1 и N_2 относительно слабы, но заметно шире инструментального контура. В недодержанном спектре спутника заметных эмиссионных линий не найдено. Спектр этой галактики ранее изучался Арпом [7]. Наиболее точное им значение $z = 0.0298$ в пределах точности совпадает с нашим. Объект, по-видимому, обладает спектральной переменностью, так как относительные интенсивности линий N_1 и N_2 , а также ширина линии H_2 по нашим наблюдениям заметно отличаются от данных, приведенных в [7]. Спектр спутника показывает только абсорбционные линии H и K с резко отличающимся значением красного смещения $z = 0.0569$.
15. Значение z измерено по отношению к линиям ночного неба и менее уверенно.
16. Как и в случае Маркарян 531 красное смещение измерено по отношению к линиям неба.
17. Наблюдаемые эмиссионные линии заметно шире инструментального контура, в спектре должна быть довольно сильная [NII] 6584 А.
18. Значение z измерено по отношению к линиям ночного неба.

19. Весьма компактный объект — на щели спектрографа видно хорошо выраженное ядро. На двух спектрограммах уверенно наблюдается только весьма широкая линия H_{α} , по которой и измерено красное смещение. На месте H_{β} , N_1 и N_2 наблюдается очень широкая эмиссионная деталь малого контраста. На одном из спектров можно заподозрить довольно слабую N_1 . В синей части есть слабая эмиссия у 4526 Å которая может быть $H_{\gamma} + [OIII]$ 4363 Å и слабая неотожествленная линия у 4659 Å.

20. Восточный компонент двойной системы NGC 78а, б. Линии в спектре Маркарри 547 отсутствуют. У западного компонента наблюдается H_{α} и слабая [SII] 6716—30 Å с красным смещением $z = 0.0175$. Данные для Маркарри 547, приведенные в таблице, вычислены в предположении, что это физически связанная система.

21. Объект довольно слабый и диффузный.

22. Ввиду отсутствия других эмиссионных линий отождествление единственной линии с N_1 не совсем уверенное.

23. Возможно H_{α} блендируется линиями [NII] 6548—84 Å.

24. Очень сильные эмиссионные линии. Отношение интенсивностей $N_1 : H_{\alpha}$ велико, можно думать, что [NII] 6584: H_{α} порядка единицы, так как H_{α} выглядит уширенной, но несколько необычно. Объекты такого типа часто являются сейфертовскими галактиками с умеренными характеристиками типа Маркарри 78 или 198.

25. Галактика имеет довольно яркое звездообразное ядро.

26. В спектре наблюдается единственная слабая эмиссионная деталь, попадающая в область сильной полосы OH 6835—64 Å. Возможно, это широкая H_{α} . Значение красного смещения, измеренное по ней, неуверенное.

27. На щели спектрографа наблюдается протяженный объект со звездообразным ядром, нужно полагать, что это не QSO [1], а компактная галактика.

28. У галактики есть заметное ядро. На спектрограмме не очень хорошего качества видна только широкая H_{α} . Значение красного смещения, измеренного по ней, не совсем уверенное.

29. Имеет хорошо выраженное ядро, эмиссионные линии излучаются протяженной областью. Отношения интенсивностей эмиссионных линий аналогичны Маркарри 573.

30. Отождествление линии H_{α} не совсем уверенное.

31. Красное смещение измерено по отношению к линиям ночного неба [OI] 5577 и 6300 Å, точность измерения невысока.

32. Компактный объект. Наблюдается только одна линия H_{α} , которая шире инструментального контура.

33. Довольно диффузный объект. H_{α} уширена либо блендируется с [NII] 6548—84 Å, что более вероятно, так как заметная H_{β} отсутствует.

34. Галактика с заметным ядром. Эмиссионная линия H_{α} широкая, но имеет необычный вид, скорее это бленда с довольно яркими линиями [NII] 6548—84 Å, H_{β} практически отсутствуют.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР
Крымская астрофизическая
обсерватория АН СССР

SPECTRAL OBSERVATIONS OF MARKARIAN GALAXIES

I. M. KOPILOV, V. A. LIPOVETSKY, V. I. PRONIK, K. K. CHUVAEV

Spectroscopic observations of Markarian galaxies from lists V, VI, VII are presented. All spectra have been obtained with 2.6-meter telescope with an image-tube. The spectra of 56 galaxies show emission lines. We have found that the objects Markarian 478, 486, 506, 509, 530, 541 and 590 show properties of Seyfert galaxies. The objects Markarian 493, 516, 533, 577, 609, 610 and 612 probably possess weak characteristics of Seyfert galaxies.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 8, 155, 1972; 9, 487, 1973; 10, 1974 (в печати).
2. И. М. Копылов, В. А. Липовецкий, В. И. Проник, К. К. Чуваев, *Астрон. циркул.*, № 755, 1973.
3. F. Zwicky *et al.*, *Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies*, v. I—VI, Pasadena, California Institute of Technology, 1961—1968.
4. F. Zwicky, *Catalogue of Selected Compact Galaxies and of Past-Eruptive Galaxies*, Speich Zuerich, Zwitterland, 1971.
5. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 9, 319, 1973.
6. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 8, 177, 1972.
7. H. Arp, *Ap. Lett.*, 7, 225, 1971.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

НОЯБРЬ, 1974

ВЫПУСК 4

ДЕТАЛЬНАЯ ТРЕХЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИК NGC 4145, 4151, 4156 и МКГ 7—25—46, 48

Т. М. БОРЧХАДЗЕ

Поступила 25 июля 1974

Приводятся результаты детальной трехцветной U, B, V фотометрии NGC 4151, 4156 и МКГ 7—25—46, а также результаты общей фотометрии для МКГ 7—25—48 и ядерной области и 7 ассоциаций NGC 4145. Приводятся лучевые скорости для NGC 4156 и МКГ 7—25—46. Даны карты распределения яркостей в В лучах, а также показателей цвета (U—B) и (B—V) в них (табл. 4, 5 и 6). Для сейфертовской галактики NGC 4151 дана кривая распределения яркости и показателей цвета вдоль большой и малой осей (рис. 2) и двухцветная диаграмма для площадок, составляющих эту галактику (рис. 4).

Фотометрические измерения позволили выявить существование у NGC 4151 гало аморфного ореола, который, по-видимому, образовался в результате eruptивной деятельности ядра. Показатели цвета ряда площадок, соответствующих в табл. 4 и на рис. 4 ореолу, указывают на наличие нетеплового компонента в их излучении. Спиральные ветви слабой поверхностной яркости кажутся выходящими из ореола.

1. *Вводные замечания.* Изучение галактик с аномальными спектральными и цветовыми показателями, внимание к которым привлек Б. Е. Маркарян [1], представляет большое значение для понимания вопросов эволюции галактик. Это исследование стимулировало расширение спектрального поиска аналогичных галактик среди более слабых по яркости галактик, результатом чего и явилась серия списков галактик, показывающих ультрафиолетовую эмиссию в непрерывном спектре (галактики Маркаряна). В течение последних лет ведется их подробное спектральное исследование.

При изучении физических характеристик активных галактик часто возникает вопрос об их связи с имеющимися в их окружении галактиками, что может быть полезным для понимания механизма формирования групп, хотя в большинстве своем галактики Маркаряна избегают последних.

С целью получения дополнительной информации по аномальным галактикам нами были выбраны для детального колориметрического исследования три близкие галактики из списка [1], одна из которых известная галактика Сейферта NGC 4151, вторая — NGC 3628 и третья — NGC 3593. Вместе с ними изучены сравнительно яркие галактики, находящиеся в их окружении.

Настоящая статья является первой в серии подготавливаемых для публикации работ и содержит результаты детальной поверхностной фотометрии NGC 4151, а также близких к ней галактик, которые мало изучены.

На рис. 1 приводится снимок области вокруг NGC 4151, где обозначены одновременно с ней исследовавшиеся галактики.

Сейфертовская галактика NGC 4151 изучалась многими астрономами (см., например, материалы конференции по сейфертовским галактикам [2], а также симпозиума № 44 МАС [3]). Одной из наиболее примечательных особенностей этой галактики является переменность ядра, составляющая около 1^m в ультрафиолете, меньше в В и еще меньше в V-лучах [4–6]. Необходимо также отметить, что спектральные исследования обнаружили в ее центральной области наличие двух облаков, одного с красным смещением порядка 36 км/сек и другого с фиолетовым, порядка 200 км/сек [2]. В ядре, диаметр которого по данным внеатмосферных наблюдений [7] не превышает 0.08 (или 7 пс при $H = 55 \text{ км/сек Мпс}$), обнаружены красная 6374 \AA (Fe X) и зеленая 5304 \AA (Fe XIV) корональные линии [2]. Кроме того, ядро этой галактики является источником заметного радио и инфракрасного излучений [8]. Большой интерес вызывает исследование распределения нейтрального водорода, выполненное Р. Дэвисом [9]. Согласно его результатам NGC 4151 видна почти плашмя. Морфологический тип NGC 4151 по классификации Г. Вокулера — SAB (rs)ab:

Данные для других изученных нами объектов бедны.

NGC 4156 является спиральной галактикой типа SB (rs)b и составляет по Э. Холмбергу [10] пару с NGC 4151 (Holm. No 345, $\rho = 5.0$). Однако, как мы увидим ниже, парность этих галактик должна быть взята под сомнение.

NGC 4145 — морфологический тип SAB(rs)d, галактика с двумя узкими клочковатыми ветвями, из которых западная особенно богата ассоциациями. Она также двойная (Holm. No. 342), причем ее спутник (МКГ 7–25–46, $\rho = 12.5$), обозначенный на рис. 1 как объект А, в свою очередь является взаимодействующей галактикой. Его спутник ($\rho = 0.5$) обозначен через А'.

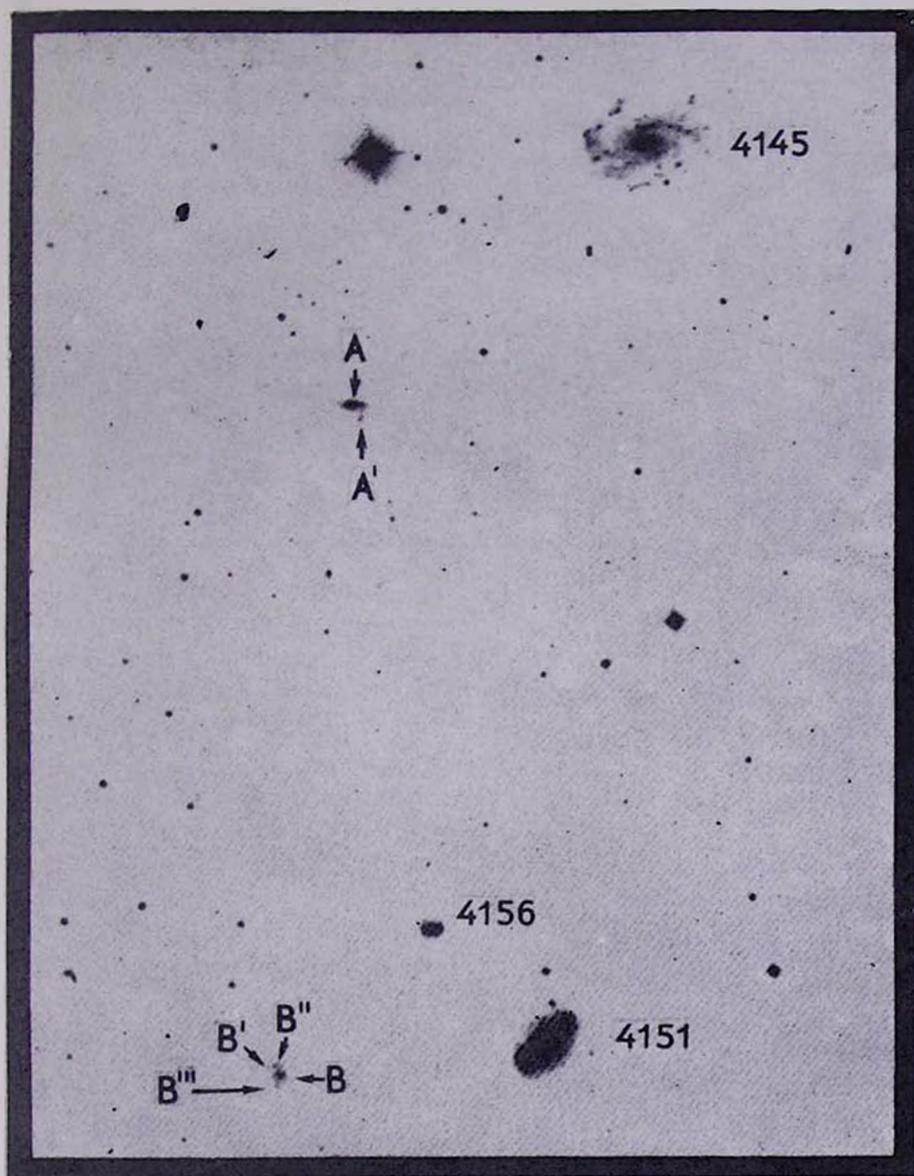


Рис. 1. Репродукция с голубой карты Паломарского атласа. Масштаб 14.2"/мм.
Север сверху, восток слева.

К ст. Т. М. Борчадзе

Объект В представляет собой спиральную галактику, в которой заметно выделяются три довольно яркие ассоциации, обозначенные на рис. 1 через В', В" и В'''. Это галактика МКГ 7—25—48.

2. *Наблюдательный материал и методика обработки.* Наблюдения проводились в трех участках спектра — U, В, V, на 70-см менисковом телескопе ($F = 1:3$, 98 сек/мм) Абастуманской астрофизической обсерватории в 1968—1969 гг. В табл. 1 приводятся данные об использованных пластинках, фильтрах и времени экспозиций.

Таблица 1

| Цвет | Эмульсия | Фильтр | Экспозиция (мик) |
|------|--------------|--------|-------------------------|
| U | Kodak 103a-O | UG- 2 | 90, 60, 60, 30 |
| B | Kodak 103a-O | GG-13 | 30, 20, 10, 3, 3, 3 |
| V | Kodak 103a-D | GG-11 | 45, 30, 30, 15, 5, 5, 5 |

Для уверенного фотометрирования широкого диапазона яркостей исследуемых галактик снимки были получены с различными экспозициями. При построении характеристических кривых использовались внефокальные (2 мм вне фокуса), снятые с теми же экспозициями, как и галактики, изображения до 25 звезд рассеянного скопления Волосы Вероники [11] в интервале $7^m.5 - 14^m.5$, содержащего как белые, так и красные звезды. Как показал анализ нашей цветовой системы, она совпадает с принятой международной системой U, В, V.

Область с исследуемыми галактиками и стандартные звезды фотографировались по возможности на близких зенитных расстояниях, так что введенные систематические поправки за разность зенитных расстояний были незначительны.

NGC 4151 и 4156 измерялись одновременно и А (МКГ 7—25—46) отдельно методом сплошной фотометрии с квадратной диафрагмой размером 3×3 мм. Такая величина диафрагмы, при 30-кратном увеличении изображения галактики на экране микрофотометра, выделяла область размером 9.8×9.8 . Измерения велись по принципу фон—галактика—фон. Точность установки на столике микрофотометра каждой измеряемой пластинки по нескольким реперным звездам проверялась до и после измерения галактик и находилась в пределах половины одного деления барабанчика микрофотометра, т. е. была в пределах 0.005 мм, что соответствует 0.017 секунд дуги на пластинке, причем максимальных значений (0.005) ошибка достигала при установке пластинок, полученных с большими экспозициями, что является следствием большого

размера изображений реперных звезд и некоторой эллиптичности этих изображений, неизбежной при длительных гидированиях (около часа и больше).

Измерения велись вдоль малой оси галактик с постепенным сдвигом вдоль большой оси. Объекты A' , B , B' , B'' и B''' имеют малые угловые размеры и поэтому каждый из них был охватываем одной диафрагмой. Измерена также была перемычка, связывающая A с A' . Для NGC 4145 измерены ее ядерная область и семь ассоциаций, расположенных в ее западной ветви. При их измерении учитывался фон ветви, вдоль которой они расположены. Диафрагма на эти объекты, при определенной ориентации пластинки, наводилась по наименьшему отклонению гальванометра. Необходимо отметить, что в случае NGC 4151 фактически измерялось ее главное тело размером $196'' \times 127''$ в пределах изофоты B/\square'' , равной $24^m 20$. В линейной мере этому угловому размеру, на расстоянии NGC 4151, равном 18.0 Мпс , при постоянной Хаббла $H = 55 \text{ км/сек Мпс}$ [12], соответствует $17.1 \times 11.1 \text{ клс}$. Две слабые спиральные ветви NGC 4151 имеют поверхностную яркость, сравнимую с яркостью фона неба, едва заметны и не могли быть уверенно измерены.

При фотометрической обработке негативов использовались лишь прямолинейные участки характеристических кривых.

Средняя квадратическая ошибка усредненной поверхностной яркости (по нескольким пластинкам для одной площадки), определенная классическим способом, не превысила $0^m 05$ для всех трех цветов: Для показателей цвета $(U - B)$ и $(B - V)$ она не превышает $0^m 07$.

Учитывая невозможность определения с помощью примененного метода поверхностной фотометрии значений U , B , V для центральной площадки, включающей звездообразное ядро NGC 4151, яркость B_{\square} и значения $(U - B)$ и $(B - V)$ для центральной площадки были определены следующим образом. Яркость ее, в каждом из трех цветов, была получена как фотометрическая разность поверхностных яркостей, заключенных, с одной стороны, в диафрагме $24''$ по данным Г. Вокулера [13] и, с другой, в доле наших площадок, расположенных вокруг центральной в пределах этой диафрагмы. Использование B , $(U - B)$ и $(B - V)$ данных Г. Вокулера для центральной части NGC 4151 позволяет для остальной части галактики сравнивать с ним наши результаты. Сопоставления представлены в табл. 2, в которой наши поверхностные измерения просуммированы для тех же областей NGC 4151 и 4156, которые охватывались диафрагмами Г. Вокулера в [13].

В приведенной таблице звездные величины не исправлены за галактическое поглощение.

Как видно из табл. 2, результаты хорошо согласуются для NGC 4151. Что касается заметных расхождений наших данных с результатами Г. Вокулера для NGC 4156, то они объясняются, пожалуй, ошибками в измерениях Г. Вокулера, на которые он сам и указывает в [13].

Таблица 2

| Автор | Диафрагма | NGC 4151 | | | NGC 4156 | | |
|----------------------|-----------|----------|-------|-------|----------|-------|-------|
| | | B | U-B | B-V | B | U-B | B-V |
| Вокулер Борчхадзе | 24" | 12.44 | -0.31 | +0.66 | 15.01 | -0.20 | +0.69 |
| | | 12.44 | -0.31 | +0.66 | 15.10 | +0.18 | +0.80 |
| " | 106" | 11.79 | -0.06 | +0.79 | — | — | — |
| | | 11.75 | -0.10 | +0.72 | 14.15 | +0.28 | +0.67 |
| " | 138" | 11.53 | -0.06 | +0.71 | 14.04 | +0.27 | +0.89 |
| | | 11.58 | -0.08 | +0.73 | 14.15 | +0.28 | +0.67 |

А. и Г. Вокулерами вторично была измерена NGC 4151 [14] с диафрагмами 32" и 64". Определяя, как и в предыдущем случае, яркость центральной площадки в наших измерениях по данным, полученным А. и Г. Вокулерами с диафрагмой 32", можем сравнить наши измерения с их результатами для диафрагмы 64", в частности:

| | B | U-B | B-V |
|-----------|-------|-------|-------|
| Вокулер | 11.77 | -0.37 | +0.62 |
| Борчхадзе | 11.86 | -0.38 | +0.65 |

Как видим, и в этом случае величины хорошо согласуются.

3. *Обсуждение полученных результатов.* Результаты фотометрии представлены на картах распределения поверхностных яркостей и показателей цвета для NGC 4151, 4156 и объекта А (табл. 4, 5 и 6, соответственно), а также табл. 3 для объектов А', перемычки, соединяющей А с А', В, В', В'', В''', ядерной области NGC 4145 и ее семи ассоциаций в западной ветви. Каждый квадрат табл. 4—6 содержит значения поверхностной яркости в В-лучах и показателей цвета (U-B) и (B-V) во второй и третьей строчках, соответственно. Для квадратов, где значения U_{\square} были ниже предельных (23.60) даны B_{\square} величины и значения (B-V). На картах слева и сверху приведены в секундах дуги прямоугольные координаты центров площадок относительно центров галактик. Указано ориентировочно направление на север и восток.

NGC 4151. Кривая распределения яркости в B_{\square} -лучах вдоль большой оси этой галактики, представленная на рис. 2а, симметрична от-

носителем центра, имеющего резкий максимум, и имеет два симметричных горба, расположенных на расстоянии порядка одной минуты от ядра. Эти горбы соответствуют области галактики, структуру которой можно рассмотреть на снимках с малыми экспозициями. На контрастном негативном отпечатке, полученном с пластинки, снятой в ультрафиолете с экспозицией 30 мин (рис. 3а), видно, что в юго-восточной части NGC 4151 это два радиальных образования размером $28 \times 9''$ и $18 \times 9''$, что на расстоянии NGC 4151 составляет 2.4×0.8 и 1.6×0.8 клс, соответственно. Продолговатое, почти радиального направления образование в северо-западной части NGC 4151, начинаясь на расстоянии около 4 клс от центра, тянется приблизительно на 5 клс (при толщине около 0.5 клс) к периферии основного тела галактики, к области, где начинается один из спиральных рукавов слабой поверхностной яркости.

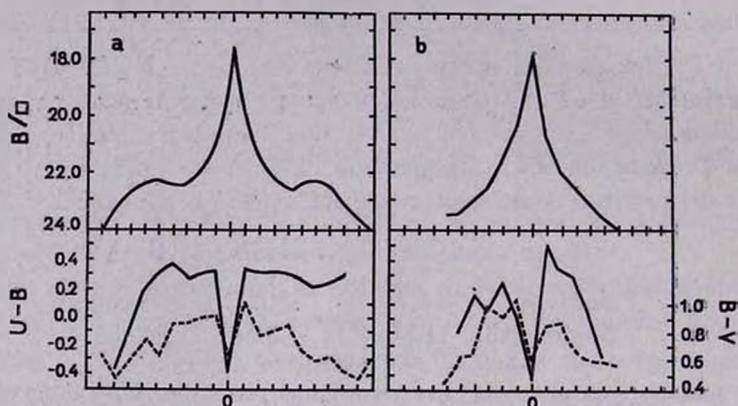


Рис. 2. а—Распределение поверхностной яркости в В-лучах и показателей цвета для NGC 4151 вдоль большой оси и б—вдоль малой. Для показателей цвета (U—V) — сплошная линия, для (B—V) — пунктирная. Деления по оси абсцисс соответствуют центрам измеренных площадок табл. 4.

Места спиральных рукавов на рис. 3а отмечены пунктиром. На снимках в голубых и особенно в визуальных лучах рассмотренные образования более аморфны и клочковаты. Обращает на себя внимание, при рассмотрении табл. 4, уменьшение значений (U—V) на периферии. Создается впечатление, что основное тело NGC 4151 окружено голубым ореолом аморфной структуры, который наши измерения полностью не смогли охватить за пределами основного тела галактики, причем наименьшие значения (U—V) наблюдаются в площадках, затрагиваемых упомянутыми образованиями, а также около предполагаемых „выходов“ внешних спиральных рукавов слабой поверхностной яркости.

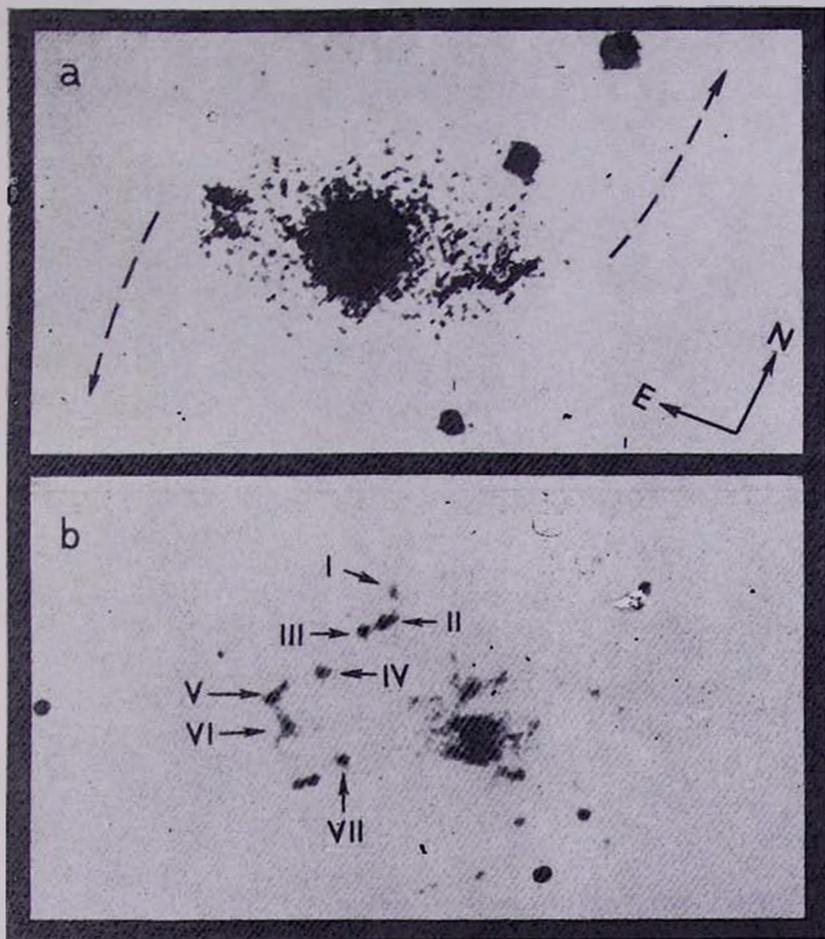


Рис. 3. а—NGC 4151. Контрастная репродукция с ультрафиолетовой пластинки (экспозиция 30 мин). Пунктиром отмечены отрезки спиральных рукавов. Масштаб 3.4 сек/мм. б—NGC 4145. Контрастная репродукция с ультрафиолетовой пластинки (экспозиция 60 мин). Масштаб 4.4 сек/мм. Север сверху, восток слева.

К ст. Т. М. Борчадзе

По данным карты распределения яркости и цветов, так же, как и на рис. 2, видно, что при удалении от центра галактики до расстояния 10—15 сек дуги происходит заметное покраснение по обоим показателям цвета (U — V) и (B — V). Далее, наоборот, начинается посинение при приближении к периферии галактики, до расстояний порядка 100 сек дуги от центра. Такое распределение и изменение цвета как раз и характерно для аномальных галактик, одним из наиболее характерных представителей которых является NGC 4151.

Таблица 3

| Объект | B | M _B | U—V | B—V |
|---------------------|-------|----------------|-------|-------|
| NGC 4145 (яд. обл.) | 16.18 | | +0.12 | +0.77 |
| ассог. I | 18.34 | -13.03 | -0.57 | -0.41 |
| II | 18.17 | -13.20 | -0.99 | -0.01 |
| III | 18.49 | -12.88 | -1.09 | +0.08 |
| IV | 18.33 | -13.04 | -0.85 | |
| V | 17.99 | -13.38 | -0.69 | -0.02 |
| VI | 17.91 | -13.46 | -0.68 | +0.04 |
| VII | 18.12 | -13.25 | -0.67 | +0.17 |
| A' | 18.25 | | -0.17 | +0.70 |
| Перемычка | 23.74 | | -0.48 | +0.12 |
| B | 17.47 | | -0.14 | +0.36 |
| B' | 18.95 | | -0.77 | +0.02 |
| B'' | 18.45 | | -0.54 | +0.11 |
| B''' | 18.43 | | -0.38 | +0.14 |

Обширный распространенный ореол вокруг основного тела галактики создают также облака нейтрального водорода, согласно [9], и возможно это в некотором роде подтверждает наше мнение о наличии голубого ореола у этой галактики. Можно допустить, что наличие симметричных образований и голубого ореола является следствием рекуррентных выбросов из ядра NGC 4151, находящегося в фазе своей активной деятельности. Аналогичный вывод относительно облаков H I делает в своей работе и Р. Дэвис. И еще довод в пользу такого предположения. Согласно [15], галактика Маркарян 474 по своим спектральным характеристикам принадлежит к сейфертовскому типу. Она имеет яркое ядро и перемычу, окруженную диффузной оболочкой. Аналогичную структуру, согласно [15], имеет и Маркарян 9. Такое сходство структур указанных галактик Маркаряна, отнесенных к сейфертовскому типу, с исследованной нами галактикой Сейферта NGC 4151, не позволяя делать далеко идущие выводы, приводит,

однако, к мысли об общности внешних диффузных ореолов, являющихся, по-видимому, результатом эруптивной деятельности ядер этих галактик.

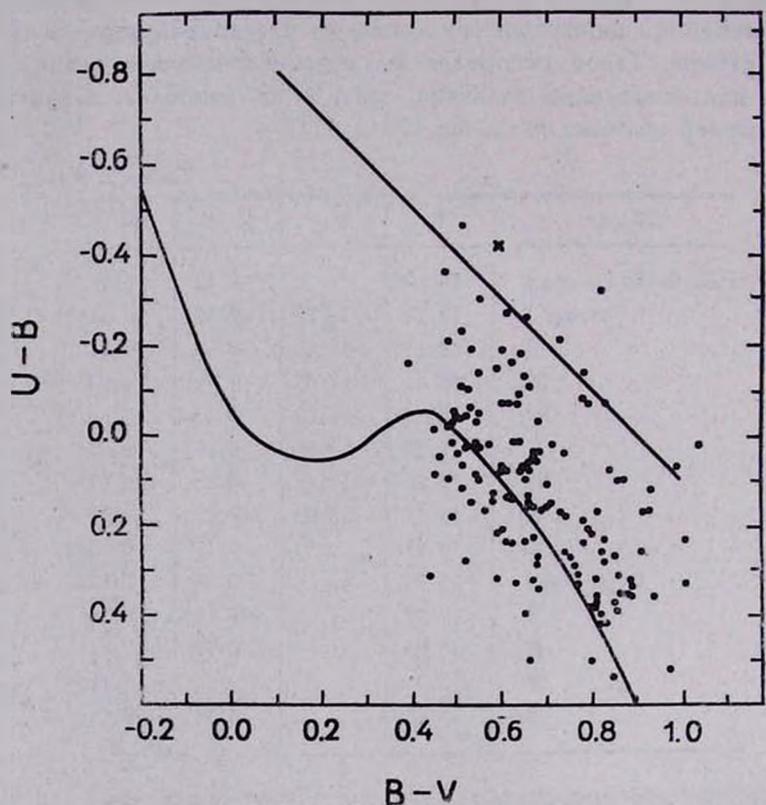


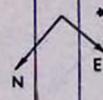
Рис. 4.

На рис. 4 представлена двухцветная диаграмма для площадок, составляющих NGC 4151, крестиком отмечено положение центральной площадки, включающей ядро. Площадки, располагающиеся на диаграмме в районе линии чернотельного излучения, а иногда и значительно выше, принадлежат ореолу и местам предполагаемого „выхода“ спиральных рукавов слабой поверхностной яркости. Это обстоятельство позволяет сделать предположение о существовании нетепловой компоненты в излучении этих областей. Напрашивается вывод, что в NGC 4151 сравнительно недавно началось образование спиральных рукавов, у „истоков“ которых отмечается нетепловая компонента излучения, в свою очередь связанная с активной деятельностью ядра.

Оценивая долю, вносимую в интегральную В-яркость NGC 4151 площадками с различными показателями цвета (U—B) и (B—V), на основании табл. 4, получаем, что 80%¹⁰ излучения приходится на площадки с (U—B) 0.0 + + 0.3 и 66% с (B—V) + 0.7 + + 0.0.

Таблица 4

| α | -83.2 | -78.4 | -68.6 | -58.8 | -49.0 | -39.2 | -29.4 | -19.6 | -0.8 | 0 | 9.8 | 19.6 | 29.4 | 39.2 | 49.0 | 58.8 | 68.6 | 78.4 | 88.2 | 98.0 | |
|----------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|--|
| 58.8 | | | | | | | | | | 24.00 | 24.16 | 24.12 | 24.15 | | | | | | | | |
| | | | | | | | | | | +0.58 | +0.61 | +0.67 | +0.58 | | | | | | | | |
| 49.0 | | | | | 24.07 | 24.85 | 23.97 | 23.75 | 23.65 | 23.55 | 23.51 | 23.63 | 23.60 | 23.96 | 23.92 | 23.98 | 23.98 | | | | |
| | | | | | +0.23 | +0.33 | +0.70 | +0.70 | +0.63 | +0.61 | +0.66 | +0.68 | +0.66 | +0.74 | +0.68 | +0.75 | +0.41 | | | | |
| 39.2 | | 21.27 | 23.76 | | 23.80 | 23.31 | 23.07 | 23.92 | 23.00 | 23.13 | 23.13 | 23.17 | 23.47 | 23.58 | 23.76 | 23.90 | | | | | |
| | | +0.73 | +0.79 | | -0.78 | -0.21 | -0.02 | +0.05 | +0.31 | +0.09 | +0.02 | +0.02 | +0.07 | -0.07 | | | | | | | |
| 29.4 | | 21.71 | 23.24 | | 23.20 | 23.02 | 22.80 | 22.79 | 22.61 | 22.48 | 22.68 | 22.75 | 22.96 | 23.02 | 23.29 | 23.41 | 23.48 | 23.87 | 24.21 | | |
| | | +0.68 | +0.51 | | +0.54 | +0.54 | +0.54 | +0.64 | +0.80 | +0.68 | +0.80 | +0.87 | +0.87 | +0.64 | +0.33 | +0.63 | +0.58 | | | | |
| 19.6 | | 23.80 | 21.22 | 23.74 | 22.71 | 22.45 | 22.58 | 22.53 | 22.28 | 21.90 | 22.03 | 22.37 | 22.63 | 22.74 | 22.97 | 23.02 | 23.36 | 23.65 | 23.80 | | |
| | | +0.50 | +0.48 | +0.53 | +0.62 | +0.60 | +0.65 | +0.81 | +0.89 | +0.80 | +0.82 | +0.81 | +0.76 | +0.71 | +0.68 | +0.67 | +0.78 | +0.82 | +0.37 | | |
| 9.8 | 23.96 | 23.28 | 23.62 | 22.95 | 22.99 | 22.41 | 22.45 | 22.12 | 21.90 | 20.75 | 21.31 | 21.93 | 22.41 | 22.62 | 22.64 | 22.66 | 22.83 | 23.39 | 23.73 | | |
| | +0.78 | +0.01 | +0.08 | +0.16 | -0.14 | +0.19 | +0.41 | +0.36 | -0.34 | -0.52 | +0.19 | +0.42 | +0.24 | +0.27 | +0.10 | +0.24 | +0.08 | | | | |
| 0 | +0.57 | +0.65 | +0.45 | +0.64 | +0.67 | +0.78 | -0.76 | -0.76 | -0.89 | +0.91 | -0.85 | -0.97 | +0.84 | +0.83 | -0.78 | +0.75 | +0.63 | +0.61 | +0.62 | | |
| 9.8 | 23.89 | 23.19 | 22.54 | 22.37 | 22.26 | 22.50 | 22.41 | 21.95 | 20.85 | 17.61 | 20.42 | 21.62 | 22.26 | 22.61 | 22.43 | 22.28 | 22.44 | 23.06 | 23.70 | 24.16 | |
| | +0.38 | -0.07 | +0.18 | +0.33 | +0.37 | +0.27 | +0.32 | +0.33 | -0.41 | +0.33 | +0.31 | +0.33 | +0.31 | +0.31 | +0.27 | +0.21 | +0.24 | +0.20 | | | |
| 9.8 | +0.64 | +0.47 | +0.60 | +0.74 | +0.63 | +0.83 | +0.83 | +0.89 | +0.89 | +0.60 | +1.01 | +0.77 | +0.81 | +0.86 | +0.67 | +0.60 | +0.62 | +0.52 | +0.47 | +0.65 | |
| 24.00 | 23.35 | 22.67 | 22.52 | 22.40 | 22.51 | 22.42 | 21.99 | 21.22 | 20.28 | 20.84 | 21.75 | 22.28 | 22.56 | 22.58 | 22.09 | 22.44 | 22.52 | 23.00 | 23.70 | | |
| | +0.01 | +0.16 | +0.23 | +0.50 | +0.76 | +0.50 | +0.35 | +0.23 | +0.02 | +0.12 | +0.33 | +0.33 | +0.42 | +0.04 | -0.16 | +0.32 | +0.07 | | | | |
| 19.6 | +0.17 | +0.52 | +0.70 | +0.87 | +0.66 | +0.74 | +0.80 | +0.88 | +1.01 | +1.04 | +0.93 | +0.80 | +0.77 | +0.83 | +0.68 | +0.62 | +0.59 | +0.43 | +0.58 | | |
| -19.6 | 24.25 | 23.65 | 23.95 | 22.87 | 22.78 | 22.74 | 22.64 | 22.36 | 21.84 | 21.60 | 21.84 | 22.23 | 22.57 | 22.53 | 22.48 | 22.31 | 22.77 | 23.50 | 24.09 | | |
| | +0.50 | +0.88 | +0.58 | +0.59 | +0.70 | +0.79 | +0.83 | +0.93 | +0.83 | +0.91 | +0.92 | +0.83 | +0.79 | +0.65 | +0.58 | +0.61 | +0.49 | +0.33 | +0.63 | | |
| -29.4 | 24.14 | 24.14 | 23.35 | 23.04 | 23.12 | 22.78 | 22.75 | 22.75 | 22.55 | 22.53 | 22.46 | 22.56 | 22.71 | 22.77 | 22.73 | 22.74 | 23.31 | 24.04 | | | |
| | +0.17 | +0.87 | +0.55 | +0.48 | +0.67 | +0.55 | +0.73 | +0.87 | +0.81 | +0.97 | +0.86 | +0.86 | +0.64 | +0.54 | +0.53 | +0.33 | +0.48 | | | | |
| -39.2 | | | | | 23.40 | 23.17 | 22.87 | 22.92 | 22.86 | 22.81 | 22.95 | 22.95 | 23.10 | 22.86 | 23.12 | 23.46 | 23.85 | | | | |
| | | | | | -0.13 | -0.02 | -0.06 | +0.09 | +0.14 | +0.16 | +0.06 | -0.12 | +0.08 | -0.16 | -0.11 | -0.14 | | | | | |
| | | | | | +0.63 | +0.57 | +0.45 | +0.51 | +0.62 | +0.64 | +0.66 | +0.51 | +0.60 | +0.39 | +0.53 | +0.53 | +0.36 | | | | |
| -49.0 | | | | | 23.64 | 23.46 | 23.35 | 23.30 | 23.25 | 23.37 | 23.42 | 23.56 | 23.54 | 23.56 | 23.56 | | | | | | |
| | | | | | +0.04 | -0.03 | -0.10 | +0.03 | -0.07 | -0.15 | | -0.30 | -0.23 | -0.46 | | | | | | | |
| | | | | | +0.54 | +0.50 | +0.49 | +0.52 | +0.52 | +0.63 | +0.58 | +0.67 | +0.55 | +0.51 | +0.51 | | | | | | |
| -58.8 | | | | | 24.06 | 24.07 | 23.96 | 23.84 | 23.66 | 23.47 | 23.98 | 23.98 | 23.95 | 24.10 | | | | | | | |
| | | | | | +0.77 | | +0.68 | +0.54 | +0.61 | +0.45 | +0.70 | +0.72 | +0.72 | +0.46 | | | | | | | |



Интересно, что если совместить кривые распределения V_{\square} по радиусам как большой, так и малой осей, то они почти совпадают друг с другом, а усредненная кривая довольно точно может быть представлена степенной функцией вида $a = 17.558 R^{0.07}$, где R — расстояние от центра галактики в секундах дуги и a — поверхностная яркость, соответствующая данному расстоянию.

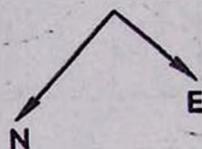
NGC 4156. Распределение поверхностной яркости для этой галактики не строилось, т. к. ввиду малых угловых размеров галактики диафрагма микрофотометра охватывала значительные ее области, и поэтому распределения яркости и цветов были бы сильно усреднены.

По нашей просьбе Р. Линдс в Кит-Пике с помощью 84" телескопа определил лучевую скорость NGC 4156, которая оказалась равной 7633 ± 100 км/сек (с поправкой за вращение Солнца), что говорит о том, что NGC 4156 вряд ли составляет физическую пару с NGC 4151, для которой v_r равна 989 км/сек [16]. Исходя из лучевой ско-

рости и постоянной Хаббла, принятой в данной работе равной $55 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс}$, NGC 4156 находится на расстоянии 138.8 Мпс и имеет диаметр порядка 52.5 кпс . Абсолютная яркость системы будет $M_V = -21.6$. Ее видимый большой диаметр и абсолютная величина даются нами для предельной изофоты V_{\square} , равной 24.20 . Следовательно, это сверхгигантская Sb-галактика фона с двумя массивными ветвящимися спиральными рукавами. В спектре ядра этой галактики, по сообщению Р. Линдса, отмечены эмиссионные линии $\lambda 3727$ и H_{α} умеренной яркости. Обращает на себя внимание эмиссия $\lambda 3727$, наблюдаемая также и в западной части NGC 4156, в области, соответствующей квадрату с $X = 19.6$ и $Y = 9.8$ табл. 5. Интересно, что если даже приблизительно экстраполировать диаметр NGC 4156 до значений $V_{\square} = 25.0$, то он увеличится почти вдвое, достигнув при этом значения более 100 кпс .

Таблица 5

| $x'' \backslash y''$ | -29.4 | -19.6 | -9.8 | 0.0 | 9.8 | 19.6 |
|----------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| 29.4 | | | | 23.86 | 23.90 | |
| | | | | +0.65 | +0.81 | |
| 19.6 | | 24.02 | 22.72 | 23.15 | 23.59 | |
| | | +0.43 | +0.36 | +0.25 | -0.26 | |
| | | +0.52 | +0.52 | +0.26 | +0.60 | |
| 9.8 | | 22.73 | 22.14 | 22.20 | 22.90 | 23.73 |
| | | -0.03 | +0.06 | +0.24 | +0.19 | |
| | | +0.48 | +0.75 | +0.70 | +0.59 | +0.71 |
| 0.0 | 24.26 | 23.10 | 22.10 | 21.05 | 22.00 | 23.20 |
| | +0.10 | +0.76 | +0.03 | +0.18 | +0.46 | -0.06 |
| | | +0.93 | +0.87 | +0.57 | +0.55 | |
| -9.8 | | 23.64 | 22.84 | 22.22 | 22.08 | 23.10 |
| | | +0.66 | +0.06 | +0.05 | +0.31 | +0.05 |
| | | +0.69 | +0.79 | +0.61 | +0.42 | |
| -19.6 | | 24.02 | 23.42 | 22.99 | 23.04 | 23.70 |
| | | +0.38 | -0.07 | -0.08 | +0.06 | |
| | | +0.56 | +0.47 | +0.39 | -0.13 | |
| -29.4 | | | 24.37 | 23.66 | 24.02 | |
| | | | +0.17 | +0.50 | +0.12 | |



NGC 4145. Для этой галактики, как мы уже отмечали, были измерены, с учетом фона ветви, семь доступных для уверенных измерений наиболее ярких ассоциаций, а также ядерная область. Результаты представлены в табл. 3, а положение измеренных ассоциаций в NGC 4145 показано на рис. 3б, который является контрастным негативным от-

печатком с ультрафиолетовой пластинки, снятой с экспозицией 60 мин. Как видно из табл. 3, ядерная область NGC 4145 по своим показателям цвета характерна для спиральных галактик позднего типа. Согласно [17], для NGC 4145 $m_p = 12.2$. Лучевая скорость ее, по данным [18], равна 1035 км/сек. На основании этого значения абсолютная величина NGC 4145 будет $M_p = -19.17$, расстояние $r = 18.8$ Мпс, а диаметр, оцениваемый по голубой карте Паломарского атласа равным 285", будет составлять 26 клс. Исходя из ее лучевой скорости, в табл. 3 даны и абсолютные величины 7 ассоциаций в NGC 4145.

Для перемишки приводится значение поверхностной яркости. Для ассоциации IV в таблице не дано значение ($B - V$), т. к. в V-лучах ее не смогли измерить ввиду низкой поверхностной яркости (слабее $V_{\square} \approx 24.00$).

Значения абсолютных звездных величин ассоциаций в В-лучах по нашим измерениям несколько больше, чем, например, даваемые для ассоциаций в [19] и [20], однако следует учесть, что, во-первых, измеренные нами это наиболее яркие ассоциации и, во-вторых, расстояние до NGC 4145 нами оценено при постоянной Хаббла $H = 55$ км/сек · Мпс, которая сравнительно недавно стала общепринятой. Если, например, расстояние до NGC 4145 оценить, исходя из $H = 75$ км/сек · Мпс, то абсолютные значения ассоциаций повысятся почти на одну звездную величину.

Сравнение ($B - V$) значений ассоциаций в NGC 4145 с показателями цвета ассоциаций галактик M 51, 101 [19] и NGC 6946 [20] показывает, что они согласуются за исключением ассоциаций I и IV. Для первой из них ($B - V$) = -0.41, а для второй, учитывая ее В-величину и значение уверенного определения нами $V_{\square} \approx 24.00$, предел для ($B - V$) можем оценить как -0.75 и меньше.

NGC 4145, по-видимому, составляет пару с NGC 4151, исходя из близости их лучевых скоростей, однако в таком случае это будет широкая пара, т. к. линейное расстояние между компонентами будет порядка 150 клс. Если попробовать подсчитать среднюю массу этих галактик по статистически выводимой формуле $\bar{M} = 0.114rs(\Delta v)^2$ [22], то получим $\bar{M} = 2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$. Такое значение массы согласуется с оценками, принимаемыми для галактик вида Sb, каковыми и являются NGC 4145 и 4151. Заметим попутно, что в [9] Р. Дэвис, определяя поверхностную плотность нейтрального водорода для NGC 4151, получил значение σ HI, также характерное для Sb-галактик.

Объекты А и А'. Как мы уже отмечали, это галактика МКГ 7-25-46 (А) со спутником (А'), удаленным от А на 0.5 к югу. А и

А' соединены перемычкой, поверхностная яркость которой дана в табл. 3. В табл. 6 дается карта распределения поверхностной В-яркости и показателей цвета для А, однако ввиду малых угловых размеров этой галактики она была охвачена малым числом диафрагм. Не имеет смысла, как и в случае NGC 4156, строить распределение яркости и цветов вдоль осей этой галактики, однако сразу же бросается в глаза, при рассмотрении табл. 6, что все измеренные участки на ее поверхности имеют отрицательные показатели цвета ($U - V$), галактика заметно голубая.

Таблица 6

| $x'' \backslash y''$ | -29.4 | -19.6 | -9.8 | 0.0 | 9.8 | 19.6 | 29.4 | 39.2 | 49.0 |
|----------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|-------|-------------------------|----------------|
| 9.8 | | | | 24.14 -0.69 +0.04 | | | | | |
| 0.0 | 23.86 -0.47 +0.17 | 23.16 -0.34 +0.24 | 22.44 -0.13 +0.27 | 21.96 -0.34 +0.16 | 22.66 -0.01 +0.10 | 23.70 -0.14 +0.24 | | 24.12 -0.58 +0.37 | 24.06 -0.56 |
| -9.8 | | 23.68 -0.22 +0.02 | 23.18 -0.14 +0.32 | 22.79 -0.25 +0.44 | 22.62 -0.06 +0.07 | 23.45 -0.06 +0.23 | 23.86 | | |



Интегральная величина А в В-цвете, полученная суммированием всех измеренных площадок, составляет 15.16 при показателях цвета ($U - V$) = -0.24 и ($V - V$) = +0.10. Для сравнения укажем, что, согласно [21], для этой галактики $m_p = 15.3$. Следует отметить, что интегральные показатели цвета этой галактики необычные, у нее наблюдается небольшой ультрафиолетовый избыток и возможно поэтому присутствие у нее слабых эмиссионных линий.

Галактики А и NGC 4145, согласно Э. Холмбергу [10], составляют пару (Holm. № 342). Однако, учитывая, что критерии парности, примененные Э. Холмбергом, как это видно в случае пары NGC 4151—4156, а также отмечалось и другими авторами, не всегда позволяют выделить конкретные, физически связанные пары, на 2.6 м телескопе Крымской астрофизической обсерватории были получены две спектрограммы с помощью спектрографа с контактным ЭОП-ом с целью определения лучевой скорости А. Последняя, исправленная за галактическое вращение, оказалась равной 1886 ± 87 км/сек. Поэтому физическая природа рассматриваемой пары становится сомнительной. Расстояние до А получается равным 34.3 Мпс. Видимые размеры ее в пределах изофоты $V_{17} = 24.10$ составляют 14.7×4.9 кпс (88.2×29.4).

Следует, однако, добавить, что видимый большой диаметр ее распространяется на большее расстояние, недоступное нашим измерениям ввиду падения поверхностной яркости вдоль него. Абсолютная величина галактики А будет $M_B = -17.52$.

Для ее спутника А', который, несомненно, является выбросом, $M_B = -14.4$. Эта величина не совсем точна, т. к. А' нами был охвачен лишь одной квадратной диафрагмой и некоторая, хотя и малая, часть осталась за пределами диафрагмы при измерении. Получаемые для А' яркость и показатели цвета должны приниматься лишь как предварительные.

Группа объектов В. Судя по рис. 1, галактика В имеет несколько рукавов, однако последние очень слабы, поэтому можно было измерить лишь выделяющиеся в них по яркости образования. Таковыми являются аморфное центральное тело, обозначенное символом В и три сгущения. Результаты их колориметрического исследования приводятся в табл. 3. Судя по цветам В', В'' и В''', можно их считать ассоциациями.

Лучевой скорости для этой галактики не имеется, так что судить о расстоянии до нее трудно. Из табл. 3 следует, что ассоциации В', В'' и В''' имеют видимые звездные интегральные величины, близкие таковым ассоциаций в NGC 4145. Делая допущение, что галактика В (МКГ 7—25—48) находится на расстоянии пары NGC 4151—4145 для абсолютных значений В', В'' и В''' получим, в среднем, $M_B = -12.70$. Поэтому можно полагать, что рассматриваемая галактика является спутником NGC 4151 и возможно, что она отделилась от последней.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить глубокую признательность академику АН Арм.ССР Б. Е. Маркарян, по инициативе которого были начаты работы по детальной фотометрии аномальных по цвету и связанных с ними галактик, за ценные советы и постоянное внимание к данной работе.

Автор благодарит также д-ра Р. Линдса из обсерватории Кит-Пик и кандидатов физ.-мат. наук И. Д. Караченцева, В. И. Проника и К. К. Чуваева за содействие и помощь при определении лучевой скорости некоторых галактик данной работы.

Абастуманская астрофизическая
обсерватория

A DETAILED THREE COLOUR PHOTOMETRY OF GALAXIES NGC 4145, 4151, 4156 AND MCG 7-25-46, 48

T. M. BORCHKHADZE

The results of a detailed three-colour U, B, V photometry of NGC 4151, 4156 and MCG 7-25-46, 48, as well as those of common photometry are given for a nucleous region and 7 associations of NGC 4145. The radial velocities for NGC 4156 and MCG 7-25-46 are given. The maps of distribution of brightness as well as that of colour indices (U - B) and (B - V) in them (Tables 4, 5 and 6) are presented. For the Seyfert galaxy NGC 4151 the curve of brightness and colour indices distribution along the major and minor axes (fig. 2) and two-colour diagram (fig. 4) for the areas constituting this galaxy are drawn.

The photometric estimations allowed to reveal the existence of a blue amorphous halo at NGC 4151 which was evidently formed in consequence of eruptive actions in the nucleus. The colour indicus of a number of areas corresponding to the halo in Table 4 and Fig. 4 point to the presence of a non-thermal component in their radiations. The spiral arms of low brightness seem to emerge from the halo.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. Е. Маркарян, Сообщ. Бюраканской обс., 34, 3, 1963.
2. Seyfert Galaxy Conference, A. J., 73, 836, 1968.
3. External Galaxies and Quasi-Stellar Objects, ed. D. S. Evans, Dordrecht-Holland, 1972.
4. Г. В. Зайцева, В. М. Лютый, Астрон. цирк., 470, 7, 1968.
5. Г. В. Зайцева, В. М. Лютый, Астрон. ж., 46, 237, 1969.
6. Э. А. Дубай, I. В. Зайцева, В. М. Лютый, Астрон. ж., 46, 240, 1969.
7. M. Schwarzschild, Ap. J., 182, 357, 1973.
8. G. H. Rieke, F. G. Low, Ap. J., 176, L95, 1972.
9. R. D. Davies, M. N., 161, 25, 1973.
10. E. B. Holmberg, Ann. Lund Obs., 6, 1973.
11. A. N. Argue, M. N., 127, 97, 1963.
12. A. R. Sandage, Science, 178, 600, 1972.
13. G. de Vaucouleurs, Ap. J., Suppl. No. 48, 5, 233, 1961.
14. A. de Vaucouleurs, G. de Vaucouleurs, Mem. R. A. S., 77, 327, 1972.
15. Г. Арп, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 9, 509, 1973.
16. И. Д. Караченцев, Сообщ. САО АН СССР, 7, 1972.
17. P. Nilson, Uppsala General Catalogue of Galaxies, Uppsala, 1973.
18. G. Chincarini, H. Rood, A. J., 77, 4, 1972.
19. Б. Е. Маркарян, Сообщ. Бюраканской обс., 26, 3, 1959.
20. Э. Е. Хачикян, К. А. Саакян, Астрофизика, 6, 177, 1970.
21. F. Zwicky, E. Herzog, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, V, 111, 1966.
22. Курс астрофизики и звездной астрономии, 2, 660, М., 1962.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

НОЯБРЬ, 1974

ВЫПУСК 4

О ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ ГАЛАКТИК С ЭМИССИОННЫМИ ЛИНИЯМИ

М. А. АРАКЕЛЯН

Поступила 17 марта 1974

Произведено статистическое исследование распределения средних поверхностных яркостей галактик с эмиссионными линиями. Показано, что относительное количество таких галактик существенно убывает с уменьшением средней поверхностной яркости. Аналогичное явление имеет место и для компактных галактик Цвикки. Эти результаты интерпретируются как следствие того, что относительная продолжительность фазы, в которой возможно образование эмиссионных линий, коррелирует с поверхностной яркостью галактик.

В статье [1] было произведено сравнение средних поверхностных яркостей галактик Маркаряна [2—7] и „нормальных“ галактик. Для оценки поверхностных яркостей тех и других объектов использовались размеры, приведенные в Морфологическом каталоге галактик (МКГ) Б. А. Воронцова-Вельяминова и соавторов [8—11], и видимые величины, приведенные в каталоге галактик и скоплений галактик (КГСГ) Ф. Цвикки и соавторов [12—17]. „Нормальные“ галактики были представлены примерно ста яркими объектами, поверхностные яркости которых детально исследовались ранее Ж. Эдманном, Н. Эдманн и Ж. де Вокулером [18].

В [1] был сделан вывод, что в среднем галактики Маркаряна по поверхностной яркости примерно в два раза превосходят нормальные галактики.

В настоящей заметке делается попытка оценить относительное количество галактик с эмиссионными линиями в различных интервалах значений поверхностной яркости и показать, что эта величина существенно уменьшается с уменьшением поверхностной яркости.

1. *Галактики с эмиссионными линиями.* Для оценки относительного количества галактик с эмиссионными линиями в различных интервалах поверхностной яркости были отобраны все объекты в области неба с $6^{\text{h}}48^{\text{m}} < a < 14^{\text{h}}12^{\text{m}}$ и $41^{\circ} < b < 77^{\circ}$, для которых в МКГ содержатся внешние размеры, а в КГСГ — видимые величины. Эта область неба была выбрана потому, что согласно [5] она целиком покрыта обзором Маркаряна.

Для 1918 отобранных объектов были вычислены средние поверхностные яркости с квадратной секунды дуги в системе, использованной в [1], т. е.

$$B = m_p - 0.25 \operatorname{cosec} b'' + 2.5 \lg \frac{\pi ab}{4},$$

где m_p — видимая величина галактики в системе КГСГ, b'' — галактическая широта, a и b — большая и малая оси галактики в секундах дуги по МКГ. Распределение галактик по параметру B представлено во второй строке табл. 1.

Таблица 1

| B | 19.1—20.0 | 20.1—21.0 | 21.1—22.0 | 22.1—23.0 | 23.1—24.0 | 24.1—25.0 | 25.1—26.0 | 26.1—27.0 |
|-------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| N | 5 | 114 | 692 | 785 | 257 | 54 | 10 | 1 |
| n | 3 | 17 | 47 | 24 | 4 | 0 | 0 | 0 |
| n/N | 0.60 | 0.15 | 0.07 | 0.03 | 0.02 | 0 | 0 | 0 |

Из этих галактик 70 содержатся в списках [2—7], а для 25 других наличие эмиссионных линий известно из других источников*. Поскольку в спектрах практически всех галактик Маркаряна содержатся эмиссионные линии, то эту совокупность мы будем называть галактиками с эмиссионными линиями. Заметим, что в группу галактик с эмиссионными линиями не включены объекты, содержащие в своих спектрах лишь дублет $\lambda 3727$, поскольку известно, что этот дублет довольно часто наблюдается в галактиках, не обладающих иными особенностями. Следует обратить внимание на то обстоятельство,

* Разумеется, в рассмотренной области неба как число галактик вообще, так и число галактик Маркаряна значительно больше. Однако многие из них не могли быть включены в статистику, т. е. для них в МКГ не приведены внешние размеры, или в КГСГ не приведены видимые величины. При этом относительное количество не вошедших в МКГ галактик Маркаряна по причине их сравнительно малых размеров должно быть несколько больше.

что число спиралей среди галактик с эмиссионными линиями крайне незначительно. Следовательно, в случае большинства галактик эмиссия не может быть приписана свечению областей III.

Распределение 95 галактик с эмиссионными линиями по параметру B представлено в третьей строке табл. 1, а относительное количество этих галактик — в четвертой. Как видим, относительное количество галактик с эмиссионными линиями монотонно убывает с уменьшением поверхностной яркости.

Средняя поверхностная яркость и ее дисперсия для галактик с эмиссионными линиями равны соответственно

$$\langle B_{em} \rangle = 21.7, \quad \sigma^2(B_{em}) = 0.66.$$

Эти значения находятся в хорошем согласии с результатами, полученными в [1]. Аналогичные величины для остальных 1823 объектов, которые мы будем называть галактиками без эмиссионных линий*, равны

$$\langle B_{abs} \rangle = 22.3, \quad \sigma^2(B_{abs}) = 0.84.$$

Полученное среднее значение поверхностной яркости несколько меньше значения, полученного для нормальных галактик в [1]. Это, по-видимому, обусловлено тем, что в выборке, рассмотренной в настоящей работе, имеется большое число галактик, морфологически сходных с галактиками Маркаряна. Кроме того, в принципе, поверхностная яркость этих галактик может быть несколько выше, чем было получено в [1] по нормальным галактикам, благодаря тому, что среди них имеется определенное количество невыявленных галактик с эмиссионными линиями.

Рассмотрим далее результаты, получаемые после учета влияния наклона галактик. С помощью рассмотренной в [1] выборки нормальных галактик может быть получено следующее соотношение между величиной B , отношением осей галактик и поверхностной яркостью в системе Холмберга (\bar{B})

$$\bar{B} = B + 0.22 \frac{a}{b} + 0.73.$$

В таблице 2 представлено распределение рассматриваемых галактик по параметру \bar{B} .

* Для подавляющего большинства этих галактик спектральные наблюдения отсутствуют. Поэтому приведенное название и индекс „abs“ являются условными.

Таблица 2

| \bar{B} | 20.1—21.0 | 21.1—22.0 | 22.1—23.0 | 23.1—24.0 | 24.1—25.0 | 25.1—26.0 | 26.1—27.0 | 27.1—28.0 |
|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| N | 4 | 78 | 543 | 818 | 370 | 87 | 15 | 3 |
| n | 2 | 12 | 48 | 29 | 2 | 2 | 0 | 0 |
| n/N | 0.50 | 0.15 | 0.09 | 0.04 | 0.01 | 0.02 | 0 | 0 |

Среднее значение и дисперсия поверхностной яркости в системе \bar{B} для галактик с эмиссионными линиями равны, соответственно,

$$\langle \bar{B}_{em} \rangle = 22.8, \quad \sigma^2(\bar{B}_{em}) = 0.57,$$

а для галактик без эмиссионных линий

$$\langle \bar{B}_{abs} \rangle = 23.5, \quad \sigma^2(\bar{B}_{abs}) = 0.86.$$

Таким образом, как и в [1], учет наклона ведет к небольшому возрастанию разности между средними значениями поверхностных яркостей галактик с эмиссионными линиями и галактик без эмиссионных линий. Это является следствием того, что видимое (а следовательно и истинное) сжатие галактик с эмиссионными линиями несколько меньше.

В обеих системах средние значения поверхностных яркостей галактик с эмиссионными линиями с высокой степенью статистической значимости отличаются от поверхностных яркостей галактик без эмиссионных линий.

2. *Компактные галактики Цвикки.* Как известно, Ф. Цвикки [19] опубликовал каталог, содержащий более 3700 компактных галактик. Напомним, что Цвикки называет галактику компактной, если она, или некоторая ее часть, обладает фотографической, визуальной или болометрической поверхностной яркостью, превышающей 20-ю звездную величину с квадратной секунды дуги. Такое определение компактности, очевидно, допускает возможность включения в каталог [19] множества галактик со средней поверхностной яркостью, значительно меньшей, чем приведенное предельное значение.

Спектральные наблюдения галактик Цвикки, произведенные У. Л. У. Сарджентом [20], показали, что в спектрах заметной доли этих объектов (преимущественно голубых) присутствуют эмиссионные линии, а некоторые проявляют спектральные особенности ядер галактик Сейферта. Следовательно, голубые компактные галактики Цвикки близки по своей физической природе к галактикам Маркаряна.

Поэтому представляет интерес вычисление средних поверхностных яркостей галактик Цвикки и сопоставление их с другими объектами, в частности, с галактиками Маркаряна.

Каталог [19] содержит преимущественно слабые объекты, и поэтому нам удалось выделить лишь 318 одиночных галактик, для которых в МКГ приведены размеры. Средняя поверхностная яркость и дисперсия для этих объектов равны, соответственно,

$$\langle B^{Z^w} \rangle = 22.1, \quad \sigma^2(B^{Z^w}) = 1.13.$$

В системе \bar{B} имеем

$$\langle \bar{B}^{Z^w} \rangle = 23.2, \quad \sigma^2(\bar{B}^{Z^w}) = 1.26.$$

Как видим, отличие этих параметров от значений, соответствующих всем галактикам области, рассмотренной в предыдущем разделе

($\langle B \rangle = 22.3$, $\langle \bar{B} \rangle = 23.5$), незначительно. Наблюдаемая же разница может быть приписана тому, что относительное количество объектов с эмиссионными линиями среди компактных галактик значительно больше, чем среди случайно взятых. (Как видно из нижеследующего, объекты с эмиссионными линиями составляют примерно 45 процентов компактных галактик Цвикки).

Мы можем, таким образом, констатировать, что отличие средних поверхностных яркостей галактик Цвикки от средних поверхностных яркостей случайно взятых галактик заметно меньше, чем различие между поверхностными яркостями галактик с эмиссионными линиями и без них.

Обратимся теперь к галактикам, для которых имеются спектральные данные. Как отмечалось, спектральные наблюдения части галактик Цвикки произведены Сарджентом. Из 125 исследованных Сарджентом объектов в нашей выборке присутствуют лишь 29. Для остальных в МКГ необходимые данные не содержатся. Однако в литературе имеются результаты спектральных наблюдений еще для 59 из рассмотренных в настоящей заметке 318 галактик Цвикки. Средняя поверхностная яркость и дисперсия для 88 объектов с известными спектральными данными равны, соответственно,

$$\langle B_{sp}^{Z^w} \rangle = 21.8, \quad \sigma^2(B_{sp}^{Z^w}) = 0.91.$$

Рассмотрим теперь объекты, в спектрах которых содержатся эмиссионные линии водорода. Для 41 подобного объекта имеем

$$\langle B_{em}^{Z^w} \rangle = 21.6, \quad \sigma^2(B_{em}^{Z^w}) = 0.56.$$

Наконец, для 47 объектов, в спектрах которых эмиссионных линий нет или присутствует лишь дублет λ 3727, имеем

$$\langle B_{abs}^{Z_w} \rangle = 22.0, \quad \sigma^2(B_{abs}^{Z_w}) = 1.16.$$

Распределение этих 88 галактик и галактик с эмиссионными линиями по параметру B представлено в табл. 3.

Таблица 3

| B | 19.9—20.8 | 20.9—21.8 | 21.9—22.8 | 22.9—23.8 | 23.9—24.8 |
|-------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| N | 16 | 28 | 32 | 11 | 1 |
| n | 6 | 21 | 12 | 2 | 0 |
| n/N | 0.38 | 0.75 | 0.38 | 0.18 | 0 |

Приведем, наконец, аналогичные числа, полученные после учета наклона галактики. Для 88 галактик с известными спектральными данными

$$\langle \bar{B}_{sp}^{Z_w} \rangle = 22.9, \quad \sigma^2(\bar{B}_{sp}^{Z_w}) = 1.00,$$

а для галактик с эмиссионными линиями и без эмиссионных линий, соответственно,

$$\langle \bar{B}_{em}^{Z_w} \rangle = 22.7, \quad \sigma^2(\bar{B}_{em}^{Z_w}) = 0.64,$$

$$\langle \bar{B}_{abs}^{Z_w} \rangle = 23.1, \quad \sigma^2(\bar{B}_{abs}^{Z_w}) = 1.25.$$

Распределение этих 88 галактик по параметру \bar{B} приведено в табл. 4.

Таблица 4

| \bar{B} | 20.9—21.8 | 21.9—22.8 | 22.9—23.8 | 23.9—24.8 | 24.9—25.8 |
|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| N | 14 | 29 | 28 | 15 | 2 |
| n | 6 | 20 | 10 | 5 | 0 |
| n/N | 0.43 | 0.69 | 0.36 | 0.33 | 0 |

Как видим, относительное количество объектов с эмиссионными линиями среди компактных галактик Цвикки, имеющих сравнительно высокие средние поверхностные яркости, очень велико — при $B \leq 21.8$ и $\bar{B} \leq 22.8$ объекты с эмиссионными линиями составляют примерно 60% всех галактик Цвикки.

3. *Голубые галактики Аро.* Первый список голубых галактик, содержащий 44 объекта, был опубликован еще в 1956 г. Г. Аро [21], отметившим и высокую поверхностную яркость этих галактик. Наблюдения Аро и других авторов показали, что в спектрах подавляющего большинства голубых галактик присутствуют эмиссионные линии. Поэтому и эта выборка иллюстрирует тот факт, что наличие эмиссионных линий коррелирует с высокой средней поверхностной яркостью.

После исключения двойных объектов остаются лишь 24 галактики Аро, для которых имеются данные, позволяющие вычислить средние поверхностные яркости в системах, рассматриваемых в настоящей заметке. Среднее значение и дисперсия поверхностной яркости этих галактик равны, соответственно,

$$\langle B_H \rangle = 21.4, \quad \sigma^2(B_H) = 0.58.$$

В системе \bar{B} имеем

$$\langle \bar{B}_H \rangle = 22.5, \quad \sigma^2(\bar{B}_H) = 0.75.$$

Таким образом, средняя поверхностная яркость голубых галактик Аро практически совпадает со средней поверхностной яркостью компактных галактик Цвикки, содержащих в своих спектрах эмиссионные линии.

4. *Заключение.* Спектральное исследование галактик Аро и Маркаряна показало ранее, что в спектрах голубых галактик (и галактик с ультрафиолетовым континуумом) в подавляющем большинстве случаев наблюдаются эмиссионные линии. С другой стороны, результаты, приведенные в [1] и в настоящей заметке, свидетельствуют о том, что наличие эмиссионных линий, как правило, коррелирует с относительно высокой поверхностной яркостью в фотографической области спектра. Аналогичная картина наблюдается и при рассмотрении компактных галактик Цвикки. Однако, как это легко видеть из результатов разделов 1 и 2, даже при самых высоких поверхностных яркостях существует множество объектов, которые не были занесены в число галактик с ультрафиолетовым континуумом. Например, из объектов с $B \leq 20.5$ лишь треть была отнесена к галактикам с ультрафиолетовым континуумом.

Полученные результаты в принципе допускают две интерпретации. Предполагая, что поверхностная яркость может заметно измениться в течение времени, существенно меньшего, чем возраст галактики, можно заключить, что присутствие эмиссионных линий является свойством,

характерным для фазы высокой поверхностной яркости, которую проходят все галактики или большинство их. Другая возможность состоит в том, что поверхностная яркость галактик меняется медленно, а эмиссионные линии образуются преимущественно в галактиках высокой поверхностной яркости или присутствуют в них более продолжительное время.

Для выбора между этими двумя возможностями очень важно соотношение между характерным временем изменения поверхностной яркости (τ_b) и характерным временем изменения интенсивности спектральных линий (τ_{em}). Представляется более правдоподобным, что

$$\tau_{em} \ll \tau_b.$$

В пользу этого говорят следующие соображения.

1. Эмиссионные линии в подавляющем большинстве рассматриваемых галактик наблюдаются в ядрах или окооядерных областях. Очевидно, что время, в течение которого газ этих областей должен рассеяться, невелико по сравнению со временем, в течение которого может существенно измениться звездный состав галактик. С другой стороны, газ может также выбрасываться из ядра, как это непосредственно наблюдается в объектах сейфертовского типа. Эти обстоятельства будут приводить к быстрой переменности и, вероятно, рекуррентности эмиссионного спектра.

2. Мощность коротковолнового излучения, ионизирующего газ, также является гораздо более быстропеременной, чем основной звездный состав галактики. По оценкам Д. В. Видмана [22] в галактиках, не относящихся к сейфертовскому типу, при нормальном звездном составе число горячих гигантов достаточно для того, чтобы обеспечить наблюдаемый эмиссионный спектр. Характерное же время изменения параметров горячих гигантов значительно меньше характерного времени изменения основной массы звезд, ответственной за спектр и поверхностную яркость галактики.

Ионизация газа в объектах сейфертовского типа, по широко распространенному представлению, обусловлена синхротронным механизмом, который также является быстропеременным.

3. Если исключить крайне неестественные формы распределения яркости в галактиках, то необходимо считать, что высокая поверхностная яркость коррелирует с большим значением градиента поверхностной яркости. Следовательно, предполагая, что в галактиках происходят довольно быстрые изменения одного из этих параметров, мы должны предположить также быстрые изменения второго. Однако

быстрые изменения градиента поверхностной яркости, по-видимому, являются неправдоподобными.

Исходя из этого, представляется естественным вывод о том, что суммарная продолжительность стадии эмиссионного спектра, которая может быть непрерывной, зависит от структуры галактики и, следовательно, от поверхностной яркости или ее градиента. Это согласуется с результатом работы А. В. Засова и В. М. Лютого [23]. Следовательно, производимые часто оценки относительной продолжительности стадии эмиссионного или сейфертовского спектра галактик по относительному количеству наблюдаемых в настоящее время объектов того и другого типа являются мало обоснованными.

В заключение отметим целесообразность спектрального исследования галактик высокой поверхностной яркости, поскольку такое исследование может привести к обнаружению новых галактик с эмиссионными линиями. Разумеется, нельзя утверждать, что в спектрах большинства галактик высокой поверхностной яркости будут обнаружены эмиссионные линии, но очень вероятно, что эти галактики обладают какими-либо иными особенностями.

Автор благодарен академику В. А. Амбарцумяну за внимание к работе и полезное обсуждение и К. П. Цветковой за помощь.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE SURFACE BRIGHTNESS OF EMISSION LINE GALAXIES

M. A. ARAKELIAN

The statistical investigation of mean surface brightness distribution of emission line galaxies is carried out. It is shown that the relative number of such galaxies significantly decreases with the decrease of the mean surface brightness. Similar phenomenon takes place when Zwicky compact galaxies are considered. These results are interpreted as due to the fact, that the duration of emission line phase is in correlation with the surface brightness of galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. A. Arakelian, C. Balkowski, *Astron. Astrophys.* (in press).
2. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967.

3. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 443, 1969.
4. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 581, 1969.
5. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 7, 511, 1971.
6. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 8, 155, 1972.
7. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 9, 487, 1973.
8. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногурская, *Морфологический каталог галактик*, т. 1, М., 1962.
9. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, *Морфологический каталог галактик*, т. 2, М., 1964.
10. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, *Морфологический каталог галактик*, т. 3, М., 1963.
11. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, *Морфологический каталог галактик*, т. 4, М., 1968.
12. F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, I, 1961.
13. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, II, 1963.
14. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, III, 1966.
15. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, IV, 1968.
16. F. Zwicky, M. Karpowicz, C. T. Kowal, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, V, 1965.
17. F. Zwicky, C. T. Kowal, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, VI, 1968.
18. J. Heidmann, N. Heidmann, J. de Vaucouleurs, *Mem. of R. A. S.*, 75, 85, 105, 121, 1972.
19. F. Zwicky, *Catalogue of Selected Compact Galaxies and of Post Eruptive Galaxies*, 1971.
20. W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 160, 405, 1970.
21. G. Haro, *Bol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya*, 14, 8, 1956.
22. D. W. Weedman, *Ap. J.*, 171, 5, 1972.
23. А. В. Засов, В. М. Лютый, *Астрон. ж.*, 50, 253, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

НОЯБРЬ, 1974

ВЫПУСК 4

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНО-ПЕРЕМЕННОЙ ЗВЕЗДЫ 21 PER. I

Ю. В. ГЛАГОЛЕВСКИЙ, К. И. КОЗЛОВА, Н. С. ПОЛОСУХИНА

Поступила 19 марта 1974

У магнитно-переменной звезды 21 Per исследованы изменения лучевых скоростей и интенсивностей спектральных линий в разных фазах периода. Оказалось, что химические элементы расположены в двух противоположных пятнах на поверхности. Заподозрено наличие линий тяжелых элементов Hg I, W I, Os I, Ag I и Am I. Получены кривые изменения интенсивностей этих линий. Спектральные особенности 21 Per вызывают трудности при интерпретации химических аномалий в отдельных участках поверхности Ар-звезд, а возможное наличие тяжелых элементов заставляет обратить большое внимание на гипотезу ядерных реакций как причину аномалий химического состава. Совпадение по форме кривой блеска V и кривой изменения интенсивностей линий европия и гадолиния не противоречит предположению о том, что одним из источников фотометрической переменности в системе V является дополнительное поглощение редкоземельными элементами в ультрафиолетовой области спектра.

1. *Введение.* 21 Per (HD 18296) является магнитно-переменной звездой A0_p. Ее спектр содержит линии аномальной интенсивности, принадлежащие элементам Si, Sr, Eu, Cr. По данным [1] интенсивность спектральных линий переменна, и они имеют разную ширину. Величина напряженности магнитного поля H_z измерялась неточно из-за большой ширины спектральных линий ($\sim 0.6 \text{ \AA}$) и сложности их профилей, однако Бэбкоку [1] удалось установить, что полярность меняется и крайние значения H_z равны $-1270 + +1350 \text{ гс}$. Напряженность магнитного поля, определяемая по линиям отдельных элементов, оказалась различной.

Период фотометрических изменений блеска 21 Per ($P = 2^d883$) был получен в 1968 г. [3], затем он был уточнен [2]:

$$JD (\text{главный максимум}) = 2439491^d77 + 2^d88422E \pm 0^d00003.$$

Фотометрические измерения дают две волны изменения блеска за период, причем главный максимум приходится на фазу $0^{\circ}0$, а вторичный, более слабый, — на фазу $0^{\circ}5$. В нашем исследовании использован $P = 2^d 88422$.

Первое исследование спектральных изменений 21 Per провел Престон [2], отметивший крайнюю сложность спектра. Около 25% спектральных линий ему не удалось отождествить. В некоторых фазах линии ряда элементов раздваиваются. Лучевые скорости (v_r) получены в [2] по линиям нескольких элементов, причем линии Eu II, Ti II и Mn II показали две ветви изменения v_r за период, остальные линии изменяются более сложным образом и с меньшей амплитудой. Интенсивности линий в произвольных единицах измерялись только у Eu II ($\lambda 4129, 3819 \text{ \AA}$).

Задачей данного исследования является изучение изменений интенсивностей и лучевых скоростей спектральных линий разных элементов в течение периода, а также поиски тяжелых элементов в спектре 21 Per.

2. *Наблюдательный материал и его обсуждение.* Наблюдения проводились на 2.6-метровом рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории со спектрографом Куде с дисперсией 4 и 8 $\text{\AA}/\text{мм}$. Ширина спектров равна 0.5 мм. Основные данные о полученном материале приведены в табл. 1.

А) *Лучевые скорости.* Для измерений были отобраны неблендируемые линии, список которых приведен в табл. 2. Положение линий на спектрограммах измерялось на микроскопе ИЗА-2 и обрабатывалось на ЭВМ Минск-14 в КрАО по программе, составленной Д. Н. Рачковским. Результаты измерения лучевых скоростей (v_r) приведены на рис. 1—3 и в табл. 3. Как видно из рисунков, наши измерения хорошо согласуются с данными Престона [2] и дополняют их, заполняя пробел в фазах $0^{\circ}6 - 0^{\circ}8$. Нам не удалось с достаточной точностью на спектрограммах измерить линию Eu II 4129.73 в моменты раздвоения, так как в это время оба ее компонента ослабевают. Поэтому на графике (v_r, P) нанесены только те точки, которые соответствуют одиночным линиям.

Ошибки измерений лучевых скоростей составляют в среднем $\pm 1 \text{ км/сек}$, если они получены как среднее из измерений нескольких линий и достигают 2—3 км/сек для одиночных измерений из-за значительной ширины линий и неучтенных слабых переменных бленд.

При рассмотрении рис. 1 можно видеть, что ветвь v_r вблизи фазы $0^{\circ}0$ формируется первым (или главным) пятном, проходящим в этот момент через меридиан, а ветвь вблизи фазы $0^{\circ}5$ — вторым пят-

ном. В соответствии с этим в табл. 3 данные располагаются в двух столбцах, обозначенных „гл“ и „вт“. Далее на рисунках 1-а и 1-е проведена линия $v_r = 9$ км/сек, соответствующая средней лучевой скорости 21 Per.

Таблица 1
ДАННЫЕ О НАБЛЮДАТЕЛЬНОМ МАТЕРИАЛЕ

| № | Дата | Фаза | Дисперсия А/мм | Область спектра | Тип фото- эмульсии |
|----|----------|------|-------------------|--------------------|-----------------------|
| 1 | 7.11.68 | 0.66 | 8 | 3930—4550 | A-500 |
| 2 | 25. 9.69 | 0.23 | 8 | 4100—4500 | A-500 |
| 3 | 25. 9.69 | 0.24 | 8 | 4120—4580 | A-500 |
| 4 | 25. 9.69 | 0.26 | 8 | 3700—4290 | A-500 |
| 5 | 8.10.69 | 0.73 | 8 | 3700—4280 | A-500 |
| 6 | 8.10.69 | 0.77 | 8 | 3700—4280 | A-500 |
| 7 | 25.10.69 | 0.70 | 4 | 3720—4260 | A-500 |
| 8 | 26.10.69 | 0.02 | 4 | 3900—4680 | A-500 |
| 9 | 14. 1.70 | 0.72 | 4 | 3720—4270 | A-500 |
| 10 | 18. 1.70 | 0.76 | 4 | 3890—4680 | A-600 |
| 11 | 15. 2.70 | 0.76 | 4 | 3830—4490 | A-500 |
| 12 | 22. 2.70 | 0.19 | 4 | 3750—4250 | A-500 |
| 13 | 22. 2.70 | 0.22 | 4 | 3730—4270 | A-500 |
| 14 | 24. 2.70 | 0.88 | 8 | 3930—4440 | A-500 |
| 15 | 10. 9.70 | 0.63 | 4 | 3900—4640 | A-500 |
| 16 | 11. 9.70 | 0.98 | 4 | 3900—4660 | A-500 |
| 17 | 15. 9.70 | 0.35 | 4 | 3930—4600 | A-500 |
| 18 | 16. 9.70 | 0.71 | 4 | 3930—4600 | A-600 |
| 19 | 20. 9.70 | 0.11 | 4 | 3970—4670 | A-500 |
| 20 | 1.11.71 | 0.19 | 4 | 3900—4630 | A-500 |
| 21 | 13. 1.71 | 0.91 | 4 | 3900—4400 | A-500 |
| 22 | 29. 1.72 | 0.98 | 4 | 3900—4480 | 103a0 |
| 23 | 31. 3.72 | 0.46 | 8 | 4000—4680 | 103a0 |

Б) *Интенсивности спектральных линий.* Эквивалентные ширины линий W_λ измерены с помощью электронносчетного планиметра [4] на регистрограммах, полученных в интенсивностях на микрофотометре САО АН СССР.

Точность определения W_λ в среднем равна 20%. Значения $W_\lambda/\bar{W}_\lambda$ (\bar{W}_λ — эквивалентная ширина, усредненная за период) приведены в табл. 4. В скобках после названия элемента указано число использованных спектральных линий. Значения $W_\lambda/\bar{W}_\lambda$ на рисунках 1—3

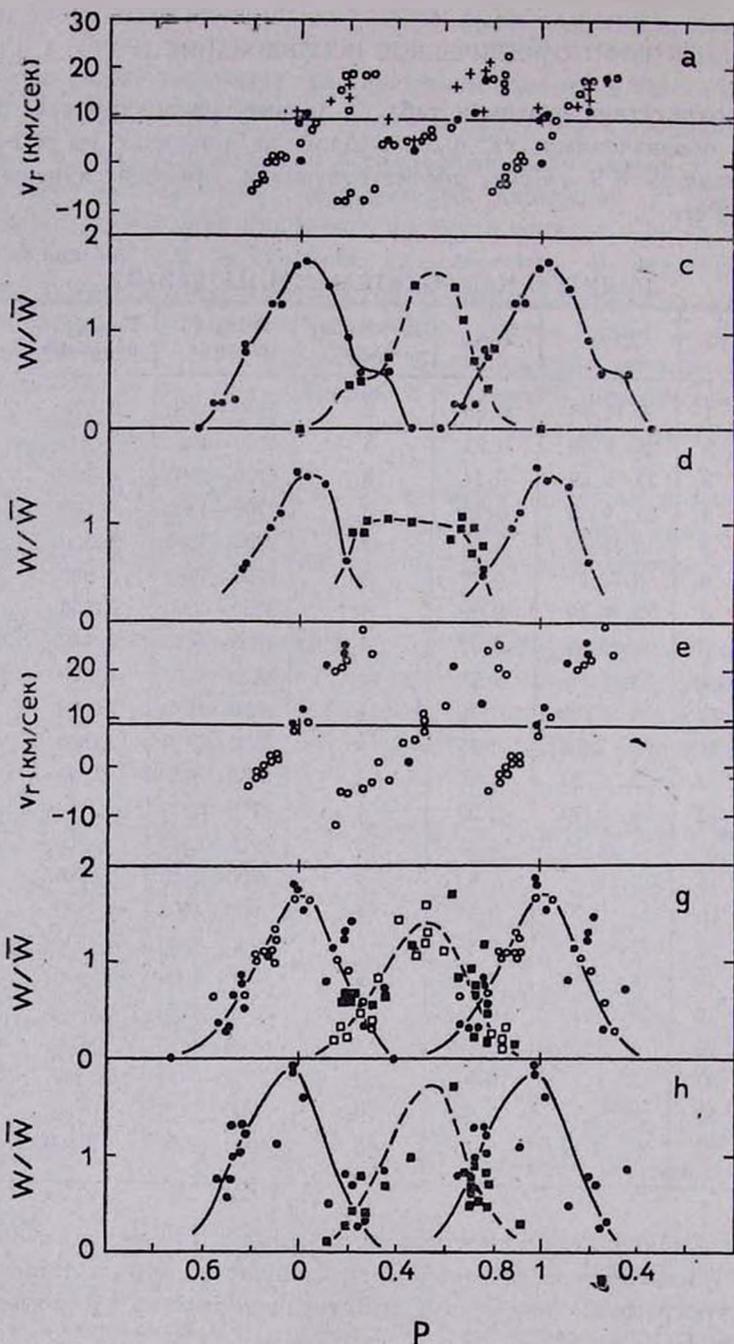


Рис. 1. Изменение лучевых скоростей v_r и относительных эквивалентных шири $W_\lambda / \bar{W}_\lambda$ линий в течение периода для элементов группы 1: а. ● — Ti; + — Mn (наши измерения). ○ — Ti, + — Mn (Престон [3]). с. Ti: ● — главное пятно, ■ — вторичное пятно. d. Mn: ● — главное пятно, ■ — вторичное пятно. е. ● — Eu наши измерения; ○ — Eu + Gd (Престон [3]). г. Eu: ● — главное пятно; ■ — вторичное пятно (наши измерения); ○ — главное пятно; □ — вторичное пятно (Престон [3]). h. Gd: ● — главное пятно; ■ — вторичное пятно.

имеют разброс, особенно заметный у элементов Gr, Mg и Fe. Он может получаться как из-за сложного распределения элементов по поверхности звезды, так и благодаря вероятному существованию короткоживущих областей, богатых этими элементами. Последнее предполагается на основании значительных различий значений $W_{\lambda}/\overline{W}_{\lambda}$ в табл. 4, полученных в близких фазах, но в разные годы наблюдений.

Таблица 2
СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЛИНИИ, ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ

| Элемент | λ_{A} | Элемент | λ_{A} | |
|---------|----------------------|---------|----------------------|---------|
| Eu II | 4129.73 | Ca II | 3933.66 | |
| | 4294.10 | | 4128.05 | |
| Ti II | 4307.90 | Sr II | 4130.88 | |
| | 4300.05 | | 4077.71 | |
| | 4259.20 | | 4215.52 | |
| Mn II | 4063.53 | Cr II | 4038.03 | |
| | 3935.94 | | 4242.38 | |
| Fe II | 3938.29 | Mg II | 4261.92 | |
| | 3938.97 | | 4481.13 | |
| | 4122.64 | | V II | 4404.68 |
| | 4296.57 | | Zr II | 4048.68 |
| | 4385.38 | | | 4045.63 |
| | 4263.17 | | | |

Периодические изменения лучевых скоростей и интенсивностей спектральных линий интерпретируются с точки зрения гипотезы наклонного ротатора. Угол наклона оси вращения к лучу зрения можно оценить следующим образом. Эффективная температура 21 Per $T_{\text{эфф}} = 11\,700^{\circ}$ и $S_p = B8.5$. По спектральному классу звезды на основании работ [6–8] можно определить $R/R_{\odot} = 2.6$, если предположить, что звезда принадлежит главной последовательности, и $R/R_{\odot} = 4.0$, если она имеет IV класс светимости. По периоду и $v \sin i = 24 \text{ км/сек}$ [9] мы получим $i = 35^{\circ}$ в первом случае и $i = 21^{\circ}$ во втором (наши оценки по ширине линий железа также дали $v \sin i = 24 \text{ км/сек}$).

В) Группы элементов. По характеру изменений кривых лучевых скоростей (v_r , P) и относительных интенсивностей линий ($W_{\lambda}/\overline{W}_{\lambda}$, P) все элементы можно разделить на две группы (см. рис. 1–3).

Группа 1 (рис. 1) включает элементы Ti, Mn, Eu, Gd. Из рисунка видно, что эти элементы концентрируются в двух противополо-

ложно расположенных пятнах. В отличие от редкоземельных элементов титан дает асимметричные кривые ($W_\lambda/\overline{W}_\lambda, P$). На нисходящей части кривой для главного пятна имеется выступ в фазе $P=0^{\text{P}}3$, а второе пятно дает такой же подъем на восходящей части в фазах $0^{\text{P}}2-0^{\text{P}}3$ (рис. 1с). Эти „выступы“ на кривых подтверждаются нарушением плавности кривой (v_r, P) в тех же фазах $0^{\text{P}}2-0^{\text{P}}3$. На рис. 1d интересен по форме плоский максимум кривой ($W_\lambda/\overline{W}_\lambda, P$) в фазах $0^{\text{P}}2-0^{\text{P}}3$ для Mn, относящийся ко второму пятну. Такая форма кривой может явиться следствием того, что второе пятно имеет, по-видимому, сложную структуру.

Таблица 3

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ v_r (км/сек)

| Фаза | Группа I | | | | | | Группа IIa | | | | Группа IIb | |
|------|----------|------|-------|------|-------|------|------------|-------|-------|-------|------------|-------|
| | Eu II | | Ti II | | Mn II | | Fe II | Ca II | Si II | Sr II | Cr II | Mg II |
| | гл. | вт. | гл. | вт. | гл. | вт. | | | | | | |
| 0.02 | 12.9 | — | 10.3 | — | 14.8 | — | 12.3 | 11.5 | 13.6 | 12.8 | 10.3 | 19.2 |
| 0.11 | 21.4 | — | 12.8 | — | 12.7 | — | 10.9 | — | 11.8 | 11.7 | — | 11.5 |
| 0.19 | 26.0 | — | 11.5 | — | 14.4 | — | 10.6 | 9.9 | 7.9 | 11.0 | 5.3 | — |
| 0.19 | 23.9 | — | — | — | — | 16.6 | 9.7 | 9.8 | 8.9 | 9.5 | 6.6 | 16.7 |
| 0.35 | — | — | — | 5.0 | — | 9.0 | 10.8 | 10.9 | 8.6 | 7.3 | 5.1 | 15.9 |
| 0.46 | — | 1.5 | — | 3.3 | — | 5.3 | 7.1 | — | 6.8 | 7.8 | 4.0 | — |
| 0.63 | — | 21.6 | — | 8.9 | — | 17.0 | 8.9 | 12.1 | 9.7 | 10.4 | 9.9 | 14.8 |
| 0.70 | — | — | — | — | — | 18.7 | 11.2 | 12.4 | 12.5 | 13.3 | — | — |
| 0.71 | — | — | — | 11.3 | — | 11.1 | 10.2 | — | 11.6 | 10.6 | 12.2 | 12.7 |
| 0.72 | — | — | — | — | — | — | 13.9 | 16.1 | 13.4 | 13.3 | 20.8 | — |
| 0.75 | — | 14.0 | — | 8.5 | — | 20.4 | 10.1 | 8.3 | 9.0 | 10.1 | 5.4 | 11.6 |
| 0.76 | — | — | — | 17.9 | — | 21.4 | 18.9 | 18.4 | 13.6 | 17.8 | 16.2 | 26.7 |
| 0.91 | — | — | — | — | — | — | — | 9.1 | — | — | — | 15.9 |
| 0.98 | — | — | 2.1 | — | — | — | 9.5 | — | 11.4 | 9.3 | 10.8 | — |
| 0.98 | 9.6 | — | 8.9 | — | 10.9 | — | 11.4 | 8.3 | 10.6 | 11.4 | 8.4 | 11.4 |

Группа II a (см. рис. 2) включает Fe, Ca, Si, Sr. Кривые (v_r, P) характеризуются отсутствием разрыва в фазе $0^{\text{P}}3$ и меньшей амплитудой изменений, чем у первой группы. Зависимость ($W_\lambda/\overline{W}_\lambda, P$) имеет очень малую амплитуду изменений, особенно на рисунке 2d.

Группа II b (рис. 3), содержит Cr и Mg. Кривая (v_r, P) похожа по форме на кривую рис. 2a и b, но разрывы отсутствуют. Величины ($W_\lambda/\overline{W}_\lambda$) и v_r изменяются с той же, как и в предыдущем

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ $W_{\lambda}/\bar{W}_{\lambda}$

Таблица 4

| Фаза | Группа I | | | | | | | | Группа IIa | | | | Группа IIб | |
|------|-----------|------|-----------|------|-----------|------|-----------|------|------------|-----------|-----------|-----------|------------|-----------|
| | Eu II (1) | | Gd II (1) | | Ti II (6) | | Mn II (2) | | Fe II (4) | Ca II (1) | Si II (2) | Sr II (2) | Cr II (4) | Mg II (1) |
| | г.а. | вт. | г.а. | вт. | г.а. | вт. | г.а. | вт. | | | | | | |
| 0.02 | 1.56 | — | 1.58 | — | 1.75 | — | 1.53 | — | 1.14 | 1.01 | — | 1.01 | 1.29 | 1.25 |
| 0.11 | 0.78 | 1.04 | 0.49 | 0.15 | 1.50 | — | 1.46 | — | 1.32 | 0.92 | 1.06 | 0.97 | 1.24 | 1.05 |
| 0.19 | 1.30 | 0.61 | 0.80 | 0.29 | 0.96 | 0.50 | — | — | 0.90 | 0.79 | 0.90 | 0.92 | 0.98 | 0.89 |
| 0.19 | 1.24 | 0.58 | — | — | — | — | 0.66 | — | 1.24 | 1.10 | 1.01 | 1.04 | — | — |
| 0.22 | 1.45 | 0.66 | 0.70 | 0.39 | — | — | — | 0.95 | 1.36 | 1.35 | 0.91 | — | 1.04 | — |
| 0.24 | — | 0.67 | 0.26 | 0.78 | 0.58 | 0.51 | — | 0.95 | — | 0.77 | 0.83 | 0.90 | 0.70 | 0.87 |
| 0.26 | 0.32 | 0.58 | 0.30 | 0.39 | — | — | — | 1.07 | 0.93 | 1.04 | 0.80 | 1.01 | 0.91 | — |
| 0.35 | 0.74 | 0.56 | 0.85 | 0.70 | 0.58 | 0.81 | — | 1.10 | 0.71 | 0.98 | 0.88 | 1.00 | 0.99 | 0.97 |
| 0.46 | — | 1.17 | — | 1.02 | — | 1.50 | — | 1.07 | 1.26 | 0.68 | 1.03 | — | 0.97 | 0.90 |
| 0.63 | — | 1.72 | — | 1.72 | 0.25 | 1.51 | — | 0.90 | 0.95 | 1.19 | 1.03 | 1.07 | 0.79 | 0.94 |
| 0.66 | 0.36 | 0.84 | 0.79 | 0.79 | 0.25 | 0.88 | — | 1.07 | — | 0.86 | 0.81 | 0.93 | 0.73 | 0.92 |
| 0.70 | 0.30 | 0.92 | 0.57 | 0.65 | — | — | — | 1.02 | 1.11 | 1.20 | 1.07 | 1.08 | 1.12 | — |
| 0.71 | 0.33 | 0.27 | 0.73 | 0.43 | 0.30 | 0.74 | — | 0.76 | 0.87 | 0.98 | 1.77 | 1.00 | 0.75 | 1.00 |
| 0.72 | 0.66 | 0.77 | 0.95 | — | — | — | — | — | 0.81 | 1.37 | 1.23 | 0.98 | 1.10 | — |
| 0.73 | — | — | 1.30 | 0.52 | — | — | — | 0.83 | 0.86 | 0.94 | — | 1.15 | 1.09 | — |
| 0.76 | 0.85 | 0.20 | 0.98 | 0.47 | 0.80 | 0.45 | 0.58 | — | — | 0.75 | 1.25 | 1.08 | 0.87 | 1.04 |
| 0.76 | 0.73 | 1.21 | 1.30 | 0.80 | 0.85 | 0.85 | 0.56 | — | 0.89 | 1.07 | 1.26 | 1.06 | 0.89 | 0.77 |
| 0.77 | 0.53 | 0.52 | 1.20 | 0.45 | — | — | 0.61 | — | 0.90 | 1.14 | — | — | 1.08 | — |
| 0.88 | 1.10 | 0.15 | — | — | 1.32 | — | 1.00 | — | 0.84 | 1.25 | 0.75 | 0.98 | 0.89 | — |
| 0.91 | — | — | 1.11 | 0.31 | 1.31 | — | 1.17 | — | 1.00 | 0.82 | 1.03 | 0.90 | — | — |
| 0.98 | 1.87 | — | 1.86 | — | 1.68 | — | 1.63 | — | 0.78 | 0.79 | 0.86 | 0.88 | 1.41 | 1.09 |
| 0.98 | 1.81 | — | 1.96 | — | — | — | — | — | 1.34 | 0.99 | — | 0.99 | — | 1.20 |

случае, амплитудой. Элементы Sr и Mg, вероятно, распределены на поверхности звезды более широкими пятнами с небольшой степенью концентрации. Разброс точек на рис. 3а наибольший, что, возможно, связано либо с появлением и исчезновением короткоживущих областей, богатых данным элементом, либо со сложной структурой данного пятна, о чем свидетельствует сложный вид профилей линий Si, Sr, Mg и др. Степень концентрации элементов и характер распределения пятен на поверхности звезды не обеспечивает достаточного разделения компонент, чтобы эту структуру можно было изучить подробно. Зависимость (v_r, P) для магния на рис. 2а не нанесена.

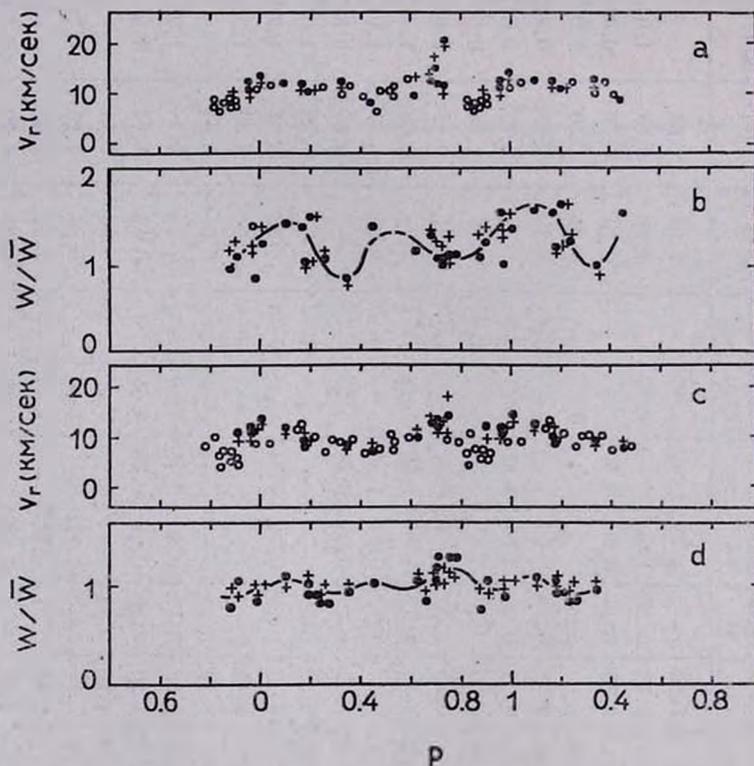


Рис. 2. Изменение лучевых скоростей v_r и относительных эквивалентных шири $W_\lambda / \bar{W}_\lambda$ линий в течение периода для элементов группы IIa. а, б. ● — Fe, + — Sr (наши измерения); ○ — Fe (Престон [3]). с, д. ● — Si; + — Sr (наши измерения); ○ — Si, Sr (Престон [3]).

Г) Тяжелые элементы. В последние годы часто дискутируется вопрос о существовании в атмосферах магнитных звезд значительного количества различных тяжелых элементов, в частности короткоживущих.

Если наличие таких элементов, будет твердо установлено, то это откроет новые перспективы в изучении эволюции звезд Ар и происхождения химических аномалий как продукта ядерного синтеза. Мы попытались найти в спектре 21 Per те тяжелые элементы, которые были обнаружены у других звезд [11—16] (см. табл. 5). Для отождествления были отобраны три регистрограммы в фазах, близких к нулевой (две в $P = 0^{\text{h}}09^{\text{m}}$ и одна в $P = 0^{\text{h}}02^{\text{m}}$), для исследования той части поверхности, на которой сконцентрированы все элементы. Если на двух из трех регистрограмм данная линия обнаруживалась, то она считалась достоверной. Наиболее слабая линия, которую можно было уверенно заметить среди зерна, имеет $\lambda = 5-7 \text{ \AA}$. Из-за множества бленд и значительной ширины линий мы допускали расхождение между измеренной длиной волны и лабораторной на величину порядка

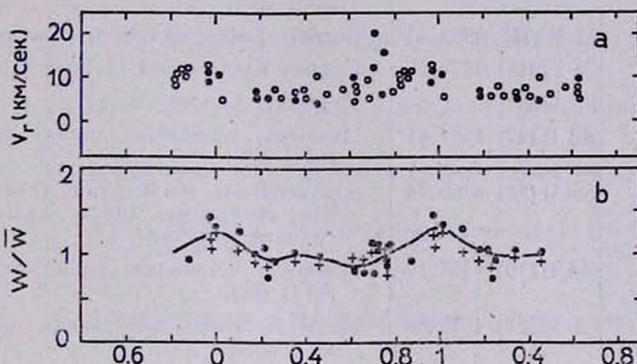


Рис. 3. Изменение лучевых скоростей v_r и относительных эквивалентных ширины W_i/W_0 линий в течение периода для элементов группы IIb. а. ● — Cr (наши измерения); ○ — Cr (Престон [3]). б. ● — Cr; + — Mg.

0.1 Å. Из всех линий тяжелых элементов, взятых из [11—16], были найдены те, которые приведены в табл. 5. Затем мы попытались приписать эти линии элементам, которые представлены в 21 Per и являются обычными в звездах такого спектрального класса. Названия возможных элементов, номера мультиплетов и длины волн соответствующих линий даны во втором столбце табл. 5. Оказалось, что почти каждой спектральной линии можно привести в соответствие линию обычно встречающихся элементов. В третьем столбце таблицы приведены близкие по длине волны линии в спектре солнечных пятен [17], в последнем столбце даются некоторые замечания, касающиеся той или

ТЯЖЕЛЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ В АТМОСФЕРАХ Ар-ЗВЕЗД

| Элемент, λA | Вероятное отождествление | Примечания |
|----------------------|---|---|
| 1 | 2 | 3 |
| Hg I 3984.00* | — | |
| Nb I 4058.94 | Mn I (5) 4058.93 | Присутствуют все линии Mn (5). |
| 4079.73 | Ti I (207) 4079.71 | Линия Ti сильнейшая в мультиплете. Имеются другие линии мультиплетета. |
| Ag I 4210.94* | — | Бленда в крыле Nd II (57) 4211.29. |
| U I 3917.25 | Fe I (20) 3917.18 Eu II (10) 3917.29 | Более вероятно второе отождествление. |
| 3943.82 | Ce II (234) 3943.89 | Одна из сильнейших в мультиплете. Имеются другие линии мультиплетета. |
| 4222.36 | Zr II (80) 4222.41 | Имеются остальные линии мультиплетета Zr II (80). |
| U II 3932.03 | Ti II (34) 3932.01 | Более вероятно второе отождествление. |
| 4472.33 | Fe I (411) 4472.57 Fe I (39) | Слабые бленды Fe I (411) Fe I (39). Fe I (39). |
| 4567.69 | Nd II (49) 4567.61 | Имеются остальные линии мультиплетета Nd II (49). |
| Os I 4066.69 | Sm II (28) 4066.74 | Достоверность Sm II трудно установить, так как остальные линии мультиплетета в сильных блендах. |
| 4358.14 | Nd II (10) 4358.17 | Имеются остальные линии мультиплетета Nd II (10). |
| 4376.90 | Cr I (304) 4376.80 | Имеются остальные линии мультиплетета Cr I (304). |
| 4400.58* | — | |
| 4420.47* | — | |
| 4135.78 | Cr II (163) 4135.77 | Cr II сильная, имеются остальные линии мультиплетета (163). |
| 4041.92 | Fe I (602) 4441.91 | Сильная в мультиплетете (602). |
| 4213.86* | — | |
| 4201.45 | — | Сильная в крыле Si 4200. |
| 4551.30 | Ce II (229) 4551.30 | Сильно блендирована. |
| 4597.15 | Gd II (44) 4596.58 | |
| Os II 4399.27 | Ce II (81) 4399.20 | Присутствуют остальные линии мультиплетета Ce II (81). |
| Pu I 3907.20 | Eu II (5) 3907.10 | Присутствуют все линии мультиплетета Eu II (5). |
| 4206.45 | Hf II (74) 4206.59 | Имеются другие линии мультиплетета Hf II (74) |

Таблица 5 (продолжение)

| 1 | 2 | 3 |
|---------------|--------------------|--|
| 3989.69 | Pr (12) 3989.72 | |
| | Ti I (12) 3989.76 | Вероятное отождествление Ti (12). |
| 4453.15 | Mn (22) 4453.01 | Имеются другие линии мультиплета Mn I (22). |
| Pu II 4273.22 | Ti I (251) 4273.31 | Сильные бленды Fe II и Ti I |
| | Fe II (27) | |
| 4472.70 | Fe I (39) 4472.52 | В крыле сильной бленды. |
| | Mn I (22) 4472.79 | |
| | Fe I(595) 4472.72 | |
| | Fe II (37) 4472.92 | |
| 4504.92 | Ca I (24) 4505.00 | |
| Ta I 4377.98 | Ne II (65) 4377.95 | |
| | Fe I (723) 4566.99 | |
| 4566.86 | | |
| WI 3938.29 | Fe II (3) 3938.29 | В бленде имеются другие линии Fe II (3). |
| 4044.27* | | |
| 4974.36 | Ti I (254) 4074.36 | Имеются все линии мультиплета Ti I (254). |
| 4306.88* | — | |
| 4365.96 | Fe I (415) 4365.50 | Имеются другие линии мультиплета Fe I (415). |
| 4408.28 | Gd II (44) 4408.25 | Имеются другие линии Gd II (44) и VI (22). |
| | VI(22) 4408.20 | |
| Pt I 4442.55 | | |
| 4552.42 | Ti II (42) 4552.45 | Имеются другие линии мультиплета Ti II (42). |
| Re I 4170.40 | Cr II (18) 4170.58 | Имеются другие линии мультиплета Cr II (18). |
| 4513.31 | Cr I (150) 4513.21 | Имеются другие линии мультиплета Cr I (150). |
| | Y I (15) | |
| 4522.73 | Ti II (42) 4522.80 | Очень сильные бленды Ti I (42) и Fe II (38). |
| 4523.88 | Sm II (41) 4523.91 | |
| Am II 3952.58 | Fe I (278) 3952.61 | |
| 4509.45 | Ca I (24) 4509.45 | Слаба, отождествление неуверенное. |
| 4575.59* | | |

иной идентификации. Из этой таблицы видно, что только небольшое число линий можно уверенно приписать тяжелым элементам (в табл. 5 они обозначены звездочками):

| Элемент | Потенциал ионизации ($\lambda\theta$) | Длина волны, А |
|---------|---|---------------------------|
| Hg I | 10.43 | 3984.0 |
| W I | 7.98 | 4306.88, 4044.29 |
| Os I | 8.70 | 4213.86, 4400.58, 4420.47 |
| Ag I | 7.57 | 4210.94 |
| Am II | — | 4575.59 |

Средние интенсивности W измеренных линий отдельных тяжелых элементов находятся в пределах от 20—80 А. На рис. 4 представлены изменения относительных интенсивностей $W_\lambda/\bar{W}_\lambda$ наблюдаемых линий тяжелых элементов: а — одиночная линия ртути 3984.0А а и b — усредненные значения $W_\lambda/\bar{W}_\lambda$ из семи остальных спектральных линий. К сожалению, мы почти не располагаем спектрами в области фаз $0^{\circ}4-0^{\circ}6$ и кривая ($W_\lambda/\bar{W}_\lambda, P$) для найденных элементов проводится здесь неуверенно. Как видно на рис. 4, изменения относительных интенсивностей линий в течение периода показывают одну волну, максимум амплитуды которой приходится на фазу, близкую к нулевой, а это значит, что наибольшая интенсивность линий тяжелых элементов наступает в момент прохождения главного пятна через меридиан.

Следует отметить, что ряд „заподозренных“ спектральных линий тяжелых элементов у 21 Per имеется в спектре Солнца, некоторые из них усилены в спектре солнечного пятна и, как правило, не отождествлены в каталоге [17].

Д) *Обсуждение результатов.* Характер изменений v , и W_λ ряда элементов у 21 Per значительно отличается от того, что наблюдается у других магнитных звезд, например, — у α^2CVn [18, 19], HD 173650 [20] и др. Состав групп элементов у 21 Per является уникальным, как, впрочем, и у остальных, изученных в этом отношении звезд, что видно из следующей таблицы:

| Звезда | Группа I | Группа II | Группа III | Пекулярность |
|------------------------|----------------|------------------------|------------|----------------|
| 21 Per | Eu, Gd, Mn, Ti | Sr, Si, Ca, Fe, Cr, Mg | — | Eu, Cr, Sr, Si |
| α^2CVn [18, 19] | Eu, Gd, Dy | Ti, V, Cr, Mn, Fe | Si, Mg, Ca | Eu, Cr, Si, Hg |
| HD 125248 [10] | Eu, Gd, Ce | Ti, Fe | Cr, Sr | Eu, Cr |
| 73 Dra [21] | Eu, Sr, Ti, Ca | Cr, Mg | — | |

Следует заметить, что у каждой звезды элементы, входящие в одну определенную группу, имеют кривые $(W_i/\bar{W}_i, P)$, подобные по форме, но у разных звезд форма этих кривых, как правило, отличается, поэтому деление элементов на группы условно. Угол наклона оси вращения к лучу зрения для вышеуказанных звезд составляет 35° , 50° , 30° и 90° , соответственно, то есть условия видимости поверхности у первых трех звезд близки. В работе [19] было показано, что элементы концентрируются симметрично относительно магнитной оси, которая может быть наклонена под разными углами к оси вращения, но этот эффект мало влияет на состав групп и может лишь изменить форму кривых $(W_i/\bar{W}_i, P)$.

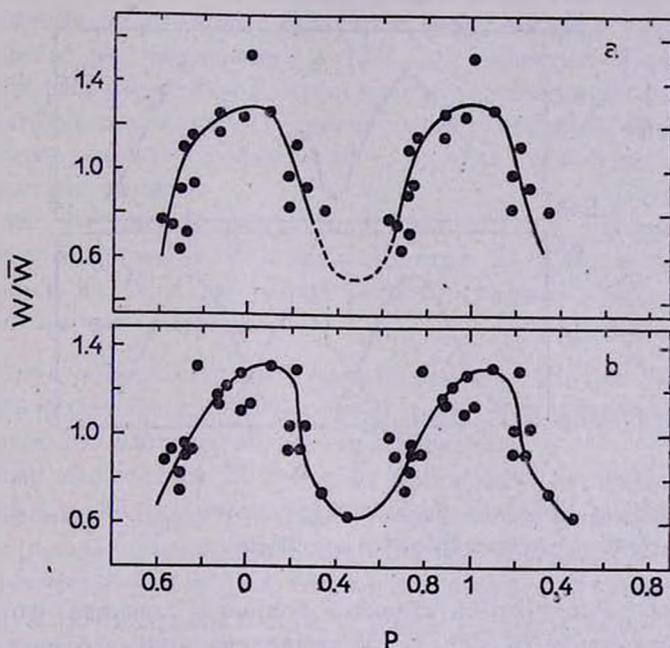


Рис. 4. Изменение усредненных относительных интенсивностей (W_i/\bar{W}_i) тяжелых элементов в течение периода (P): а — HgI 3984.0 Å. б — WI 4044.29, 4306.38; OsI 4213.86, 4400.58, 4420.47; Ag I 4210.94; Am II 4575.59 Å.

Из рассмотрения приведенных, пока еще слишком ограниченных данных видно, что не существует какой-либо закономерности в составе групп элементов. Только редкие земли всегда концентрируются вместе. Этот эффект вносит значительные осложнения при интерпретации химических аномалий. Если исходить из известных гипотез о су-

ществовании диффузионных процессов [22], либо аккреции вещества [23], то следует ожидать вполне закономерной группировки элементов в пятнах, которые должны располагаться в местах наибольшей напряженности магнитного поля. Последнее совершенно не выполняется в случае 21 Per, у которой довольно слабое поле ($H_e = \pm 500 \text{ гс}$) расположенное по поверхности сложным образом [3]. Могут возникнуть два предположения: либо существуют механизмы, нарушающие видимое появление связи магнитного поля с пятнистым распределением элементов, либо концентрация элементов не связана с магнитным полем. Для решения этого вопроса требуется дальнейшее накопление наблюдательного материала для звезд разных групп пекулярности. Необходимы также дальнейшие измерения магнитного поля у 21 Per.

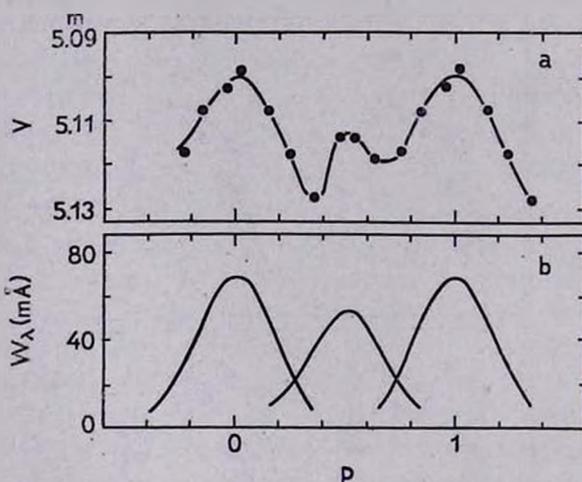


Рис. 5. Сравнение кривой блеска в системе V с кривой изменения интенсивностей линий европия в течение периода для 21 Per.

Интересной проблемой является вопрос о причине фотометрической переменности у 21 Per. В [3] приведена кривая блеска в системе V, на которой видно, что максимальной яркости звезда достигает в фазе $0^{\circ}0$, но имеется еще и другой, меньший по амплитуде максимум в фазе $0^{\circ}5$. В [24, 25] показано, что вариациями $T_{\text{эф}}$ или изменениями формы поверхности звезды нельзя объяснить фотометрическую переменность магнитных звезд. Наиболее вероятной причиной переменности, как представляется в настоящее время, является неравномерность распределения химических элементов [26]. У 21 Per форма кривой блеска подобна форме кривых $(W_\lambda/\bar{W}_\lambda, P)$ элементов группы I. Подобие форм кривых блеска в системе и кривых изменения интенсивностей линий ред-

ких земель было замечено ранее [27]. Этот эффект хорошо выявляется при сравнении кривых блеска с кривыми изменения интенсивностей линий Eu II у звезд: α^2 CVn [18], 73 Dra [21, 26], HD 71866 [27, 28], HD 125248 [10, 29], 53 Cam [30, 31], HD 221568 [32] и др. У 21 Per характер изменений кривой блеска и кривой изменения интенсивностей линий Eu II и Gd II в основных чертах одинаковы, что хорошо видно на рис. 5. С магнитным полем кривые блеска коррелируют менее четко, особенно у 21 Per. Поэтому источники фотометрической переменности Ар-звезд следует искать в первую очередь в существовании дополнительного поглощения в видимой и особенно в ультрафиолетовой областях спектра у редкоземельных элементов [33], а также в аномалиях физических условий в местах концентрации этих элементов. Дважды ионизованные редкоземельные элементы могут вызвать покровный эффект, подобный рассмотренному в [34] для кремния. Предварительные расчеты [35] показывают, что в местах концентрации редкоземельных элементов непрозрачность атмосферы в ультрафиолетовой области спектра может увеличиваться на 10%, а роль остальных элементов здесь, вероятно, меньше.

Интересными являются указания Бэбкока [1] и Престона [2] на замеченные ими признаки эмиссии в спектре 21 Per, в частности, в крыльях линии Fe 4233. На наших регистрограммах вблизи этой линии эмиссии не наблюдается.

3. *Заключение.* Отождествление спектра 21 Per нам удалось осуществить более полно, чем об этом сообщает Престон, но количество неотожествленных линий все же велико.

Впервые для звезды 21 Per нами определены интенсивности (W_λ) спектральных линий отдельных элементов: Eu II, Gd II, Mn II, Cr II, Mg II, Ca II и построены кривые изменения ($W_\lambda/\bar{W}_\lambda$) в течение периода. Измерены лучевые скорости для тех же элементов и заполнен пробел в измерениях v_r [2] на фазах 0^h6—0^h8. Проведено сравнение полученных v_r с данными Престона [2].

Наши спектрофотометрические исследования магнитно-переменной звезды 21 Per дали новые сведения о распределении элементов по поверхности звезды. По характеру распределения элементов их можно разделить на две основные группы. Вероятно, широкие области, занимаемые некоторыми элементами, имеют сложную структуру, о чем свидетельствует сложный вид профилей линий, например, Sr, Si, Mg и др.

Состав групп элементов вызывает трудности при интерпретации химических аномалий в отдельных участках поверхности звезды, если исходить из известных гипотез диффузии или аккреции, требующих вполне определенного состава групп. В то же время наличие тяжелых

элементов, заподозренное у 21 Per и многими авторами у других звезд, заставляет обратить внимание на гипотезу о существовании ядерных реакций на поверхности этих звезд.

В 1953 г. напряженность магнитного поля у 21 Per была значительной [1], а в 1967 г. поле оказалось слабым [2], что указывает на возможное существование долгопериодических изменений H_c , а возможно и других характеристик. В частности, в спектрах, полученных нами в 1968—1972 гг., мы не обнаружили эмиссии на λ 4233 Å, которые отмечал Престон в 1966—1967 гг. Если действительно, следуя Престону, на поверхности 21 Per имеется только слабое магнитное поле, то становится непонятной роль поля при концентрации элементов в пятне. Все это говорит о большей сложности процессов на поверхности звезд Ap, чем это предполагалось раньше.

Интересным фактом является совпадение формы фотометрической кривой блеска в системе V с формой кривой изменения интенсивностей линий европия и гадолиния у 21 Per и у других Ap-звезд.

В заключение авторы благодарят Д. Н. Рачковского за помощь при вычислениях на ЭВМ и И. В. Урмаеву за помощь при обработке спектрограмм.

Специальная астрофизическая обсерватория
АН СССР

Крымская астрофизическая обсерватория
АН СССР

A SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF THE MAGNETIC VARIABLE STAR 21 PER. I

Yu. V. GLAGOLEVSKY, K. L. KOZLOVA, N. S. POLOSUKHINA

Radial-velocity variations and spectral-line intensities are investigated for the magnetic variable star 21 Per at different phases of the period. Chemical elements have proved to be located in two opposite spots of the surface. The lines of the heavy elements HgI, W I, OsI, AgI, AmII are suspected to exist. Intensity variation curves for these lines are obtained. Spectral peculiarities of 21 Per cause some difficulties in interpreting chemical anomalies of individual regions on the surface of Ap-stars, and the possible existence of heavy elements obliges one to direct his attention to nuclear reactions as a reason of chemical anomalies. The agreement in shape between the light curve and the intensity variation curve of Eu and Gd lines does not contradict the proposition that an additional rare-earth absorption in the ultraviolet region of the spectra is one of the sources of photometric variability in the system.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. W. Babcock, Ap. J., Suppl. Ser., 3, 141, 1958.
2. G. W. Preston, Ap. J., 158, 251, 1969.
3. K. Steplen, Ap. J., 154, 945, 1968.
4. В. С. Рылова, Э. Б. Гажур, Ю. Антропов, Изв. САО АН СССР, 6, 160, 1974.
5. Ю. В. Глазковский, К. И. Козлова, Н. М. Чунакова, Изв. САО АН СССР, 5, 52, 1973.
6. К. У. Аллен, Астрофизические величины, ИИЛ, М., 1960.
7. D. M. Doppler, Ann. Rev. Astr. Astrophys., 5, 85, 1967.
8. D. F. Gray, A. J., 73, No. 9, 769, 1968.
9. H. Aët, F. H. Chuffee, G. Suffock, Ap. J., 175, 779, 1972.
10. A. Deutsch, Electromagnetic phenomena in cosmical physics., IAU Symposium No. 6, Cambridge, 1958.
11. C. Jaschek, S. Maluroda, Nature, 225, 246, 1970.
12. E. Brundy, M. Jaschek, P. A. S. P., 82, 847, 1970.
13. B. N. G. Guthrie, Astrophys. Space Sci., 3, 542, 1969.
14. B. N. G. Guthrie, Astrophys. Space Sci., 10, 156, 1971.
15. M. M. Dvoretzky, Ap. J., Lett., 156, 101, 1969.
16. B. N. G. Guthrie, Observatory, 89, 224, 1969.
17. C. E. Moore, M. G. J. Minnaert, J. Houtgast, Solar Spectrum 2935 Å to 8770 Å. Nat. Bureau of Standards Monograph 61, Washington, 1966.
18. D. M. Pyper, Ap. J., 18, 347, 1969.
19. Р. Н. Кумайгородская, И. М. Копылов, Изв. САО АН СССР, 4, 50, 1972.
20. J. B. Rice, Astron. Astrophys., 9, 189, 1970.
21. G. Preston, Ap. J., 150, 871, 1967.
22. G. Michaud, Ap. J., 160, 641, 1970.
23. O. Havens, P. C. Conti, Astron. Astrophys., 14, 1, 1971.
24. В. Л. Хохлова, Астрон. ж., 43, 534, 1971.
25. Л. Н. Снежко, Астрон. цырк., № 741, 1972.
26. S. S. Provitn, Ap. J., 117, 21, 1953.
27. G. W. Preston, P. A. S. P., 83, 571, 1971.
28. H. W. Babcock, Ap. J., 124, 489, 1956.
29. D. W. N. Stibbs, M. N., 110, 395, 1950.
30. I. Huchra, Ap. J., 174, 435, 1972.
31. R. Farragiana, Astron. Astrophys., 22, 265, 1972.
32. K. Osawa, Ann. Tokyo Astr. Obs., 10, 175, 1967.
33. M. R. Molnar, Ap. J., 179, 527, 1973.
34. D. M. Peterson, Ap. J., 161, 685, 1970.
35. W. F. Huebner, G. D. Koontz, M. F. Argo, Bull. Am. Astron. Soc., 3, 483, 1971.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

НОЯБРЬ, 1974

ВЫПУСК 4

О ПРОИСХОЖДЕНИИ ВРАЩЕНИЯ ГАЛАКТИК

А. Д. ЧЕРНИН

Поступила 16 апреля 1974

Процесс формирования галактик в метagalактической среде, охваченной значительными гидродинамическими движениями, включает в качестве одного из механизмов происхождения вращательного момента гравитационный захват газа массивными сгущениями — протогалактиками. Этот механизм рассматривается на основе модели собственных движений в „вакуольном мире“ Эйнштейна-Страуса. Движения пробных частиц на однородном (без давления) фоне вне вакуолей происходят по прямым, как и в мире Фридмана; попадая в вакуоль, частица переходит (при не слишком большой собственной скорости) на стационарную кеплерову орбиту. Момент количества движения относительно центра инерции сгущения, которым частица обладала с самого начала при своем прямолинейном движении, локализуется теперь в объеме вакуоли. Удельный момент, близкий по порядку величины к наблюдаемому, может быть получен галактикой как при единичном захвате большого облака, так и при статистическом накоплении, когда захватывается большое число облаков со случайным распределением по массам и моментам.

1. *Введение.* Картина образования галактик и их скоплений в метagalактической среде, охваченной сильными гидродинамическими движениями, предполагает, что поле пекулярных скоростей способно в определенную эпоху погасить регулярное космологическое расширение отдельных участков среды, содержащих подходящую массу газа [1—5]. Для этого требовались немалые пекулярные скорости, скорее всего превосходившие скорость звука в среде. Из всей совокупности нелинейных гидродинамических явлений в таком сильно возбужденном, турбулентном состоянии метagalактической среды мы рассмотрим здесь процесс гравитационного взаимодействия массивных сгущений вещества (протогалактик или протоскоплений) с окружающим их газом.

В такие сгущения не могла быть вовлечена, слишком большая, сравнимая с единицей доля газов, и основные его массы, обладаю-

щие собственными движениями, оставались вне первоначальных сгущений. Благодаря этим движениям отдельные газовые массы сближались с сжимающимися сгущениями или даже втекали в их гравитационные потенциальные ямы. В последнем случае захватываемый газ мог сообщить сгущению значительный вращательный момент. Для этого, очевидно, необходимо наличие с самого начала момента импульса данной массы газа относительно центра инерции сгущения, но не обязательна завихренность в исходном несвязанном его состоянии.

2. Физические условия в турбулентной метагалактической среде. Так как гидродинамические скорости газа были больше скорости звука в среде, эффекты давления не играли существенной роли, и основной силой, управляющей гидродинамическими движениями, была сила тяготения, создаваемая общим распределением масс в среде. При сверхзвуковом движении естественно предполагать существование в газе немалых разрежений и уплотнений (облаков) различных масштабов.

Распределение плотности в области, из которой собрано в основном вещество массивного сгущения, немоноotonно: у границ области плотность близка к общей средней плотности среды, внутри сгущения она гораздо выше последней, а в промежуточной зоне, составляющей основную долю объема области, плотность должна быть ниже, чем в среднем по среде. Так как размер сгущения l мал по сравнению с размером всей области R , то сила тяготения в зоне пониженной плотности, определяемая главным образом массой сгущения, имеет приближенно, с точностью до членов более высокого порядка по отношению l/R , центральный характер.

Имея это в виду и принимая также, что вне сгущений плотность газа однородна в среднем по масштабам $\lesssim R$, мы можем аппроксимировать распределение локальных неоднородностей системой сферических полостей, вырезанных в однородном (без давления) веществе, — вакуолями Эйнштейна—Страуса [6]. Полости не перекрываются, а масса, сосредоточенная в центре каждой из них, равна массе, которая при однородном распределении была бы заключена в том же объеме. Внутри каждой вакуоли реализуется метрика Шварцшильда, а вне вакуолей, где плотность материи однородна, — метрика Фридмана. Эти метрики „сшиваются“ на границе вакуоли, которая расширяется со временем по фридмановскому закону.

Так как массы облаков газа вне сгущений много меньше масс сгущений, движения облаков можно описывать как пробные, и мы при-

ходим, таким образом, к задаче о собственных движениях пробных частиц в вакуольной модели Эйнштейна—Страуса.

3. *Собственные движения в вакуольной космологической модели.* Собственные пекулярные движения частиц на однородном фоне вне вакуолей происходят, как и в мире Фридмана [7], по прямым; в системе отсчета, началом которой служит одна из точек траектории частицы, траектория есть радиальная линия $r = r(t)$, $\varphi = \text{const}$, $\dot{\theta} = \text{const}$ [7]. Но если частица при своем движении попадает в вакуоль, она переходит (при не слишком большой пекулярной скорости) на стационарную замкнутую орбиту — кеплеров эллипс. Момент количества движения относительно центра вакуоли, которым частица обладала при своем прямолинейном движении на однородном фоне, локализуется теперь в объеме вакуоли.

Движение частицы вне вакуолей описывается уравнением

$$\ddot{r} = -\frac{4\pi}{3}\rho r = -\frac{\ddot{a}}{a} r, \quad (1)$$

где $\rho(t)$, $a(t)$ — плотность и масштабный фактор решения Фридмана.

Если в начале координат при $t = t_0$ частица имеет скорость v_0 , то ее расстояние от начала координат при $t > t_0$ есть

$$r(t) = \frac{a-b}{a_0-b_0} v_0. \quad (2)$$

Здесь функция $b(t)$ определяется уравнением

$$ab - \dot{b}a = v_0 a_0 \quad (3)$$

и начальным условием $b_0 = a_0$; a_0 , b_0 , \dot{a}_0 , \dot{b}_0 — значения соответствующих величин при $t = t_0$. Уравнение (3) есть следствие общего закона изменения скорости собственного движения: $v\dot{a} = \text{const}$ [7]. На языке лагранжовой координаты χ решения Фридмана траектория частицы дается соотношением

$$f(\chi(t)) = f_\infty \left\{ 1 - \frac{b}{a} \right\}, \quad (4)$$

$$f_\infty = v_0 \{ \dot{a} - \dot{b}_0 \}^{-1},$$

где функция $f(\chi)$ есть $\sin \chi$, χ , $\text{sh } \chi$, соответственно, для случаев эллиптического, параболического и гиперболического расширения фона. В наиболее простом параболическом случае $a = a_0(t/t_0)^{2/3}$ и тогда

$$b(t) = a_0 (t/t_0)^{1/3},$$

$$r(t) = 3 \frac{v_0 t_0}{a_0} (a - b), \quad (5)$$

$$\chi(t) = \chi_{\infty} \left\{ 1 - \left(\frac{t_0}{t} \right)^{1/3} \right\}, \quad \chi_{\infty} = 3 \frac{v_0 t_0}{a_0}.$$

Так как $\chi(t) < \chi_{\infty}$, частица всегда совершает финитное движение в координатах χ , но ее расстояние от центра $r(t)$ может возрастать со временем неограниченно в гиперболическом и параболическом случаях. Далее мы будем интересоваться, главным образом, параболическим режимом расширения, имея в виду, что соответствующие решения справедливы и для двух других режимов расширения, если рассматриваются времена $t < \Omega t_c$, где t_c , Ω — современные значения возраста мира и отношения плотности вещества к критической плотности.

Для достижения вакуоли необходимо, чтобы лагранжева координата одной из частиц фона на ее границе принадлежала траектории (2)–(4). Обозначая через α угол между направлением пекулярной скорости и направлением от начала координат на центр вакуоли, найдем с помощью (5), что в случае параболического расширения это условие выполняется, если

$$v_0 > v_1 = \frac{1}{3} \frac{R_0}{t_0} x, \quad x = \frac{\sin(\beta - \alpha)}{\sin \alpha}, \quad (6)$$

где $\sin \beta = \frac{L(t)}{R(t)} \sin \alpha = \frac{L_0}{R_0} \sin \alpha$, $0 < \beta < \frac{\pi}{2}$; R , L — радиус вакуоли и расстояние ее центра от начала координат.

Войдя в вакуоль, частица оказывается в поле центральной массы. При большой пекулярной скорости она может снова выйти в область однородной плотности, пройдя около центральной массы по гиперболической орбите. Если же скорость при входе в вакуоль не очень велика, частица переходит на эллиптическую орбиту и становится связанной. Необходимое условие связанности — отрицательность энергии частицы в вакуоли:

$$\epsilon = \frac{1}{2} (v_* - v \cos \beta)^2 + \frac{1}{2} (v \sin \beta)^2 - \frac{GM}{R} < 0. \quad (7)$$

Здесь $v_* = (a/a)R$ — скорость расширения границы вакуоли, M — центральная масса; переменные величины берутся в момент входа частицы в вакуоль $t = t_1$.

Из (7) следует ограничение сверху на значение пекулярной скорости в момент t_i :

$$v < v_{\max} = v_*(t_i) \left\{ 1 + \left| 1 - \frac{E}{v_*^2 \cos^2 \beta} \right|^{1,2} \right\} \cos \beta, \quad (8)$$

где $E = (1/2) v_*^2 - (GM/R)$ — удельная механическая энергия частиц на границе вакуоли; $E \geq 0$ при гиперболическом и параболическом расширении, $E < 0$ при эллиптическом расширении фона. При $E \geq 0$ неравенства (7)–(8) достаточны для захвата и удержания частицы в вакуоли: вакуоль расширяется быстро и частица не может догнать ее границу. При $E < 0$ удержание частицы на неограниченное время вообще невозможно, так как на фазе сжатия, сменяющей через конечный период фазу расширения, орбита частицы рано или поздно пересечет границу вакуоли при любом значении ε .

В параболической модели ($E = 0$) условие (8) дает следующее ограничение сверху на начальную скорость:

$$v_0 < v_1 = v_1 + \frac{4}{3} \frac{R_0}{t_0} \cos \beta. \quad (9)$$

Для большей части интервала допустимых скоростей $v_1 < v_0 < v_2$, а именно при $v_1 < v_0 < \left(1 + \frac{2\sqrt{2}}{x} \cos \beta\right)$, точка входа частицы в вакуоль лежит, как легко видеть, в области апоцентра ее кеплеровой орбиты.

Максимальная величина вращательного момента, $K = vR \sin \beta$, который может быть локализован в вакуоли при захвате одной частицы,

$$K_{\max} = v_{\max} R(t_i) \sin \beta, \quad (10)$$

тем больше, чем позже происходит захват. При $E = 0$ имеем

$$v_{\max} \sim v_* \sim t^{-1/3}, \quad R \sim t^{2/3}, \quad K_{\max} \sim t^{1/3}. \quad (11)$$

4. *Обсуждение.* Простая и наглядная вакуольная модель, допускающая точные аналитические решения уравнений движения в гравитационном поле с сильными локальными неоднородностями, может послужить основой для обобщений, которые бы приблизили рассмотренную здесь картину к реалистической. Так, с помощью решения Толмена [7] или его классического аналога (см., например, [8]) нетрудно построить обобщение вакуольной модели, соответствующее не точечной массе в центре, а непрерывному неоднородному, но центрально-симметричному распределению сжимающейся материи во всем объеме вакуоли. Частица, вошедшая в область такой неоднородности, окажется в поле

меняющегося со временем потенциала. Ее траектория уже не будет кеплеровым эллипсом, а условия захвата и удержания ее полем сгущения станут менее благоприятными.

Другое направление возможных обобщений — учет отклонения от сферической симметрии в области влияния массивного сгущения. Сами сгущения должны быть, по-видимому, сильно несферичными, как это следует из общих динамических соображений о характере деформации среды на нелинейной фазе сжатия [9].

Можно, однако, думать, что обобщения такого рода не изменят основных черт рассмотренной здесь картины, которая качественно, а по порядку величины, возможно, и количественно описывает реально осуществляющийся механизм гравитационного взаимодействия массивных сгущений вещества — протогалактик или протоскоплений — с движущимися облаками газа. Не исключено, что гравитационный захват облаков продолжался и на более поздней стадии эволюции сгущений, когда они превратились уже в звездные системы (см. [4]).

Приобретение вращательного момента — наиболее существенный с космогонической точки зрения результат взаимодействия массивных сгущений с движущимися облаками газа. Орбитальный момент облаков, локализуемый в зоне влияния сгущения при их гравитационном захвате, может быть перераспределен при столкновениях между частицами сгущения. При этом имеются две крайние возможности: либо момент получен, главным образом, в результате захвата всего лишь одного облака, либо было захвачено сравнительно большое число облаков со случайным распределением масс и моментов. Во втором случае набор момента также происходит, но он идет статистически, по закону $K \sim \sqrt{m} N$, где m — средняя масса облака, N — полное число захваченных облаков. Кинетика набора момента качественно близка к той, которая была построена в работе [10] для задачи об ориентации пылинки в газовых потоках. По аналогии с [10] может быть получено, в частности, распределение объектов по величине и ориентации момента при тех или иных предположениях о статистических свойствах поля пекулярной скорости газа.

Сделаем численную оценку приобретаемого сгущением момента, предполагая, что гравитационный захват происходит при $t < \Omega t_c$, когда можно пользоваться простыми формулами для параболического варианта модели. Пусть сгущение имеет массу M и захватывает облако массы m в эпоху $t = t_i$ при средней плотности мира $\rho(t_i)$. Тогда размер области влияния сгущения $R \approx (M/\rho(t_i))^{1/3}$, а скорость регулярного расширения на таком расстоянии от центра $v_r \approx R/t_i$. Полагая в согласии с (8), что пекулярная скорость облака на том же расстоянии

$v \approx v_c \cos \beta \approx R/t_i \cos \beta$, найдем вносимый облаком вращательный момент (в среднем на единицу массы сгущения):

$$K \approx 10^{31} \left(\frac{M}{M_G} \right)^{-1.3} \left(\frac{m}{M_G} \right) \left(\frac{t_i}{t_c} \right)^{1.3} \sin 2\beta \text{ см}^2/\text{сек}^{-1},$$

где $t_c \approx 5 \cdot 10^{17}$ сек — современный возраст мира, $M_G \approx 10^{11} M_\odot$ — масса Галактики.

Если, скажем, $\sin 2\beta \approx 1$, $M \approx M_G$, $m = 0.1 M_G$, $t_i \approx 0.3 (1 - 0.1)t_c$, то величина K будет близка к действительному значению удельного момента Галактики $(5-6) \cdot 10^{29} \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}$ [11, 12].

В случае статистического набора момента такое значение K может быть, по-видимому, достигнуто при условии, что суммарная захваченная масса не мала по сравнению с исходной массой сгущения. В таком случае первоначальное сгущение служит как бы „центром конденсации“ распределенного вне его момента.

Гравитационный захват облаков газа — один из „элементарных механизмов“ происхождения вращательного момента галактик — мог осуществляться в турбулентной метагалактической среде одновременно с другими механизмами такого рода, включаясь последовательно или параллельно с ними. В реальных нелинейных гидродинамических процессах в эпоху образования галактик были, по-видимому, представлены также (с весом, трудно поддающимся пока оценке) приливное взаимодействие протогалактик [13—15] и генерация вихрей в ударных волнах [16, 17]. При наличии завихренности в исходных гидродинамических движениях [1—4, 18—25] к этому добавлялся еще и процесс дробления первичных вихрей [24], сообщавший протогалактикам вращение за счет „выживших“ движений масштаба скоплений или сверхскоплений.

Автор благодарен Я. Э. Эйнасто за интересные обсуждения, а также А. Э. Долгинову и Я. Б. Зельдовичу за полезные замечания.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР

ON THE ORIGIN OF ROTATION OF GALAXIES

A. D. CHERNIN

Gravitational capture of gas clouds by a massive protogalactic condensation can be a mechanism of the origin of the galactic angular momentum in clumpy turbulent metagalactic medium.

This process is examined on the basis of the Einstein-Straus (pressure free) cosmological model, in which the condensation is represented by a mass in the center of an empty sphere cut from the homogeneous continuum.

Outside the sphere a cloud treated as the particle with proper velocity moves along a straight line just as in the Friedmann model; but when it enters the sphere the cloud is captured by a Keplerian orbit provided its proper velocity is not too great. Angular momentum relative to the central mass that the cloud has during its straight line motion proves to be localized inside the sphere. A considerable amount of momentum seems to be gained by the capture of one big cloud as well as by statistical accumulation of many randomly distributed small clouds.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *C. F. von Weizsacker*, *Ap. J.*, 114, 165, 1951.
2. *G. Gamow*, *Phys. Rev.*, 68, 391, 1952.
3. *Л. М. Озерной, А. Д. Чернин*, *Астрон. ж.*, 44, 1131, 1967; 45, 1137, 1968.
4. *J. H. Oort*, *Nature*, 224, 1158, 1959; *Astron. Astrophys.*, 7, 381, 405, 1970.
5. *Л. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, Р. А. Сюняев*, Препринт ИПМ, № 67, 1973.
6. *A. Einstein, E. Straus*, *Rev. Mod. Phys.*, 17, 120, 1945.
7. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, *Теория поля*, Наука, М., 1967.
8. *В. А. Рубан, А. Д. Чернин*, *Труды VI-й Всесоюзной зимней школы по космофизике*, Апатиты, 1969.
9. *Я. Б. Зельдович*, *Астрофизика*, 6, 119, 1970.
10. *А. Э. Долинов*, *ДАН СССР*, 179, 281, 1968; *Astrophys. Space Sci.*, 18, 337, 1972; *Астрон. ж.*, 51, 56, 1974.
11. *M. Schmidt*, *Galactic Structure*, Univ. Chicago Press, 1965.
12. *K. Innanen*, *Ap. J.*, 143, 150, 1966.
13. *F. Hoyle*, *Problems of Cosmical Aerodynamics*, IUTAM-IAU Symp., 1951.
14. *P. J. E. Peebles*, *Ap. J.*, 155, 393, 1969.
15. *А. Г. Дорошкевич*, *Астрофизика*, 6, 581, 1970.
16. *А. Д. Чернин*, *Письма ЖЭТФ*, 11, 317, 1970.
17. *А. Г. Дорошкевич*, *Астрон. ж.*, 49, 1221, 1972.
18. *H. Nariai*, *Sci. Rep. Tohoku Univ.*, Ser. I, 39, 213, 40, 1956.
19. *Л. М. Озерной, Г. В. Чибисов*, *Астрон. ж.*, 47, 759, 1970.
20. *E. R. Harrison*, *M. N.*, 147, 279, 1970; 148, 119, 1970; 154, 167, 1971.
21. *K. Tomita, H. Nariai, H. Sato, T. Matsuda, H. Takeda*, *Prog. Theor. Phys.*, 43, 1511, 1970.
22. *H. Sato*, *Prog. Theor. Phys.*, 45, 370, 1971.
23. *H. Sato, T. Matsuda, H. Takeda*, *Prog. Theor. Phys.*, 43, 1115, 1970.
24. *A. D. Chernin*, *Nature*, 226, 440, 1970; *Ap. Lett.*, 8, 31, 1971, 10, 125, 1972.
25. *J. Silk, S. Ames*, *Ap. J.*, 178, 77, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

НОЯБРЬ, 1974

ВЫПУСК 4

НЕЙТРОНИЗАЦИЯ ХОЛОДНОГО ВОДОРОДА В ПРИСУТСТВИИ СВЕРХСИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Г. А. ШУЛЬМАН

Поступила 24 сентября 1973

Пересмотрена 14 февраля 1974

В аналитическом виде получено выражение, определяющее зависимость порога нейтронизации холодного водорода от величины магнитного поля. Численный расчет показал, что порог нейтронизации холодного водорода заметно увеличивается при магнитных полях больших $1.74 \cdot 10^{14}$ э.

1. *Введение.* Открытие пульсаров и квазаров поставило на повестку дня вопрос о свойствах плотного вещества в присутствии магнитных полей порядка $10^8 - 10^{14}$ э, а возможно и больших. Существование в открытых недавно астрофизических объектах магнитных полей, напряженность которых возможно может достигать даже величины в 10^{30} э, обсуждалось в работах [1—3].

В ряде работ, появившихся в последние годы, исследовались свойства атомов в присутствии магнитных полей [4—8]. Расчеты показали, что в полях, напряженностью порядка 10^{20} э и выше заметным образом изменяется распределение электронной плотности в атомах и их энергии связи.

Свойства электронного газа в широком интервале температур и плотностей при наличии магнитных полей и некоторые их астрофизические приложения рассматривались в работах [9—11].

Расчеты, проведенные в [12, 13], показали, что сверхсильные магнитные поля способны заметным образом изменить характеристики β -распада ядер и скорость протон — протонной ядерной реакции.

В этой статье проведен расчет изменения в зависимости от величины магнитного поля порога нейтронизации водородного газа большой плотности.

В работе предполагается, что магнитное поле постоянно и однородно, а водород имеет температуру абсолютного нуля.

Для решения поставленной нами задачи необходимо вычислить химический потенциал релятивистского электронного газа в зависимости от магнитного поля, исследовать свойства водорода при больших плотностях и сверхсильных магнитных полях, а затем определить порог нейтронизации водорода в присутствии магнитных полей.

Под сверхсильными магнитными полями будем понимать такие поля, которые заметно изменяют порог нейтронизации холодного водорода. Как будет показано ниже, при сверхсильных магнитных полях исчезают характерные осцилляции химического потенциала и зависящих от него величин, которые имеют место в присутствии магнитного поля.

Слабые магнитные поля практически не изменяют величину химического потенциала.

2. *Химический потенциал релятивистского электронного газа в зависимости от магнитного поля.* Как известно, в постоянном и однородном магнитном поле заряженная частица движется по винтовым линиям, ось которых совпадает с направлением поля. По этой причине движение электрона в направлении поля инфинитно и поэтому не квантованно. В плоскости, перпендикулярной полю, движение заряженной частицы происходит с частотой $\omega = (eH)/(mc)$ и, поскольку является финитным, оказывается квантованным.

Уровни энергии релятивистской заряженной частицы в постоянном и однородном магнитном поле напряженностью H , направленном по оси OZ , определяются формулой [14].

$$\varepsilon(p_x, H) = \{m^2c^4 + c^2p_x^2 + 2m\hbar^2[\mu_B H(2n + 1) \pm \mu_B H]\}^{1/2}. \quad (1)$$

В нерелятивистском пределе $mc \gg p_x$, и формулу (1) легко свести с точностью до слагаемого mc^2 к выражению для уровней энергии нерелятивистской заряженной частицы [15]:

$$\varepsilon(p_x, H) \simeq mc^2 + \frac{p_x^2}{2m} + \mu_B H(2n + 1) \pm \mu_B H. \quad (2)$$

В формулах (1) и (2) $n = 0, 1, 2, 3, \dots$; μ_B — магнитный момент электрона, заряд которого e , масса m ; \hbar — постоянная Планка; c — скорость света.

В формулах (1) и (2) $\mu_B H(2l+1)$ определяет квантованные уровни „поперечной“ части кинетической энергии, а слагаемое p_z^2 — ее неквантованная „продольная“ часть.

В силу этого число состояний электрона с фиксированным значением квантового числа l и продольным импульсом в интервале от p_z до $p_z + dp_z$ равно [15]

$$\frac{eVH}{4\pi^2 h^2 c} dp_z. \quad (3)$$

Чтобы найти химический потенциал релятивистского электронного газа достаточно вычислить сумму для Ω -потенциала [16]

$$-\Omega(\mu, H, T) = kT \sum_{(q)} \ln \left(1 + e^{\frac{\mu - \epsilon}{kT}} \right), \quad (4)$$

взятую по всем значениям энергии. Здесь символ $\sum_{(q)}$ означает суммирование по l и по двум направлениям спина и интегрирование по p_z :

$$\sum_{(q)} \dots = \sum_{\text{спин}} \sum_{l=0}^{\infty} \int \dots dp_z. \quad (5)$$

Для дифференциала $\Omega(\mu, H, T)$ имеет место следующее выражение ($V = \text{const}$):

$$d\Omega = -SdT - MVdH - Nd\mu, \quad (6)$$

где через V , S , T , M , N , μ обозначены соответственно объем, энтропия, температура, намагниченность, число частиц и химический потенциал.

Число частиц N связано с Ω соотношением

$$N = - \left(\frac{\partial \Omega}{\partial \mu} \right)_{T, H}. \quad (7)$$

Вычислив (4) и используя выражение (7), мы получим формулу для химического потенциала μ , зависящего от напряженности магнитного поля H .

Ю. Б. Румер показал [17], что при температуре абсолютного нуля выражение (4) для Ω -потенциала может быть сведено к следующему:

$$\Omega(\mu, H, 0) = - \sum_{(q)} [\mu - \epsilon(q)] \sigma(\mu - \epsilon(q)), \quad (8)$$

где $\sigma(\mu - \epsilon(q))$ — ступенчатая функция

$$\gamma(\xi) = \begin{cases} 1 & \text{при } \xi > 0 \\ 0 & \text{при } \xi < 0. \end{cases}$$

При суммировании в выражении (8) по n и по двум направлениям спина мы должны учесть то обстоятельство, что разность $\mu - \varepsilon$ для значения квантового числа $n - 1$ и спина, направленного по полю, будет равна такой же разности для значения n и спина, направленного против поля, для всех значений

$$\begin{aligned} \mu - \sqrt{m^2 c^4 + c^2 p_z^2 + 2mc^2 [\mu_B H (2n - 1) + \mu_B H]} &= \\ = \mu - \sqrt{m^2 c^4 + c^2 p_z^2 + 2mc^2 [\mu_B H (2n + 1) - \mu_B H]} &= \\ = \mu - \sqrt{m^2 c^4 + c^2 p_z^2 + 4mc^2 \mu_B H n} &. \end{aligned}$$

Благодаря этому в выражении (8) все слагаемые суммы по n удваиваются (кроме члена суммы с $n = 0$ и спином, направленным против поля) и мы получаем

$$\begin{aligned} -\Omega(\mu, H, 0) &= \frac{eVH}{4\pi^2 \hbar^2 c} \int_{p_1}^{p_2} \left[\mu - \sqrt{c^2 p_z^2 + m^2 c^4} + \right. \\ &\quad \left. + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (\mu - \sqrt{c^2 p_z^2 + m^2 c^4 + 4mc^2 \mu_B H n}) \right] dp_z. \end{aligned} \quad (9)$$

Из-за опущенного в этом выражении множителя

$$\sigma(\mu - \sqrt{c^2 p_z^2 + m^2 c^4 + 4mc^2 \mu_B H n})$$

интегрирование в каждом члене суммы выражения (9) ведется по промежутку между двумя нулями подынтегральной функции p_1 и p_2 , где

$$\begin{aligned} p_1 &= -\frac{1}{c} \sqrt{\mu^2 - m^2 c^4 - 4mc^2 \mu_B H n} \\ p_2 &= +\frac{1}{c} \sqrt{\mu^2 - m^2 c^4 - 4mc^2 \mu_B H n} \end{aligned}$$

Чтобы привести формулу (9) к удобному для наших целей виду, воспользуемся выражением для химического потенциала релятивистского электронного газа при отсутствии внешних воздействий [16]

$$\mu_0^2 = m^2 c^4 + (3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 c^2 n_0^{2/3}, \quad (10)$$

где n_0 — плотность числа электронов.

Для значений $\sqrt{m^2c^4 + 4l mc^2\mu_B H} < \mu < \sqrt{m^2c^4 + 4(l+1)mc^2\mu_B H}$, где l — целое число, выполняя интегрирование в (9) с учетом выражения (10) имеем:

$$\begin{aligned}
 -\Omega(\mu, H, 0) &= \frac{3}{2} \frac{N\mu_B H mc^2}{(\mu_0^2 - m^2c^4)^{3/2}} \times \\
 &\times \left[\mu \sqrt{\mu^2 - m^2c^4} - \frac{m^2c^4}{2} \ln \left| \frac{\mu + \sqrt{\mu^2 - m^2c^4}}{\mu - \sqrt{\mu^2 - m^2c^4}} \right| + \right. \\
 &\quad \left. + 2 \sum_{n=1}^l \left(\mu \sqrt{\mu^2 - m^2c^4 - 4mc^2\mu_B H n} - \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - \frac{m^2c^4 + 4mc^2\mu_B H n}{2} \ln \left| \frac{\mu + \sqrt{\mu^2 - m^2c^4 - 4mc^2\mu_B H n}}{\mu - \sqrt{\mu^2 - m^2c^4 - 4mc^2\mu_B H n}} \right| \right) \right]. \quad (11)
 \end{aligned}$$

Подставляя (11) в формулу (7), получим

$$\begin{aligned}
 N &= - \left(\frac{\partial \Omega}{\partial \mu} \right)_H = \frac{3}{2} \frac{N\mu_B H mc^2}{(\mu_0^2 - m^2c^4)^{3/2}} 2 \left(\sqrt{\mu^2 - m^2c^4} + \right. \\
 &\quad \left. + 2 \sum_{n=1}^l \sqrt{\mu^2 - m^2c^4 - 4mc^2\mu_B H n} \right). \quad (12)
 \end{aligned}$$

Вводя обозначение

$$\frac{\mu^2 - m^2c^4}{2mc^2\mu_B H} = x^2, \quad (13)$$

имеем из формулы (12)

$$\frac{\mu_0^2 - m^2c^4}{2mc^2\mu_B H} = \left[\frac{3}{2} \left(x + 2 \sum_{n=1}^l \sqrt{x^2 - 2n} \right) \right]^{2/3}, \quad (14)$$

откуда

$$2mc^2\mu_B H = (\mu_0^2 - m^2c^4) \left[\frac{3}{2} \left(x + 2 \sum_{n=1}^l \sqrt{x^2 - 2n} \right) \right]^{-2/3}. \quad (15)$$

Из формулы (14) с учетом (15) теперь имеем

$$\mu^2 - m^2c^4 = (\mu_0^2 - m^2c^4) x^2 \left[\frac{3}{2} \left(x + 2 \sum_{n=1}^l \sqrt{x^2 - 2n} \right) \right]^{-2/3}. \quad (16)$$

Формулы (14) и (16) дают в параметрическом виде зависимость $\frac{\mu^2 - m^2 c^4}{\mu_0^2 - m^2 c^4}$ от $\frac{\mu_0^2 - m^2 c^4}{2m c^2 \mu_B H}$.

Из (16) с учетом (10) мы можем теперь получить выражение для химического потенциала релятивистского электронного газа в зависимости от H

$$\mu_e(H, 0) = c \{ m^2 c^2 + (3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 \cdot n_e^{2/3} x^2 [R(x)]^{-2/3} \}^{1/2}, \quad (17)$$

где

$$R(x) = \frac{3}{2} \left(x + 2 \sum_{n=1}^l \sqrt{x^2 - 2n} \right). \quad (18)$$

Поведение химического потенциала $\mu_e(H, 0)$ определяется свойствами функции $R(x)$. Производная функции $R(x)$, равная

$$R'(x) = \frac{3}{2} \left(1 + 2 \sum_{n=1}^l x (x^2 - 2n)^{-1/2} \right)$$

имеет разрывы (бесконечные) в точках $x^2 = 2l$. Сама функция $R(x)$ испытывает в этих точках конечные скачки. Мы видим, что $\mu_e(H, 0)$

является осциллирующей функцией от $\frac{\mu_0^2 - m^2 c^4}{2m^2 c^2 \mu_B H}$.

Для вычисления $\mu_e(H, 0)$ необходимо протабулировать функцию $R(x)$. Суммирование по l в выражении (18) основано на свойствах ступенчатой функции $\sigma(\mu - \varepsilon(q))$ и производится до тех пор, пока $x^2 - 2l = 0$, где l принимает значения 0, 1, 2, ...

Используя формулу (14), мы можем определить величину магнитного поля, соответствующую данному значению x при заданном химическом потенциале μ_0 электронного газа, который зависит от плотности вещества.

3. *Свойства плотного водорода в присутствии магнитного поля.* Энергия основного состояния атома водорода в сильном магнитном поле в нерелятивистском приближении [4, 6] $\varepsilon_{св} \simeq -1.4$ кэв при напряженностях от 10^{12} до 10^{20} э. Мы сразу можем заключить, что при $\rho \simeq 1.25 \cdot 10^7$ г/см³ в присутствии таких магнитных полей водород будет полностью ионизирован, а электроны будут иметь релятивистские значения энергии. Потому к ним применимы формулы, полученные в разделе 1.

Следуя Д. А. Киржницу [18], разделим водородный газ на нейтральные сферические ячейки с одним ядром и одним электроном

вокруг каждого. Если считать, что заряд электрона в ячейке распределен равномерно, то для потенциальной энергии ядра имеем

$$U(r) = -\frac{3}{2} \frac{e^2}{R} + \frac{e^2}{2R^3} r^2, \quad (19)$$

где $R = (3m_p/4\pi\rho)^{1/3}$ — радиус ячейки, $r \leq R$ — смещение протона от центра ячейки, m_p — масса протона.

Протон, таким образом, находится в потенциальной яме глубиной $U_0 = 3/2 (e^2/R)$. Потенциал $U(r)$ — осцилляторного типа. Поэтому частота колебаний протона около положения равновесия

$$\omega_0 = \left(\frac{e^2}{m_p R^3} \right)^{1/2}. \quad (20)$$

Энергия осциллятора равна

$$\varepsilon_n = \hbar\omega_0 \left(n + \frac{3}{2} \right), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (21)$$

В присутствии однородного магнитного поля H энергия протона, колеблющегося около положения равновесия, будет определяться выражением [20]

$$\varepsilon_{nmk} = \hbar \sqrt{\omega_p^2 + \omega_0^2} (2n + |m| + 1) + \hbar\omega m + \hbar\omega_0 \left(k + \frac{1}{2} \right), \quad (22)$$

где $\omega_p = (eH)/2m_p c$; n, m, k — квантовые числа, принимающие следующие значения:

$$n = 0, 1, 2, \dots; \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots;$$

$$k = 0, 1, 2, \dots; \quad \text{а } m_p \text{ — масса протона.}$$

При нулевой температуре $n = m = k = 0$ и энергия колеблющегося протона в магнитном поле

$$\varepsilon_p = \hbar \sqrt{\omega_p^2 + \omega_0^2} + \frac{\hbar\omega_0}{2}. \quad (23)$$

Если $H = 0$, то формула (23) совпадает с (21).

Сравнение величины колебательной энергии протона в магнитном поле с глубиной потенциальной ямы позволяет оценить связь протона со своей ячейкой и определить устойчивость соответствующего состояния.

С учетом выражений для ω_p , ω_0 и R отношение

$$\frac{\varepsilon}{U_0} = \left(\frac{9\pi\rho}{2m_p}\right)^{-1/3} e^2 \left\{ k \sqrt{\frac{e^2 H^2}{4m_p^2 c^3} + \frac{4\pi^2 e^2 \rho}{3m_p^2}} + \frac{e\hbar}{m_p} \left(\frac{\pi\rho}{3}\right)^{1/3} \right\}. \quad (24)$$

Условию

$$\frac{\varepsilon}{U_0} \ll 1 \quad (25)$$

соответствует реализация фазы твердого тела.

При $H=0$ условие (25) справедливо для плотностей, много больших 10^7 г/см³.

Условие $\varepsilon/U_0 \lesssim 10^3$ означает, что кристаллическая структура разрушена и, следовательно, протоны будут свободными. При $\rho \simeq 1.25 \cdot 10^7$ г/см³ последнее условие будет выполняться вплоть до $H \simeq 10^{25}$ э.

4. *Нейтронизация водородного газа в присутствии однородного магнитного поля.* Рассматриваем водородный газ с того момента, когда он полностью ионизирован и электроны обладают достаточной энергией для нейтронизации.

Если ε_e — граничная энергия электронов, m_n — масса нейтрона, m_p — масса протона, то процесс нейтронизации в водородном газе начинается, как известно, при выполнении условия

$$\varepsilon_e \geq (m_n - m_p) c^2. \quad (26)$$

В состоянии равновесия возможны тогда процессы прямого и обратного β -распадов:



где ν_e , $\bar{\nu}_e$ — символы электронного нейтрино и антинейтрино.

Термодинамическое равновесие описывается с помощью следующих соотношений:

$$\mu_p + \mu_e = \mu_n + \mu_\nu, \quad (27)$$

где μ_p , μ_n , μ_e и μ_ν — химические потенциалы протона, нейтрона, электрона и нейтрино, соответственно.

Поскольку нейтрино сразу же покидают среду, $\mu_\nu = 0$. Среда, в которой происходят эти реакции, является электронейтральной и потому

$$n_p = n_e. \quad (28)$$

Выражения для химических потенциалов электронного газа в магнитном поле, свободных нерелятивистских нейтронов и связанных в кристаллической решетке протонов будут иметь вид:

$$\left. \begin{aligned} \mu_e(H, 0) &= c \{ m_e^2 c^2 + (3\pi^2)^{2/3} \hbar^3 n_e^{2/3} \cdot x^2 [R(x)]^{-2/3} \}^{1/2}, \\ \mu_n &= m_n c^2 + (3\pi^2)^{2/3} \frac{\hbar^2}{2m_n} n_n^{2/3}, \\ \mu_p &= m_p c^2. \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

Подставив (29) в (27) и учитывая (28), получим

$$n_n = (2m_n m_e)^{3/2} \frac{c^3}{3\pi^2 \hbar^3} \left\{ \sqrt{1 + \left(\frac{n_p}{n_0}\right)^{2/3} x^2 [R(x)]^{-2/3}} - \alpha \right\}^{3/2}, \quad (30)$$

где

$$\alpha = \frac{m_n - m_p}{m_e} \simeq 2.54; \quad n_0 = \frac{m_e^3 c^3}{3\pi^2 \hbar^3} \simeq 5.87 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-3} \quad [21].$$

Порог рождения нейтронов получим, приравнявая нулю выражение в круглых скобках формулы (30):

$$n_p^{(0)}(H) = n_0 (\alpha^2 - 1)^{3/2} \frac{R(x)}{x^3}. \quad (31)$$

Рассмотрим теперь два предельных случая:

а) *Случай слабых полей:* $x^2 \gg 1$.

Если воспользоваться формулой [22]

$$\sum_{k=1}^m k^q = \frac{m^{q+1}}{q+1} + \frac{m^q}{2} + \frac{qm^{q-1}}{12} - \frac{q(q-1)(q-2)}{720} m^{q-3} + \dots,$$

то мы легко можем получить асимптотические выражения для функции $R(x)$ при больших значениях аргумента x

$$\begin{aligned} R(x) &= \frac{3}{2} \left(x + 2 \sum_{n=1}^l \sqrt{x^2 - 2n} \right) \simeq \\ &\simeq \frac{3}{2} \left[2^{3/2} \sum_{n=1}^l n^{1/2} - x \right] \simeq x^3 \left(1 + \frac{1}{4x^4} - \dots \right) \end{aligned} \quad (32)$$

В этом случае

$$n_p^{(0)}(H) \simeq n_0 (\alpha^2 - 1)^{3/2} \left\{ 1 + \frac{1}{4x^4} + \dots \right\}, \quad (33)$$

т. е. порог нейтронизации изменяется весьма мало.

При $H = 0$, $x^2 = \infty$ и $n_p^{(0)} = n_0 (a^2 - 1)^{3/2}$, как это и должно быть.

б) *Случай сильных полей*: $0 < x^2 \leq 10$.

Для сверхсильных полей $0 < x^2 \leq 2$, $R(x) = 3x/2$ и

$$n_p^{(0)} = \frac{3}{2} n_0 x^{-2} (a^2 - 1).$$

Для $x^2 > 2$, $R(x)$ определяется численно.

В табл. 1 приведены значения x^2 и соответствующие им величины $x^{-3} R(x)$, $n_p^{(0)}(H) = n_p^{(0)} x^{-3} R(x)$ и напряженности магнитного поля H . Из табл. 1 видно, что магнитные поля порядка $10^{14} + 10^{16}$ э и выше заметным образом изменяют порог нейтронизации холодного водорода.

При плотностях выше порогового значения число нейтронов растет намного быстрее числа протонов.

При плотностях значительно больших порогового значения электроны и нуклоны становятся ультрарелятивистскими. Легко получить, что в ультрарелятивистском пределе для заряженной частицы

$$x^2 = \frac{\mu^2}{2mc^2 \mu_B H},$$

$$\mu(H, 0) \approx \mu_0 x \left[\frac{3}{2} \left(x + 2 \sum_{n=1}^l \sqrt{x^2 - 2n} \right) \right]^{-1/3}.$$

Так как $n_p = n_e$, то $\mu_p = \mu_e = \mu_0 x [R(x)]^{-1/3}$; $\mu_n = (3\pi^2)^{1/3} \hbar c n_n^{1/3}$. Очевидно также, что $x_p^2 = x_e^2$. Поэтому из условия равновесия (27) имеем

$$n_n = 8n_p$$

Иными словами, и в присутствии сверхсильных магнитных полей диспропорция между концентрациями частиц в ультрарелятивистской области энергий остается такой же.

Приношу глубокую благодарность Д. А. Киржницу, В. Н. Сазонову и М. Г. Шраеру за интерес к работе.

Брестский государственный
педагогический институт

| x^2 | 0 | 0.01 | 0.05 | 0.1 | 0.5 |
|---|----------|----------------------|---------------------|----------------------|---------------------|
| $n_p^{(0)}(H) = n_p^{(0)} \frac{R(x)}{x^3}$ | ∞ | 150 | 30 | 15 | 3.0 |
| $H, \text{ э}$ | ∞ | $1.74 \cdot 10^{18}$ | $3.5 \cdot 10^{18}$ | $1.74 \cdot 10^{18}$ | $3.5 \cdot 10^{18}$ |

Таблица 1

| | | | | | | | |
|----------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| 1.0 | 2.0 | 3.0 | 4.0 | 5.0 | 6.0 | 7.0 | 10.0 |
| 1.5 | 0.75 | 1.07 | 0.91 | 0.95 | 0.93 | 0.85 | 1.0 |
| $1.74 \cdot 10^{14}$ | $8.7 \cdot 10^{13}$ | $5.8 \cdot 10^{13}$ | $4.4 \cdot 10^{13}$ | $3.5 \cdot 10^{13}$ | $2.9 \cdot 10^{13}$ | $2.5 \cdot 10^{13}$ | $1.7 \cdot 10^{13}$ |

NEUTRONIZATION OF COLD HYDROGEN WHEN EXTRAPOWERFUL MAGNETIC FIELDS ARE PRESENT

G. A. SCHULMAN

The expression determining the dependence of cold hydrogen neutronization cut-off on the size of magnetic field is found in analytical form.

Quantitative calculation showed that cold hydrogen neutronisation cut-off increases greatly with magnetic fields greater than $1.74 \cdot 10^{14}$ oersted.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Л. Гинзбург, В. В. Железняков, В. В. Зайцев, УФН, 98, 201, 1969.
2. В. Л. Гинзбург, ДАН СССР, 156, 43, 1964.
3. В. Л. Гинзбург, В. М. Озерной, ЖЭТФ, 47, 1031, 1964.
4. R. Cohen, J. Lodenquai, M. Ruderman, Phys. Rev. Lett, 25, 487, 1970.
5. Б. Б. Кадомцев, ЖЭТФ, 58, 1765, 1970.
6. Б. Б. Кадомцев, В. С. Кудрявцев, Письма ЖЭТФ, 13, 61, 1971.
7. V. Canuto, D. C. Kelly, Astrophys. Space Sci., 17, 277, 1972.
8. В. П. Крайнов, ЖЭТФ, 64, 800, 1973.
9. V. Canuto Н.-У. Chiu, Phys. Rev., 173, 1210, 1968.
10. V. Canuto, Н.-У. Chiu, Phys. Rev., 173, 1220, 1968.
11. V. Canuto, Н.-У. Chiu, Phys. Rev., 173, 1229, 1968.
12. L. Fasio-Canuto, Phys. Rev., 187, 2141, 1969.
13. Chin Kang Chou, Astrophys. Space Sci., 10, 291, 1971.
14. А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, Квантовая электродинамика, Наука, М., 1969, стр. 142.
15. Л. Д. Ландау, Собрание трудов, т. I, Наука, М., 1969, стр. 47.
16. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, Наука, М., 1964.
17. Ю. Б. Румер, М. Ш. Рыбкин, Термодинамика, Статистическая физика и кинетика, Наука, М., 1972, стр. 249.
18. Д. А. Киржниц, ЖЭТФ, 38, 505, 1960.
19. T. Hamada, E. E. Salpeter, Ap. J., 134, 683, 1961.
20. И. И. Гольдман, В. Д. Кривченко, Сборник задач по квантовой механике, ГИТТЛ, М., 1957, стр. 148.
21. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972, стр. 55.
22. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик, Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, ГИФМЛ, М., 1962, стр. 15.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

НОЯБРЬ, 1974

ВЫПУСК 4

О НЕКОТОРЫХ ВОЗМОЖНЫХ ПРОЯВЛЕНИЯХ ЭФФЕКТА ГРАВИТАЦИОННОЙ ЛИНЗЫ

Л. Х. ИНГЕЛЬ

Поступила 4 июля 1973

Пересмотрена 15 марта 1974

Рассмотрен ряд вопросов, связанных с возможными проявлениями эффекта фокусировки излучения в полях тяготения: особенности эффекта гравитационной линзы в двойных звездах и планетных системах; искажения поверхностной яркости, поляризации и спектра излучения при фокусировке; усиление блеска внегалактических туманностей, связанное с фокусировкой их излучения в полях звезд Галактики; линзовое действие ядра Галактики и др.

Наблюдение эффектов, связанных с гравитационной фокусировкой, может представлять большой интерес как для экспериментальной проверки общей теории относительности, так и для астрономии. Теоретическому исследованию возможностей проявления эффекта гравитационной линзы (ЭГЛ) посвящен ряд работ, например [1—7, 12, 14—18]. Мы остановимся на некоторых вопросах, которые на сегодняшний день выпали из поля зрения или были, на наш взгляд, рассмотрены неправильно.

1. В наиболее чистом виде ЭГЛ может проявиться при покрытии звезды другой звездой с достаточной степенью точности; оценки [1—3] говорят о весьма малой вероятности таких совпадений. Тем не менее, в работе [4] сделано конкретное предсказание: звезда 40 Eri-A в 1988 году будет покрывать далекую звезду. Точность этого предсказания, однако, недостаточна; требуются дальнейшие наблюдения. По нашим оценкам, основанным на данных [4], область наблюдаемого эффекта будет в Солнечной системе представлять собой полосу шириной около 120 млн км. Вероятность того, что Земля попадает в эту

зону, заведомо меньше 0.5. Следует обратить внимание на то, что указанная область во всяком случае не будет сильно удалена — на расстояние, не превышающее по порядку величины 1 а. е. Следовательно, после уточнения зоны наблюдаемого эффекта, его можно гарантированно наблюдать из космоса.

Интересно отметить, что для рассмотренного эффекта безразлично наличие у звезды-линзы планетной системы.

Принято считать, что ввиду малости масс планет они не могут сколько-нибудь заметно проявлять себя как гравитационные линзы. „Фокусные расстояния“ таких линз всегда много больше размеров планетной системы. Поэтому излучение звезды никогда не может сфокусироваться планетой собственной системы, а планеты Солнечной системы не могут сфокусировать на Землю излучение удаленного источника.

Если же в качестве гравитационной линзы выступает звезда, достаточно удаленная как от источника, так и от наблюдателя (как это имеет место, например, в случае 40 Eri-A), то ее планетная система может играть большую роль, нежели просто малая добавка к массе звезды. Именно, планеты могут выступать как самостоятельные линзы.

Выражение для коэффициента усиления K блеска точечного источника при фокусировке излучения последнего в шварцшильдовом поле имеет следующий вид [5]:

$$K = \frac{1 + \frac{4r_g l_1^2}{Lr^2}}{\sqrt{1 + \frac{8r_g l_1^2}{Lr^2}}}, \quad (1)$$

где r_g — гравитационный радиус линзы,

r — удаление источника от оси, проходящей через наблюдателя и центр линзы, $L = l_1 l_2 / (l_1 + l_2)$,

l_1 — расстояние между источником и линзой,

l_2 — расстояние между линзой и наблюдателем.

В интересующем нас сейчас случае сильного эффекта ($K \gg 1$)

$$K = \sqrt{\frac{2r_g}{L}} \cdot \frac{l_1}{r}, \quad (2)$$

поэтому при переходе к линзам меньшей массы ширина зоны сильного эффекта убывает как квадратный корень из массы. Следовательно, планеты, в принципе, могут производить заметный ЭГЛ. Даже планета с массой Земли (не говоря уже о больших планетах), находясь в системе 40 Eri-A, приведет к появлению в Солнечной системе дополнительной зоны наблюдаемого эффекта шириной около 0.3 млн км.

В связи с большой ценностью любой информации о планетных системах, указанную возможность следует иметь в виду, учитывая, однако, что вероятность наблюдения линзового действия, производимого планетами, в лучшем случае еще на порядок меньше, чем для звезд.

2. Эффект отклонения света в поле тяготения приводит к сокращению продолжительности затмения в случае затменных двойных звезд. Пусть, для простоты, звезда А пренебрежимо малых размеров обращается по круговой орбите радиуса d вокруг звезды В радиуса R_B ; наблюдатель находится в плоскости орбиты. Тогда простое геометрическое рассмотрение показывает, что относительное укорочение за счет эффекта Эйнштейна затмения звезды А звездой В

$$\delta = \frac{2r_B d}{R_B^2}, \quad (3)$$

где r_B — гравитационный радиус звезды В.

Если В — звезда с параметрами Солнца, а $d = 40$ млн км (типичный случай), то $\delta \approx 0.5 \cdot 10^{-3}$. Таким образом, для наиболее распространенных двойных систем эффект укорочения затмения относительно мал, и мы не можем указать способа его наблюдательного подтверждения. Интересно отметить, что по абсолютной величине эффект в рассмотренной оценке уже довольно велик. При длительности затмения 3 часа, оно укорачивается примерно на 5 секунд — значительная величина для общерелятивистского эффекта в столь распространенных классических астрономических объектах.

Для широких пар с большими d затмение может существенно укорачиваться, а при $d \geq 0.5(R_B^2/r_B)$ оно вообще не наблюдается. Более того, при таких (и даже несколько меньших, см. ниже) расстояниях между компонентами блеск системы может усиливаться за счет фокусировки звездой В излучения компоненты А. На возможность проявления ЭГЛ в двойных системах указано, например, в [5]. Для реальных оценок надо, конечно, учитывать размеры звезды А. Будем для простоты рассматривать ее как равномерно светящийся диск радиуса R_A и ограничимся случаем, когда центр звезды В проектируется на центр А. Тогда при

$$d > d_1 = \frac{R_B(R_A + R_B)}{2r_B} \quad (4)$$

звезда В не оказывает заслоняющего действия. Величина эффекта фокусировки получается усреднением выражения (1) по всей поверхности диска А:

$$K_0 = \sqrt{1 + \frac{8r_g l_1^2}{LR_A^2}} \quad (5)$$

(в данном случае $r_g = r_B$, $l_1 = d \ll l_2$, $L \simeq l_1$).

При меньших d надо учитывать и заслоняющее действие звезды-линзы. Если

$$d_1 \geq d \geq d_2 \equiv \frac{R_B(R_B - R_A)}{2r_B}, \quad (6)$$

то простое геометрическое рассмотрение приводит к выражению

$$K_0 = \frac{1}{4} \left(\sqrt{1 + \frac{8dr_B}{R_A^2}} + 1 \right)^2 - \frac{R_B^2}{R_A^2}. \quad (7)$$

Наконец, случай $d \leq d_2$, возможный при $R_B \geq R_A$, соответствует полному затмению, т. е. $K_0 = 0$.

В [5], в основном, рассматривается фокусировка полем черной дыры, входящей в двойную систему (см. также [15]), но высказывается мнение, что и в обычных двойных системах, по-видимому, может проявляться ЭГЛ*. Из приведенных выражений видно, однако, что в случае звезд главной последовательности ЭГЛ может проявляться только при размерах орбит, превышающих десятки миллиардов километров. Проанализировав затменные переменные с известными элементами орбит [8], мы не нашли ни одной пары, сколько-нибудь близкой к возможности проявления ЭГЛ.

Укажем также на следующее обстоятельство. Как известно, звезды излучают в относительно больших количествах высокочастотные гравитационные волны [9, 10] и нейтрино. Две звезды, входящие в пару, могут взаимно фокусировать эти излучения. По ряду причин эта фокусировка более эффективна, чем в случае электромагнитных волн (факт, частично уже осознанный в работах [6, 7]). Таким образом, достаточно широкие двойные системы представляют собой в некотором роде нейтринные и гравитационные „пульсары“. Их свойства зависят от внутреннего строения звезд и требуют специального рассмотрения.

3. На внегалактическую туманность, наблюдаемую в области Млечного Пути, проектируется некоторое число звезд Галактики.

* В работе [14], вышедшей после того, как настоящая статья была направлена в печать, повторены некоторые результаты [5], а также получен ряд новых результатов и сделан вывод о весьма малой вероятности наблюдения ЭГЛ в двойных системах звезд главной последовательности.

Каждая из этих звезд фокусирует излучение туманности, что, вообще говоря, приводит к завышению ее наблюдаемой светимости. Этот эффект впервые был рассмотрен в работе [11], где сделан вывод о возможности существенного увеличения поверхностной яркости туманностей. В [3] указано на неправильность такого утверждения: поверхностная яркость не может меняться при ЭГЛ*. Меняется телесный угол, под которым виден объект, и, следовательно, его интегральный блеск. Ошибочность результатов [11] мы видим также и в их большой критичности к размерам звезд-линз, в то время как из простых соображений видно, что размеры звезд в рассматриваемом эффекте не должны играть никакой роли. Задача нуждается в пересмотре.

Если звезда проектируется на центр туманности, имеющей форму равномерно светящегося диска, то коэффициент, с которым возрастает за счет ЭГЛ блеск туманности, очевидно, выражается формулой (5), где под R_A следует понимать радиус туманности. Если гравитационный радиус звезды-линзы r_g принять равным $3 \cdot 10^5$ см, а $l_2 = 3 \cdot 10^{22}$ см, то, как нетрудно проверить, для относительного прироста блеска получается величина в $3 \cdot 10^7$ раз меньшая, чем по результатам [11]. Это означает, что рассмотренный эффект всегда пренебрежимо мал.

В последнее время в ряде работ (например, [12, 16]) предпринимались попытки интерпретировать некоторые проявления активности ядра Галактики как результат фокусировки этим массивным ядром излучений более удаленных источников. Например, в [12] высказано предположение о возможности фокусировки ядром Галактики реликтового гравитационного излучения. Из приведенного выше рассмотрения ясно, что изотропное излучение фокусироваться не может (фону формально соответствует в (5) $R_A = \infty$, $K_0 = 1$). Лишь достаточно мелкокомасштабные (в пространстве) флуктуации фона (с неискаженными угловыми размерами

$$\varphi \lesssim \sqrt{\frac{8r_g}{l_\Gamma}}, \quad (8)$$

где r_g — гравитационный радиус ядра Галактики, l_Γ — расстояние до него) могут фокусироваться. Это относится, разумеется, не только к гравитационному фону.

Формула (8), как и (2), зависит от корня квадратного из расстояния между линзой и наблюдателем (предполагается $l_1 \gg l_2$). Это

* Как будет показано ниже, последнее утверждение тоже не совсем точно; оно, строго говоря, справедливо только для случаев равномерно светящихся поверхностей, которыми в данной задаче мы с достаточным основанием ограничиваемся.

означает, что фокусирующее действие ядра другой галактики, при прочих равных условиях, отличается от фокусирующего действия ядра Галактики на фактор $\sqrt{l_A/l_G}$ (l_A — расстояние до ядра другой галактики). Для ядра М 31, например, эта величина составляет всего 8.5. В то же время собственная активность ядра М 31, при прочих равных условиях, наблюдается в $(l_A/l_G)^2 \approx 5000$ раз слабее. Столь большую разницу, в принципе, можно использовать для селекции эффекта фокусировки. Напомним, что предполагалось $l_1 \gg l_G, l_A$ (в более общем случае селекция не столь велика; общие формулы нетрудно получить из (1)).

4. До сих пор при рассмотрении протяженных источников предполагалась однородность их поверхностной яркости. Пусть теперь гравитационная линза проектируется на протяженный объект, светимость которого распределена неоднородно. Наибольшей фокусировке подвергаются лучи из ближайшей окрестности точки, на которую проектируется линза. Если эта окрестность относится, например, к числу наиболее ярких участков объекта, то в результате фокусировки ее относительная доля в наблюдаемой поверхности и, следовательно, в светимости объекта возрастет. Соответственно возрастет и средняя поверхностная яркость объекта. Таким образом, действие ЭГЛ, в принципе, может приводить к изменению средней поверхностной яркости.

Формула (5), например, выведена в предположении, что источник представляет собой равномерно светящийся диск радиуса R_A (в дальнейшем опускаем индекс), на центр которого проектируется линза. Учтем теперь потемнение к краю диска, существующее у реальных звезд. Обычно рассматривается закон потемнения вида

$$I(r) = I_0(1 - u + u\sqrt{1 - r^2/R^2}), \quad (9)$$

где $0 < u \leq 1$, $I(r)$ — поверхностная яркость на расстоянии r от центра звезды-источника.

Выражение (5) описывает относительный прирост телесного угла, под которым виден источник. Если линза проектируется на наиболее яркую центральную часть источника, то кроме телесного угла возрастает и средняя поверхностная яркость; суммарный эффект фокусировки будет больше, чем считалось ранее в настоящей и цитированных работах. Для оценки суммарного эффекта надо усреднить (1) по поверхности источника с весом, определяемым формулой (9). Для величины полного эффекта получается выражение

$$K_n = \frac{\sqrt{1+2\beta}}{1-\frac{1}{3}u} \left\{ 1-u + \frac{2}{3}u[(1+\beta)E(\sqrt{1+2\beta}^{-1}) - \beta S(\sqrt{1+2\beta}^{-1})] \right\}, \quad (10)$$

где $\beta = (4r_e l_1^2)/LR^2$, S и E — полные эллиптические интегралы соответственно первого и второго родов. Величина $u = K_n/K_0$ и представляет собой коэффициент, с которым увеличивается средняя поверхностная яркость. Отметим, что кривые изменений светимости при ЭГЛ, например в двойных системах, будут за счет рассмотренного эффекта более крутыми, чем по результатам [5, 14].

Сделаем оценку. Пусть $u = 1$, $\beta \gg 1$ (случай сильного ЭГЛ). Получаем $x \equiv K_n/\sqrt{1+2\beta} \approx 3\pi/8 \approx 1.18$. Эффект увеличения поверхностной яркости заметный, хотя и небольшой. Указанный эффект может быть гораздо больше в случаях, когда линза перемещается на фоне существенно неоднородного объекта, например, галактики.

Аналогичным образом можно рассмотреть вопрос об искажении поляризационной картины и спектра в результате ЭГЛ.

Известно, что при распространении электромагнитных волн в поле тяготения возможны поляризационные эффекты [13]. Сделанные нами простые оценки показывают, однако, что в реальных случаях, даже при гравитационной фокусировке сверхплотными звездами, такие эффекты незначительны (кроме, может быть, гипотетического случая тесной системы двух и более сверхплотных объектов). Это объясняется незначительностью доли лучей, проходящих в достаточно сильном поле в непосредственной близости от звезды-линзы по сравнению со всем фокусируемым излучением. Однако, если поляризация излучения протяженного объекта распределена по его поверхности неоднородно, то при фокусировке поляризационная картина может искажаться аналогично рассмотренному выше изменению поверхностной яркости.

Таким же образом при ЭГЛ может искажаться и спектр протяженных объектов; существует и еще один механизм, искажающий спектр.

Пусть, например, фокусируется оптическое и радиоизлучение некоторого объекта (будем для простоты считать его точечным). До сих пор в настоящей работе ЭГЛ рассматривался в рамках геометрической оптики. При этом, как нетрудно показать из (1), светимость, наблюдаемая вблизи оси источник—линза, спадает обратно пропорционально расстоянию x от этой оси. Но возможна ситуация [17], когда радиоизлучение необходимо рассматривать в рамках волновой оптики.

При этом наблюдаемая светимость будет спадать от оси источник—линза по другому, более плавному, чем $1/x$ закону [17]. Таким образом, два наблюдателя, на разных расстояниях от упомянутой оси будут наблюдать разные соотношения светимостей в радио- и оптическом диапазонах.

5. Предположим, что в центре Галактики находится массивный вращающийся релятивистский диск. Излучение источника гравитационных волн, находящегося внутри диска, будет иметь тенденцию к фокусировке вблизи плоскости диска (которая, как естественно предположить, близка к плоскости Галактики). Такая модель рассмотрена в [18] как одна из возможных интерпретаций известных результатов Вебера. Фокусирующие свойства такой системы, однако, оказались довольно скромными. Дело в том, что при прохождении вдоль плоскости диска излучение попеременно фокусируется и дефокусируется [18]. Поэтому оказывается маловероятным, чтобы излучение вышло из диска именно в сфокусированном состоянии (это может произойти только если параметры диска находятся в некоторых узких интервалах вблизи ряда дискретных значений).

Указанную модель, однако, нетрудно улучшить таким образом, чтобы фокусировка вблизи плоскости диска была если не неизбежной, то, во всяком случае, весьма вероятной.

Пусть, например, диск случайным образом анизотропен (нет оснований предполагать строгую изотропию). Тогда и фокусировка излучения от источника, находящегося в центре диска, будет происходить в разных направлениях различно, и становится вполне вероятным (см. формулы работы [18]), что в отдельных направлениях излучение может покидать диск именно в сфокусированном состоянии. Тогда вращающийся диск приобретает свойства „гравитационного пульсара“. Такими свойствами будет обладать и изотропный диск, если источник гравитационного излучения смещен относительно центра. Если же допустить возможность существования нескольких источников, находящихся в различных точках диска, то пульсар будет многолепестковым.

Еще одна возможность состоит в том, что диск (пусть изотропный и с источником в центре) пульсирует. В течение периода пульсации параметры диска могут проходить через значения, соответствующие фокусировке излучения, покидающего диск.

ON SOME POSSIBLE MANIFESTATIONS OF
THE GRAVITATIONAL LENS EFFECT

L. H. INGEL

Some questions of the gravitational lens effect are considered i.e. the lens effect in binaries and planetary systems; distortions of the surface brightness, polarization and spectrum of radiation under focus; the intensification of visible luminosity of the extragalactic nebula due to lens effect in the gravitational fields of the stars of Galaxy; the lens action of the Galaxy nucleus etc.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. S. Liebes, *Phys. Rev.*, 133, В 835, 1964.
2. S. Refsdal, *M. N.*, 128, 295, 1964.
3. Г. М. Идлис, Э. Х. Курмакаев, *Труды Астрофиз. ин-та АН Каз.ССР*, 5, 179, 1965.
4. W. A. Feibelman, *Science*, 151, 73, 1966.
5. C. Leibovitz, D. P. Hubs, *Astron. Astrophys.*, 15, 251, 1971.
6. E. E. Clark, *M. N.*, 158, 233, 1972.
7. Л. Х. Ингель, *Астрон. ж.*, 50, 1331, 1973.
8. М. А. Свечников, *Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд*, Уч. зап. Уральского гос. ун-та, № 88, 1969.
9. M. Carmeli, *Phys. Rev.*, 158, 1243, 1967.
10. М. Е. Герценштейн, *ЖЭТФ*, 41, 113, 1961.
11. А. Ф. Богородский, *Публ. Киевской астрон. обс.*, № 11, 17, 1962.
12. I. Weber, *Phys. Rev. Lett.*, 25, 180, 1970.
13. Ю. С. Владимиров, И. Ф. Исхаков, *Изв. вузов. Физика*, № 8, 45, 1970.
14. A. Maeder, *Astron. Astrophys.*, 26, 215, 1973.
15. C. T. Cunningham, I. M. Bardes, *Ap. J.*, 173, L137, 1972.
16. I. K. Lawrence, *Nuovo cimento*, B6, 225, 1971.
17. А. В. Бялко, *Астрон. ж.*, 46, 998, 1969.
18. I. K. Lawrence, *Ap. J.*, 171, 483, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

НОЯБРЬ, 1974

ВЫПУСК 4

О РАВНОВЕСИИ И УСТОЙЧИВОСТИ СФЕРОИДАЛЬНЫХ ПОДСИСТЕМ

М. Г. АБРАМЯН, С. А. КАПЛАН

Поступила 5 июля 1974

В работе исследуется устойчивость и равновесие вращающихся взаимопроницающих сфероидальных подсистем. Получены формулы, определяющие эксцентриситет и частоту колебаний внутреннего сфероида для различных моделей. Указаны возможные применения полученных результатов к конкретным астрофизическим проблемам.

Астрономическая проблема исследования формы небесных тел привела к созданию математически современной теории эллипсоидальных фигур равновесия (см. [1]). Конечно, теория равновесия однородных жидких масс, которыми занимается эта теория, представляет собой слишком идеализированную картину для того, чтобы применять ее в деталях к грубой реальной действительности. Тем не менее, ряд выводов этой теории (неустойчивость сфероидов Маклорена с эксцентриситетами, близкими к единице, понятие о пределе Роша) достаточно широко используются и в конкретных астрофизических исследованиях. Интерес к этой теории связан и с другими соображениями, приведенными в эпилоге к цитированной книге С. Чандрасекара [1].

Можно указать еще на один раздел теории сфероидальных фигур равновесия, по-видимому, до сих пор нигде не рассматривавшийся, но тем не менее имеющий некоторое применение к астрофизическим вопросам.

Известно, что наша Галактика, другие спиральные галактики, а возможно и эллиптические галактики состоят из подсистем (населений) с разной степенью сферичности и различными угловыми скоростями. Идеализируя постановку задачи, можно считать, что такие системы состоят из вложенных друг в друга взаимопроницающих сфе-

роидов с разными эксцентриситетами, но с одной и той же плоскостью симметрии и с одним центром. Каждый сфероид вращается со своей угловой скоростью, определяемой как его собственным эксцентриситетом и плотностью, так и параметрами других сфероидов.

Можно поставить задачу об исследовании фигур равновесия подобных вложенных сфероидов. Правда, условия „взаимопроницаемости“ подобных сфероидов, на первый взгляд, мало соответствуют картине жидких однородных тел, рассматриваемых в теории фигур равновесия. Но на самом деле здесь нет непреодолимого противоречия. В теории фигур равновесия условие „жидкости“ используется, во-первых, для того, чтобы оправдать однородность (постоянство плотности) сфероидов при вычислении фигур равновесия, а, во-вторых, пренебречь сжимаемостью (скоростью звука) при исследовании устойчивости этих фигур.

Если мы предположим, что вложенные сфероиды однородны по плотности, то постановка задачи о вычислении фигур равновесия таких сфероидов оказывается достаточно строгой. Если же предположить, что дисперсия пекулярных скоростей частиц, составляющих подсистему, достаточно велика, то и расчет устойчивости таких систем будет более или менее точным.

В настоящей работе рассмотрены только некоторые наиболее простые задачи теории фигур равновесия и устойчивости вложенных сфероидов. Как мы увидим, некоторые результаты такого рассмотрения могут быть применены к анализу звездных подсистем.

Для решения соответствующих задач нами был использован метод вириальных тензорных уравнений. Поскольку этот метод уже неоднократно излагался (см. [1—3]), здесь будут приведены только результаты.

1. Система из двух вложенных сплюснутых сфероидов. Будем характеризовать каждый сфероид однородной плотностью вещества ρ , большой полуосью a , малой полуосью b , эксцентриситетом $e = (1 - b^2/a^2)^{1/2}$, угловой скоростью вращения Ω . Будем считать, что внутренний сфероид, обозначаемый индексом „1“, находится целиком внутри второго сфероиде (индекс „2“), т. е.

$$a_1 < a_2, \quad b_1 < b_2. \quad (1)$$

но соотношения между ρ_1 и ρ_2 , e_1 и e_2 могут быть произвольными (при выполнении (1)).

Гравитационный потенциал внутри однородного сфероиде описывается формулой:

$$V(r, z, e) = -\pi G \rho [A(e)r^2 + B(e)z^2], \quad (2)$$

где

$$A(e) = \frac{\sqrt{1-e^2}}{e^3} [\arcsin e - e\sqrt{1-e^2}], \quad (3)$$

$$B(e) = \frac{2}{e^3} [e - \sqrt{1-e^2} \arcsin e]. \quad (4)$$

Здесь r — координата в плоскости симметрии, z — перпендикулярная координата. Выражения для потенциала вне сфероида здесь не понадобятся.

Условие равновесия внутреннего сфероида определяется гидростатическим уравнением

$$\frac{1}{\rho} \text{grad } p = \text{grad} \left[V_1(r, z, e_1) + V_2(r, z, e_2) + \frac{1}{2} \Omega_1^2 r^2 \right], \quad (5)$$

где V_1 и V_2 определяются по (2)–(4) с заменой e, ρ на e_1, ρ_1 и e_2, ρ_2 соответственно.

Используя вириальные тензорные уравнения, получим следующее соотношение, связывающее параметры двух сфероидов:

$$\Omega_1^2 = \pi G \rho_1 F_M(e_1) + \pi G \rho_2 F_E(e_1, e_2), \quad (6)$$

где $F_M(e_1)$ есть известная функция Маклорена

$$F_M(e_1) = \frac{2\sqrt{1-e_1^2}}{e_1^3} [(3-2e_1^2) \arcsin e_1 - 3e_1 \sqrt{1-e_1^2}], \quad (7)$$

а $F_E(e_1, e_2)$ есть новая функция, описывающая влияние внешнего сфероида на внутренний сфероид:

$$F_E(e_1, e_2) = 2 \left[1 + \frac{3-2e_1^2}{e_2^3} (\sqrt{1-e_2^2} \arcsin e_2 - e_2) \right]. \quad (8)$$

Второе уравнение, связывающее параметры обоих сфероидов (и определяющее Ω_2), труднее получить, поскольку здесь приходится учитывать более сложные выражения для внешнего потенциала гравитационного поля внутреннего сфероида.

Далее, используя теорию малых возмущений равновесной конфигурации (здесь приходится предполагать несжимаемость), находим частоты колебаний поверхности сфероида по отношению к возмущениям типа $m = n = 2$, являющимися определяющими в теории устойчивости сфероидов [2, 4, 5]. В результате находим для частоты:

$$\omega_{1,2} = \Omega_1 \pm [\pi G \rho_1 f_M(e_1) + \pi G \rho_2 f_E(e_1, e_2)]^{1,2}, \quad (9)$$

где $f_M(e_1)$ есть известная функция для маклореновских сфероидов:

$$f_M(e_1) = \frac{\sqrt{1-e_1^2}}{e_1^3} \left| e_1 \sqrt{1-e_1^2} (3+4e_1^2) - (3+2e_1^2-4e_1^4) \arcsin e_1 \right|, \quad (10)$$

а новая функция $f_E(e_1, e_2)$ учитывает влияние внешнего сфероида на частоты колебаний внутреннего сфероида:

$$f_E(e_1, e_2) = 2 \left[1 + \frac{1-2e_1^2}{e_2^3} (e_2 - \sqrt{1-e_2^2} \arcsin e_2) \right]. \quad (11)$$

И здесь трудно получить аналогичную формулу для частот колебаний внешнего сфероида, поскольку при этом следует учитывать сложные формулы для гравитационного поля вне внутреннего сфероида.

Рассмотрим теперь следствия формул (6)–(11). Однако прежде напомним известные результаты теории одиночных маклореновских сфероидов. Функция $F_M(e_1)$ всюду положительна, достигает максимума при

$$e^* = 0.92995, \quad \text{где } F_M(e^*) = 0.44933 \quad (12)$$

и затем быстро спадает до нуля. При $1 - e_1 \ll 1$ имеем

$$F_M(e_1) = \pi \sqrt{2(1-e_1)}. \quad (13)$$

С другой стороны, $f_M(e) < 0$ при $e > e^0 = 0.95289$. Асимптотически при $1 - e_1 \ll 1$ имеем:

$$f_M(e_1) = -\pi \sqrt{\frac{1-e_1}{2}}. \quad (14)$$

Это означает, что сфероиды с $e_1 > e^0$ динамически неустойчивы, т. е. здесь невозможно сжатие большее, чем при $e = e^0$ (т. е. $b \geq 0.3a$). Как известно, этот результат часто используется для объяснения причин того, что не обнаружены эллиптические галактики с большим сжатием, чем у E7. Отсюда также следует, что предельная угловая скорость вращения сфероидов Маклорена есть

$$\Omega \leq \sqrt{0.44933 \pi G \rho}. \quad (15)$$

Теперь посмотрим, как изменятся эти результаты при учёте влияния внешнего сфероида.

Во-первых, функция $f_E(e_1, e_2)$ всегда положительная и, следовательно, его присутствие всегда стабилизирует внутренний сфероид. В частности, если внешний сфероид есть сфера, т. е. при $e_2 \rightarrow 0$ имеем

$$f_E(e_1, 0) = \frac{4}{3} (2 - e_1^2). \quad (16)$$

Сопоставляя (16) и (14), убеждаемся, что даже если плотность внутреннего сфероида много больше плотности внешнего сфероида, существование последнего стабилизирует очень тонкие диски, т. е. становятся устойчивыми внутренние сфероиды с $e_1 = 1$. Область неустойчивости теперь

$$1 - \left(\frac{2\rho_2}{3\pi\rho_1} \right)^2 > e_1 > e^0. \quad (17)$$

Эта формула справедлива при $\rho_1 \gg \rho_2$. Если плотности обоих сфероидов сравнимы, то все внутренние сфероиды устойчивы.

Во-вторых, если внешний сфероид отличен от сферы, т. е. если $e_2 \neq 0$, то $F_E(e_1, e_2)$ при малых e_1 и e_2 становится отрицательной. Это означает, что теперь запрещены слабо сплюснутые внутренние сфероиды. Для примера приведем нижние границы для e_1 при $e_2 = 0.9$:

$$\begin{array}{lll} \rho_2/\rho_1 = 0.5 & 1.0 & 10. \\ e_1 \geq 0.649 & 0.701 & 0.776. \end{array} \quad (18)$$

Заметим, что внутренний сфероид все же может быть менее сплюснутым, чем внешний.

В-третьих, рассмотрим случай, когда внешний сфероид есть сфера ($e_2 = 0$) и предположим, что ρ_2 не мало по сравнению с ρ_1 . Тогда

$$F_E(e_1, 0) = \frac{4}{3} e_1^2 \quad (19)$$

и мы можем опустить в (6) первый член. Отсюда следует связь между угловой скоростью и эксцентриситетом внутреннего сфероида

$$\Omega_1 = e_1 \sqrt{\frac{4}{3} \pi G \rho_1}, \quad (20)$$

которую можно было бы проверить при анализе статистической связи между угловой скоростью вращения и сжатием звездных подсистем в Галактике. Из (20) при $e_1 = 1$ следует также предел скорости вращения внутренних сфероидов, заметно больший, чем предел угловой скорости вращения маклореновских сфероидов (15).

Зависимости Ω_1 от e_1 , e_2 и ρ_2/ρ_1 иллюстрируются графиками рис. 1—3 (положительные ветви кривых).

2. Влияние магнитного поля и вытянутые сфероида. Можно обобщить эти результаты на случай, когда во внутреннем сфероиде есть тороидальное магнитное поле, индукция которого пропорциональна радиусу магнитной силовой линии, т. е. $B \sim r$.

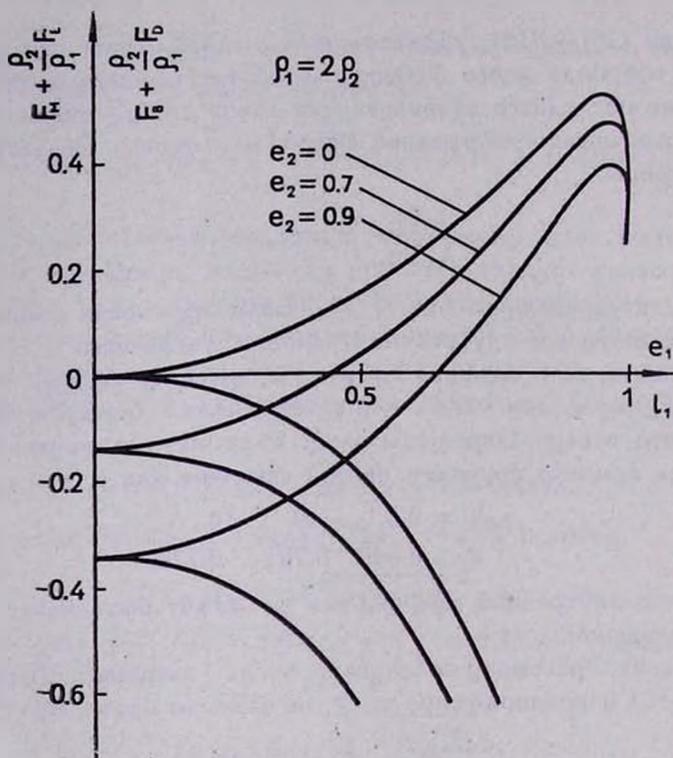


Рис. 1.

Иными словами, рассмотрим случай, когда альвеновская скорость $V/\sqrt{4\pi\rho_1}$ всюду пропорциональна и параллельна линейной скорости вращения $v = \Omega r$. Тогда уравнения равновесия внутреннего сфероида останутся такими же, как (6), только в правой части добавится член, учитывающий магнитное давление:

$$\Omega_1^2 - \frac{B_a^2}{2\pi G\rho_1 a_1^2} = \pi G\rho_1 F_M(e_1) + \pi G\rho_2 F_E(e_1, e_2), \quad (21)$$

где B_a — магнитная индукция при $r = a_1$, т. е. на границе экватора внутреннего сфероида. В этом случае сильное магнитное поле при медленном вращении допускает отрицательные значения правой части (21).

Иными словами, здесь возможны и эксцентриситеты, меньшие пределов (18). В сильно сплюсненном внешнем сфероиде могут быть вложены равновесные сферические конфигурации, если только они обладают достаточно сильным тороидальным магнитным полем.

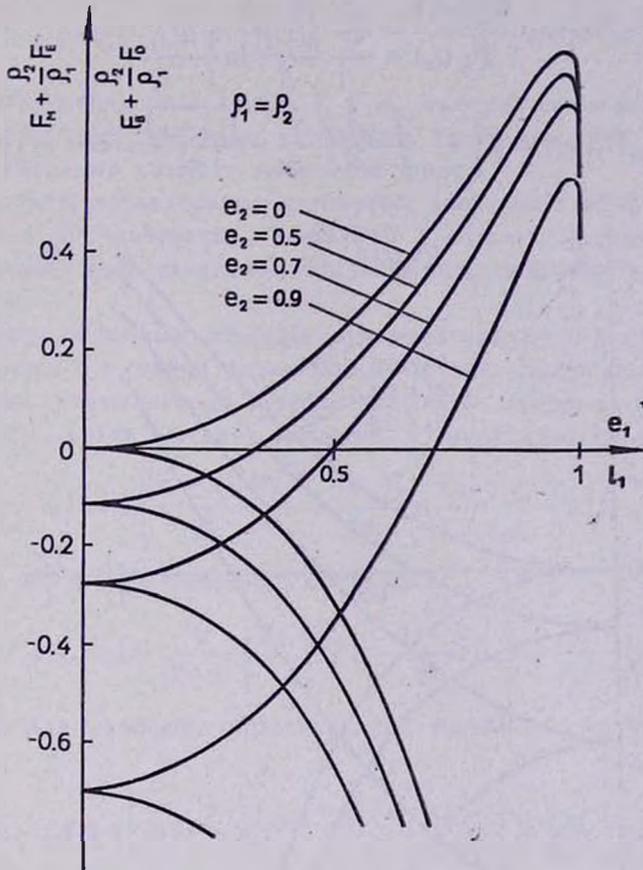


Рис. 2.

На рис. 1—3 продолжение линий из верхней полуплоскости в нижнюю полуплоскость и соответствует переходам к таким сфероидам.

Более того, сильное тороидальное магнитное поле может сделать внутренний сфероид вытянутым вдоль оси, перпендикулярной плоскости симметрии ($b_1 > a_1$). Пользуясь общим методом, можно рассмотреть и такие сфероиды. Здесь вместо (21) получим

$$\Omega_1^2 - \frac{B_a^2}{2\pi G \rho_1 a_1^2} = \pi G \rho_1 F_B(l_1) + \pi G \rho_2 F_D(l_1, e_2), \quad (22)$$

где l_1 эксцентриситет вытянутого сфероида

$$l_1 = \sqrt{1 - \frac{a_1^2}{b_1^2}}, \quad (23)$$

и функции

$$F_B(l_1) = \frac{6}{l_1^2} \frac{3 - l_1^2}{l_1^3} \ln \frac{1 + l_1}{1 - l_1}, \quad (24)$$

$$F_D(l_1, e_2) = 2 \left[1 - \frac{3 - l_1^2}{1 - l_1^2} \left(\frac{1}{e_2^2} - \frac{\sqrt{1 - e_2^2}}{e_2^3} \arcsin e_2 \right) \right]. \quad (25)$$

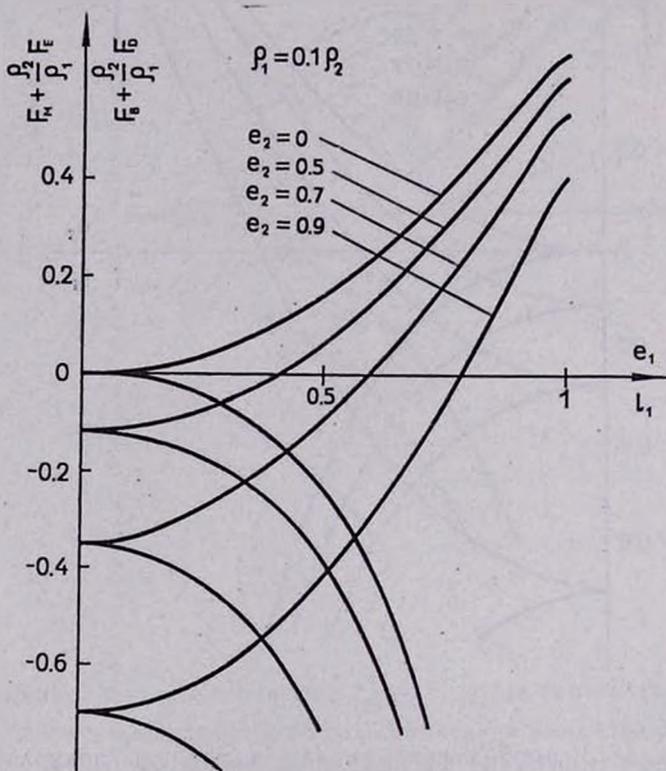


Рис. 3.

Эти функции всегда отрицательны. Кривые, описывающие (22), также изображены на рис. 1—3 (спадают с увеличением l_1).

Частоты колебаний вытянутых вложенных сфероидов также определяются соотношением типа (9)

$$\omega_{1,2} = \omega_1 \pm [\pi G \rho_1 f_B(l_1) + \pi G \rho_2 f_D(l_1, e_2)]^{1/2}, \quad (26)$$

где функции

$$f_B(l_1) = \frac{3-7l_1^2}{l_1^4} - \frac{3-8l_1^2+l_1^4}{2l_1^5} \ln \frac{1+l_1}{1-l_1}, \quad (27)$$

$$f_D(l_1, e_2) = 2 \left[1 + \frac{1+l_1^2}{1-l_1^2} \left(\frac{1}{e_2^2} - \frac{1-\sqrt{1-e_2^2}}{e_2^3} \arcsin e_2 \right) \right]. \quad (28)$$

Обе функции всегда, при любых l_1 и e_2 , положительны и поэтому вытянутые вложенные сфероиды устойчивы. Напомним, что для их равновесия необходимо сильное магнитное поле.

Результаты исследования вытянутых вложенных сфероидов может быть удастся использовать в проблеме выбросов плазмы вдоль оси из центральных ядер галактик. Как известно, подобное явление часто наблюдается.

Наконец, подобным образом можно рассмотреть и случай, когда внешний сфероид вытянут вдоль оси вращения. Здесь появляются новые функции, учитывающие влияние внешнего сфероида на внутренний. В случае, когда вытянут внешний, а внутренний сплюсчен:

$$F_G(e_1, l_2) = 2 \left[\frac{3-2e_1^2}{l_2^2} \left(1 - \frac{1-l_2^2}{2l_2} \ln \frac{1+l_2}{1-l_2} \right) - 2(1-l_2^2) \right] \quad (29)$$

и в случае, когда оба сфероида вытянуты:

$$F_H(l_1, l_2) = \frac{2}{1-l_1^2} \left[\frac{3-l_1^2}{l_2^2} \left(1 - \frac{1-l_2^2}{2l_2} \ln \frac{1+l_2}{1-l_2} \right) - 2 \right]. \quad (30)$$

Аналогично для функций, определяющих колебание внутреннего сфероида:

$$f_G(e_1, l_2) = 4 \left[2(1-e_1^2) + \frac{1-2e_1^2}{l_2^2} \left(\frac{1-l_2^2}{2l_2} \ln \frac{1+l_2}{1-l_2} - 1 \right) \right], \quad (31)$$

$$f_H(l_1, l_2) = \frac{8}{1-l_1^2} \left[2 - \frac{1+l_1^2}{l_2^2} \left(1 - \frac{1-l_2^2}{2l_2} \ln \frac{1+l_2}{1-l_2} \right) \right]. \quad (32)$$

Эти функции всегда положительны, так что рассматриваемые сфероиды устойчивы.

Исследования вытянутых сфероидов также могут иметь конкретный выход, поскольку наблюдаются и веретенообразные галактики.

В заключение отметим, что есть еще ряд задач теории фигур равновесия, которые до сих пор не рассматривались, но которые могут иметь применение в астрофизике. Например, учитывая характер

распределения межзвездного газа в Галактике, можно поставить задачу о равновесии двуполостного гиперboloида, вложенного в сфероид. Некоторые из этих задач, в том числе и обобщения полученных выше результатов, будут рассмотрены в других работах.

Ереванский государственный
университет
НИРФИ, г. Горький

ON THE EQUILIBRIUM AND STABILITY OF SPHEROIDAL SUBSETS

M. G. ABRAHAMIAN, S. A. KAPLAN

The problem of equilibrium and stability of spheroidal figures of the stellar subsets (stratum shape of interstellar medium) placed in the spheroidal galaxies is investigated. The formulas defining eccentricity and frequency oscillations of inner spheroid for different models are obtained.

The possible applications of results revealed from this theory concerning concrete astrophysical problems are indicated.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. С. Чандрасекар, Эллипсоидальные фигуры равновесия, Мир, М., 1973.
2. N. R. Lebovitz, Ap. J., 134, 500, 1961.
3. Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян, *Астрофизика*, 9, 391, 1973.
4. Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян, *Астрофизика*, 8, 599, 1972.
5. P. H. Roberts, K. Stewartson, Ap. J., 137, 777, 1963.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

НОЯБРЬ, 1974

ВЫПУСК 4

ОБ УСКОРЕНИИ ВЕЩЕСТВА В ЗВЕЗДАХ ВОЛЬФА-РАЙЕ ЗА СЧЕТ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭЛЕКТРОНАХ

И. Ф. МАЛОВ

Поступила 25 марта 1974

Рассмотрена возможность ускорения вещества в звездах Вольфа-Райе за счет томсоновского рассеяния излучения на электронах в оптически тонкой атмосфере. Показано, что этот механизм может объяснить наблюдаемые скорости течения и скорости потери массы, но переход через скорость звука должен обеспечиваться другим механизмом. Получена формула для оценки массы звезды Вольфа-Райе.

1. Известно [1], что в атмосферах звезд Вольфа-Райе (WR) основной вклад в непрозрачность вносит рассеяние излучения на электронах. Кроме того, из наблюдений следует, что именно в атмосфере звезды (в области образования эмиссионных линий) происходит основное ускорение вещества. Так, для звезды HD 192163 (WN 6) ширины линий серии Пиккеринга (He II) соответствуют скоростям от 185 до 3860 км/сек, а для HD 192103 (WC 7) — от 75 до 2280 км/сек [2]. На основании этих данных можно предположить, что наблюдаемое ускорение связано либо с рассеянием излучения в линиях, либо с рассеянием на электронах. Ускорение за счет взаимодействия излучения в линиях обсуждалось в [3]. Здесь мы рассмотрим возможности второго механизма.

В проблеме звездного ветра должны быть исследованы 3 аспекта: 1) формирование потока массы*, 2) ускорение газа до наблюдаемых скоростей и 3) взаимодействие вытекающего потока с межзвездной средой. В настоящей работе рассматриваются только те вопросы, кото-

* Мы рассматриваем квазистационарную модель, в которой предполагается наличие у звезды гидростатического ядра.

рые касаются ускорения вещества от дозвуковых скоростей (близких к нулю) до наблюдаемых сверхзвуковых скоростей (~ 1000 км/сек).

2. В качестве исходной примем систему уравнений гидродинамики для сферически-симметричного течения идеального газа в поле тяжести (вязкость и теплопроводность считаются пренебрежимо малыми):

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \rho V) &= 0, \\ \rho V \frac{dV}{dr} + \frac{dP}{dr} + \rho \frac{GM}{r^2} &= \Delta_p, \\ \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 \rho V \left(\frac{V^2}{2} + \frac{5}{2} \frac{kT}{m} - \frac{GM}{r} \right) \right] &= \Delta_E, \\ P &= \rho \frac{kT}{m}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь m — средняя масса частицы, Δ_p и Δ_E — источники импульса и энергии, соответственно. Они должны быть записаны как функции ρ , V и T . Если этого сделать нельзя (например, в случае их зависимости от магнитного поля \vec{H} или интенсивности излучения I), к системе (1) необходимо дописать замыкающие уравнения (для \vec{H} и I). Мы будем считать, что Δ_p и Δ_E связаны с наличием в атмосфере звезды томсоновского рассеяния излучения на электронах. В этом случае $\Delta_E = 0$ в системе, движущейся вместе с газом со скоростью V , и

$$\Delta_E = V \Delta_p \quad (2)$$

в лабораторной системе отсчета [4]. Далее, поскольку мы хотим получить ускорение в области образования линий, естественно предположить, что оптическая толща области ускорения в непрерывном спектре $\tau_0 \ll 1$. Тогда

$$\Delta_p = \frac{L_s n_e}{4\pi r^2 c} \quad (3)$$

Примем, что атмосферы рассматриваемых звезд состоят из чистого гелия. В [5] показано, что содержание водорода в звездах WR порядка 10%. Учет этого фактора по существу не меняет результатов настоящей работы.

Звезды WR можно характеризовать средней температурой $\bar{T}_* = 90\,000^\circ \text{K}$ [6] и средней электронной плотностью $\bar{n}_e \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$

[7]. В этих условиях весь гелий будет находиться в дважды ионизованном состоянии (по формуле Саха $n_{\text{He III}} : n_{\text{He II}} : n_{\text{He I}} = 5 \cdot 10^{12} : 8.44 \cdot 10^6 : 7.7 \cdot 10^{-2}$), поэтому

$$n_r = \rho/2m_H \quad \text{и} \quad m = \frac{4}{3} m_H \quad (4)$$

Вводя безразмерные переменные:

$$x = \frac{r}{R}, \quad \mu = \rho/\rho_0, \quad W = \frac{V}{\sqrt{\frac{3kT_0}{4m_H}}}, \quad \pi = \frac{P}{P_0}, \quad \theta = \frac{T}{T_0}, \quad (5)$$

где T_0 , ρ_0 , P_0 — значения соответствующих величин на некотором исходном уровне, а R — радиус звезды, и учитывая соотношения (2)–(4), запишем систему (1) в следующей безразмерной форме:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\mu} \frac{d\mu}{dx} + \frac{1}{w} \frac{dw}{dx} + \frac{2}{x} &= 0 \\ \mu w \frac{dw}{dx} + \frac{d\pi}{dx} &= \frac{\mu}{x^2} K \\ \frac{3}{2} \mu \frac{d\theta}{dx} - \theta \frac{d\mu}{dx} &= 0 \\ \pi &= \mu\theta, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$K = \frac{4GMm_H}{3RkT_0} \left(\frac{L_3}{8\pi GMm_H c} - 1 \right). \quad (7)$$

3. Поведение решений системы (6) хорошо известно (см., например, [8]). У этой системы нет особой точки типа седла, и плавный переход через скорость звука невозможен. Нами была предпринята попытка получить трансзвуковые решения путем учета комптоновского нагрева электронов и истинного поглощения ионами He II (а также обратных процессов). Однако при разумных значениях параметров нам и в этом случае не удалось получить нужной структуры решений.

Для звезд WR $\bar{M} \approx 15 M_\odot$, $\bar{R} \approx 5R_\odot$ [7], а $\bar{L} \approx 6 \cdot 10^{39}$ эрг/сек [6]. При этих значениях $K \approx 600$. Используя первые два уравнения системы (6), можно записать выражение:

$$\frac{dw}{dx} = \frac{w}{x} \frac{2\theta + \frac{K}{x} - x \frac{d\theta}{dx}}{w^2 - b} \quad (8)$$

из которого следует, что при $K > 0$ переход через скорость звука возможен только при условии $dT/dr > 0$. Можно было бы предположить, что в атмосферах звезд WR действуют неизвестные источники тепла (такие, например, как на Солнце), которые приводят к положительному градиенту температуры. Однако наблюдения свидетельствуют о падении температуры с удалением от поверхности звезды (см., например, [9—10]). На этом основании следует сделать вывод, что ускорение до скоростей порядка скорости звука и переход через скорость звука осуществляются в более глубоких слоях звезды, где $\tau_e \geq 1$. Механизмам ускорения в режиме сильной привязки излучения к веществу ($\tau \gg 1$) применительно к звездам WR посвящены работы [11—12], в которых показано, что эти механизмы могут обеспечить предварительное ускорение и плавный переход через скорость звука. Поскольку нам не известны модели звезд WR, мы не можем указать уровень, с которого начинается ускорение вещества. Кроме того, пока остается неисследованной промежуточная область ($\tau \sim 1$). Поэтому далее мы будем считать, что на некотором уровне в атмосфере звезды уже существует поток со скоростью, несколько превышающей звуковую, и дальнейшее ускорение происходит за счет томсоновского рассеяния на электронах. Это ускорение описывается системой уравнений (6).

4. Единственным параметром, определяющим решение, является параметр K . Для его вычисления необходимо знать M , L , T_0 и R . В табл. 1 приведены некоторые средние значения этих величин, взятые из [7]. Для исходного уровня принято $T_0 = T_*$.

Таблица 1

| M_b | $\frac{M}{M_\odot}$ | $\frac{R}{R_\odot}$ | $T_* \cdot 10^{-4} \text{ K}$ | $\frac{L}{L_\odot} \cdot 10^{-6}$ | K | $n_*^0 \cdot 10^{-13}$ (см ⁻³) | $-\dot{M} (10^{-6}$ $M_\odot/\text{год})$ | V_∞ (км/сек) |
|--------------------|---------------------|---------------------|-------------------------------|-----------------------------------|------|---|--|------------------------|
| — 9 ^m 5 | 5.5: | 4.6 | 7.2 | 0.51 | 211 | 0.59 | 0.86 | 440 |
| —10.0 | 8 | 4.9 | 7.8 | 0.80 | 338 | 0.74 | 1.26 | 567 |
| —10.5 | 12 | 5.1 | 8.5 | 1.26 | 514 | 0.90 | 1.74 | 741 |
| —10.7 (CQCep) | 13.9 | 5.5 | 8.6 | 1.52 | 604 | 1.01 | 2.28 | 808 |
| —11.0 | 17 | 5.4 | 9.3 | 2.00 | 831 | 1.11 | 2.51 | 984 |
| —11.5 | 25: | 5.7 | 10.2 | 3.17 | 1243 | 1.35 | 3.57 | 1260 |

5. Численное интегрирование системы (6) позволяет сделать следующие выводы.

1) Асимптотические значения скорости V_∞ , до которой можно ускорить вещество с помощью рассматриваемого механизма, близки к скоростям, наблюдаемым в атмосферах звезд WR. Выход на эти значения осуществляется на расстояниях порядка нескольких радиусов звезды (рис. 1), т. е. основное ускорение происходит в зоне образования линий. На рис. 2 представлено поведение безразмерной плотности. Поведение температуры определяется уравнением:

$$\theta = \mu^{2/3}. \quad (9)$$

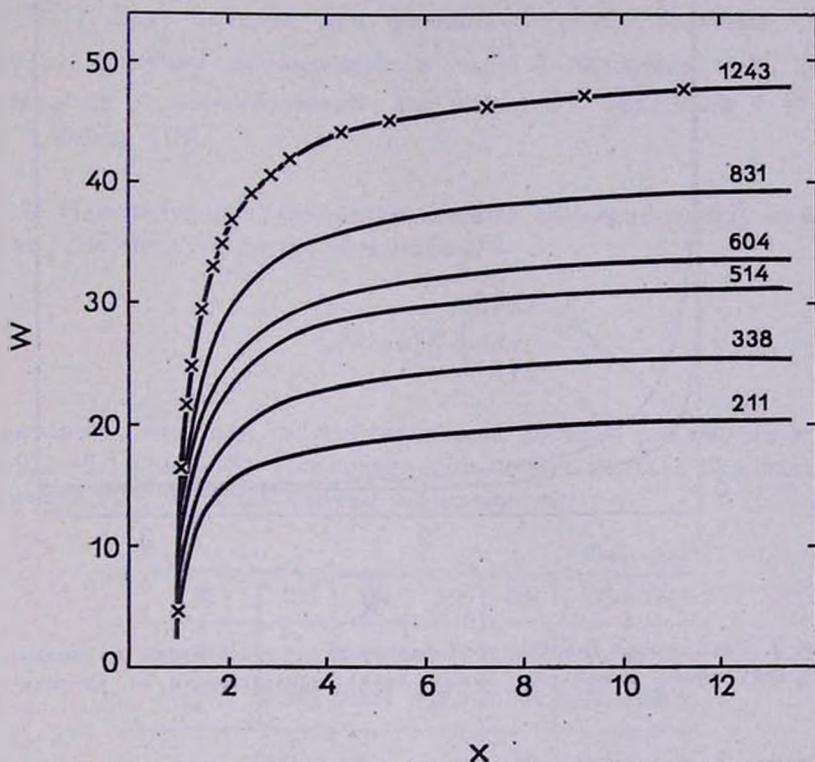


Рис. 1. Зависимость изотермического числа Маха ($w = V/\sqrt{kT_*/m}$) от безразмерного расстояния ($x = r/R$), полученная путем численного интегрирования системы (6) при $w_0 = 2$. Над кривыми указаны значения параметра K . Крестики соответствуют результатам интегрирования при $w_0 = 5$ и $K = 1243$.

2) Полученные значения V_∞ слабо зависят от величины скорости на исходном уровне. На рис. 1 для $K = 1243$ приведена зависимость $w(x)$ при $w_0 = 5$ (крестики); асимптотические значения скорости равны 49.95 (при $w_0 = 2$) и 50.16 (при $w_0 = 5$). Этот ре-

зультат легко понять. Если во втором уравнении системы (6) пренебречь членом $d\pi/dx$, то оно интегрируется:

$$w = \sqrt{2K\left(1 - \frac{1}{x}\right) + w_0^2} \quad (10)$$

При $w_0^2 \ll K$

$$w_\infty \approx \sqrt{2K} \quad (11)$$

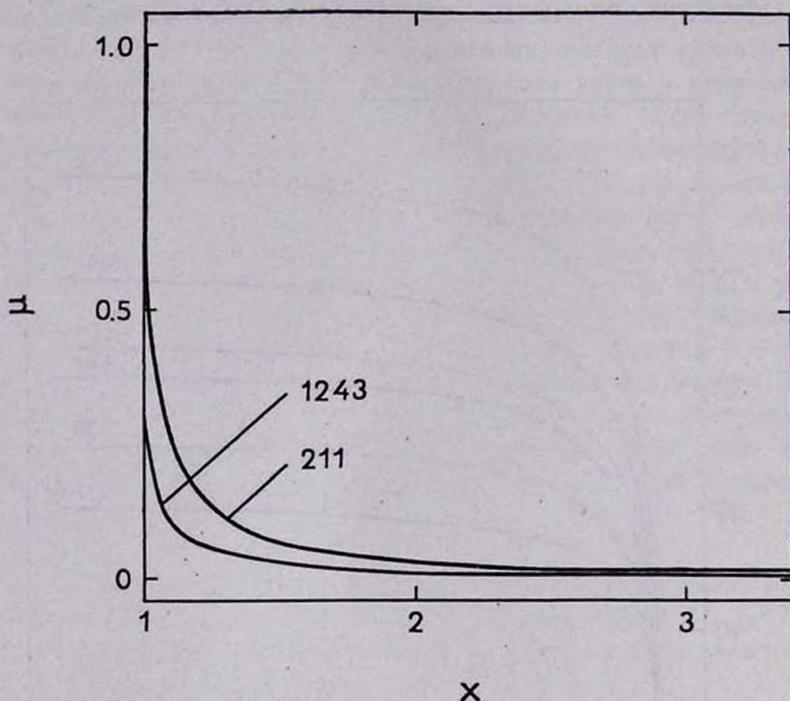


Рис. 2. Зависимость безразмерной плотности от расстояния до звезды. При $211 < K < 1243$ кривые заключены между двумя приведенными на рисунке кривыми.

В табл. 2 значения, определенные из (11), сравниваются с результатами численного интегрирования при $w_0 = 2$. Как следует из этой таблицы, совпадение полученных результатов очень хорошее.

Таблица 2

| $\sqrt{2K}$ | 20.54 | 26.00 | 32.06 | 34.76 | 40.77 | 49.86 |
|-------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| w_∞ | 20.75 | 26.17 | 32.19 | 34.88 | 40.88 | 49.95 |

При тех предположениях, которые сделаны в настоящей работе, выбор значения w_0 является достаточно произвольным. Выбирая $w_0 = 2$, мы руководствовались следующими соображениями. Ширина последних наблюдаемых линий соответствует скоростям в десятки километров в секунду. В случае HD 192103 $V_{\min} = 75 \text{ км/сек}$. При $T_* \sim 90\,000 \text{ }^\circ\text{K}$ это дает $w_{\min} \approx 3$. Поскольку значения T_* , приведенные в табл. 1, относятся к более глубокому уровню, чем последняя из наблюдаемых линий, w_0 было взято несколько меньше, чем w_{\min} , и принято равным 2.

3) Выбор w_0 означает задание скорости потери массы ($-\dot{M} = 4\pi r^2 \rho V$). Если принять для исходного уровня значения n_0^0 из [7] (табл. 1), получим приведенные в табл. 1 величины $-\dot{M}$, которые согласуются с принимаемыми для звезд WR значениям $-\dot{M} \sim 10^{-6} - 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ [13].

4) Используя результаты численного интегрирования, можно вычислить оптическую толщину атмосферы*

$$\tau_e = \sigma_e n_0^0 R \int_1^{\infty} \mu dx. \tag{12}$$

Оказывается, что для рассматриваемых звезд τ_e заключено в диапазоне 0.2—0.3 (табл. 3). Следовательно, можно считать основное предположение ($\tau_e \ll 1$) приближенно выполненным.

Таблица 3

| K | 211 | 338 | 514 | 604 | 831 | 1243 |
|------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $\tau_e^{\text{числ}}$ | 0.215 | 0.235 | 0.247 | 0.278 | 0.254 | 0.262 |
| $\tau_e^{\text{АН}}$ | 0.242 | 0.257 | 0.263 | 0.294 | 0.271 | 0.283 |

* Величину τ_e можно оценить, пользуясь уравнением непрерывности и соотношением (10). Это даст

$$\int_1^{\infty} \mu dx \approx \sqrt{\frac{2w_0^2}{K}}.$$

Значения $\tau_e^{\text{АН}}$, полученные на основе этого выражения, сравниваются в табл. 3 с результатами численного счета $\tau_e^{\text{числ}}$.

5) Полученные результаты позволяют также оценить эффективность работы рассматриваемого механизма. Скорость потери импульса звездой через излучение равна L/c . Поток газа выносит импульс со скоростью — MV_{∞} . В табл. 4 приведены соответствующие значения, по которым эффективность передачи импульса от излучения на вещество оказывается равной 4–7%. Это не превышает максимально возможной передачи ($\sim \tau_*(L/c)$), и, следовательно, рассмотренный механизм является внутренне не противоречивым.

Таблица 4

| M_* | -9^{m5} | -10^{m0} | -10^{m5} | -10^{m7} | -11^{m0} | -11^{m5} |
|---|-----------|------------|------------|------------|------------|------------|
| $(L/c)10^{-29} \text{ г}\cdot\text{см}/\text{с}^2$ | 0.66 | 1.03 | 1.62 | 1.96 | 2.58 | 4.09 |
| $-MV_{\infty}\cdot 10^{-28} \text{ г}\cdot\text{см}/\text{с}^2$ | 0.24 | 0.45 | 0.82 | 1.16 | 1.57 | 2.86 |

6) В определение K не входит плотность вещества на исходном уровне. Следовательно, если в различных звездах совпадают значения K , то даже при различных плотностях ρ_0 решения будут одинаковыми (в частности, будут совпадать значения V_{∞}), при этом, конечно, должно выполняться условие $\tau_* \ll 1$.

7) Из (7) и (11) можно получить следующее соотношение:

$$V_{\infty}^2 \cdot \frac{R}{R_{\odot}} = 5.747 \left[\frac{L}{L_{\odot}} - 6.638 \cdot 10^4 \frac{M}{M_{\odot}} \right] \quad (13)$$

(где V_{∞} выражено в км/сек), которое дает связь между M , R и L (при известном значении V_{∞}). Используя статистические зависимости [14]:

$$M_b = 54.071 - 13.094 \lg T_*, \quad (14)$$

и

$$\lg \frac{R}{R_{\odot}} = 0.213 - 0.0473 M_b, \quad (15)$$

из (13) получим:

$$\frac{M}{M_{\odot}} = 1.19 \cdot 10^{-8} T_*^{0.62} (2.30 \cdot 10^{-17} T_*^{4.62} - V_{\infty}^2). \quad (16)$$

Это соотношение дает возможность по известным из наблюдений V_{∞} и T_* оценить массу звезды. Вычисленные из (16) значения масс (табл. 5) оказываются очень близкими к принятым массам звезд WR

(табл. 1). Такие оценки особенно важны при исследовании одиночных звезд WR.

Таблица 5

| M | -9^m5 | -10^m0 | -10^m5 | -10^m7 | -11^m0 | -11^m5 |
|---------------------|---------|----------|----------|----------|----------|----------|
| $M^{мч}/M_{\odot}$ | 5.3 | 7.6 | 10.8 | 10.5 | 15.5 | 23.5 |
| $M^{прм}/M_{\odot}$ | 5.5 | 8 | 12 | 13.9 | 17 | 25 |

Таким образом, в рамках сделанных предположений мы получили требуемые наблюдениями значения скоростей (V_{∞}) и потоков массы ($-\dot{M}$), причем предлагаемый механизм работает в области образования линий и дает приемлемую эффективность передачи импульса от излучения к веществу.

К сожалению, рассмотренный механизм не дает перехода через скорость звука. Вопрос о том, где происходит этот переход, может быть решен только после исследования области с $\tau \sim 1$, к чему мы намерены обратиться в ближайшем будущем.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность М. В. Коныкову и В. И. Шишову за полезные дискуссии.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ON THE ACCELERATION OF MATTER IN WOLF-RAYET STARS BY THOMSON SCATTERING

I. F. MALOV

The possibility of a matter acceleration caused by Thomson scattering in optically thin Wolf-Rayet atmospheres is discussed. It is shown that the observable flow velocities and mass loss rates may be explained by using this mechanism. However, a transition from subsonic to supersonic velocities must be connected with another mechanism. The relation is obtained to evaluate the masses of Wolf-Rayet stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Г. Горбачкий, И. Н. Минин, *Нестационарные звезды*, Физматгиз, М., 1963.
2. С. В. Рублев, *Астрон. ж.*, 41, 63, 1964.
3. И. Ф. Малов, *Астрофизика*, 8, 227, 1972.
4. В. С. Имшенник, Ю. И. Морозов, *Астрон. ж.*, 46, 800, 1969.

5. С. В. Рублев, *Астрофизические исследования*, Сообщ. САО АН СССР, 4, 3, 1972.
6. С. В. Рублев, *Кандидатская диссертация*, 1965.
7. С. В. Рублев, *Астрон. ж.*, 42, 718, 1965.
8. А. Дейч, *Космическая газодинамика*, Мир, М., 1964, стр. 344.
9. А. М. Черпащук, А. В. Гончарский, А. Г. Ягола, *Астрон. ж.*, 49, 533, 1972.
10. L. V. Kahi, *Ap. J.*, 180, 783, 1973.
11. И. Ф. Малов, *Труды ФИАН СССР*, 62, 33, 1972.
12. М. В. Конюков, И. Ф. Малов, *Труды ФИАН СССР*, 62, 188, 1972.
13. А. В. Underhill, *Astrophys. Space Sci.*, 3, 109, 1969.
14. С. В. Рублев, *Астрон. ж.*, 42, 347, 1965.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

НОЯБРЬ, 1974

ВЫПУСК 4

ВЫЧИСЛЕНИЕ НЕУСТОЙЧИВЫХ МОД ДЛЯ ОБОЛОЧЕЧНЫХ ЦЕНТРАЛЬНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

Е. М. НЕЖИНСКИЙ

Поступила 19 января 1974

В работе доказана неустойчивость, а затем непосредственно вычислены неустойчивые моды для сферической оболочечной центральной конфигурации как перед столкновением, так и после взрыва.

В данной статье, так же, как и в [1, 2], изучая взрывы, происходящие в ядрах галактик или каких-либо других центрах конденсации материи, с небесно-механической точки зрения, предположим, что между осколками, образующимися в результате взрыва, действуют только гравитационные силы. Такая постановка задачи вполне законна и уже встречалась у Уинтнера [3]. Уинтнер показал, что в этом случае перед одновременным столкновением, а также сразу после взрыва частицы образуют центральные конфигурации.

В работе [4] мы, обобщив в некотором смысле понятие центральной конфигурации, ввели оболочечные центральные конфигурации, т. е. такие самогравитирующие системы, которые в отличие от обычных (см. [3, 5]) центральных конфигураций образованы не отдельными материальными точками, а непрерывным слоем. Напомним, (см. [4]) определение оболочечной центральной конфигурации.

Определение. Назовем оболочечной центральной конфигурацией такую замкнутую оболочку ($\mu(x, y, z)$ — поверхностная плотность слоя в точке (x, y, z)), у которой на любой элемент поверхности (ds — площадь элемента) в рассматриваемый фиксированный момент времени действует сила притяжения, пропорциональная массе элемента ($dm(x, y, z) = \mu(x, y, z) ds$) и его вектору положения в барицентрической системе координат

$$\begin{cases} V_{x_0} = \sigma x_0^*, \\ V_{y_0} = \sigma y_0, \\ V_{z_0} = \sigma z_0, \end{cases}$$

где

$$V_{x_0} = G \int_{(S)} \frac{\mu(x, y, z) (x - x_0) ds}{[(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2]^{3/2}},$$

аналогично V_{y_0} , V_{z_0} ; при этом интеграл берется по поверхности оболочки (S) , $G = 1$.

В приведенной ниже работе докажем неустойчивость, а затем непосредственно вычислим неустойчивые моды для сферической оболочечной центральной конфигурации как перед столкновением, так и после взрыва.

1. Движение любого бесконечно малого куска рассматриваемой поверхности оболочечной центральной конфигурации с „текущими“ координатами (x_0, y_0, z_0) можно описать следующими дифференциальными уравнениями:

$$\begin{cases} \dot{x}_0^* = V_{x_0}, \\ \dot{y}_0^* = V_{y_0}, \\ \dot{z}_0^* = V_{z_0}. \end{cases} \quad (1)$$

Перейдем в системе (1) к сферическим переменным

$$\begin{cases} x = r \sin \vartheta \cos \varphi, \\ y = r \sin \vartheta \sin \varphi, \\ z = r \cos \vartheta. \end{cases} \quad (2)$$

Рассмотрим осесимметрическое движение оболочечной центральной конфигурации, т. е. $\varphi = \text{const}$.

Тогда из (1) подстановкой (2) получим следующие уравнения движения

$$\begin{cases} \dot{r}_0^* - r_0 \dot{\vartheta}_0'^2 = V_{r_0}, \\ 2r_0 \dot{r}_0^* \dot{\vartheta}_0^* + r_0^2 \dot{\vartheta}_0^* = V_{\vartheta_0}. \end{cases} \quad (3)$$

Замечание 1. Эту же систему (3) можно получить, если воспользоваться вариационным принципом [6].

* Индексом нуль обозначены координаты выбранной точки.

Поведение оболочечной центральной конфигурации перед одновременным столкновением или сразу после взрыва удобно рассматривать, если перейти к новым переменным (это делается так же, как в V гл. книги Уинтнера [3])

$$\begin{cases} x = t^{-2/3} x, \\ y = t^{-2/3} y, \\ z = t^{-2/3} z, \\ t = e^{-t} \end{cases}$$

или, для сферических координат, $r = t^{-2/3} r$, $\vartheta = \vartheta$, $\varphi = \varphi$. (Перед столкновением t стремится к $+\infty$, а после взрыва к $-\infty$).

Уравнения (3) в новых переменных имеют вид (точками обозначены производные по t):

$$\begin{cases} \ddot{r}_0 - \frac{1}{3} \dot{r}_0 - \frac{2}{9} r_0 - r_0 \dot{\vartheta}_0^2 = V_{r_0}, \\ 2r_0 \dot{r}_0 \dot{\vartheta}_0 - \frac{1}{3} r_0^2 \ddot{\vartheta}_0 + r_0^2 \dot{\vartheta}_0 = V_{\vartheta_0}. \end{cases} \quad (4)$$

Замечание 2. Покажем, что при переходе к новым переменным $G = 1/9\pi$.

Рассмотрим однородную сферу единичного радиуса ($r = 1$, $\mu = 1$). Тогда из первого уравнения системы (4)

$$V_{r_0} = -\frac{2}{9}; \quad (5)$$

с другой стороны

$$V_{r_0} = \frac{V_{r_0 t} + V_{r_0 e}}{2} = -2\pi G; \quad (6)$$

так как $V_{r_0 t} = 0$, $V_{r_0 e} = -4\pi G$, то из (5) и (6)

$$G = 1/9\pi. \quad (7)$$

2. На формально стационарное решение уравнений (4) (сферическую оболочечную центральную конфигурацию $r = \text{const}$, $\vartheta = \text{const}$, $\varphi = \text{const}$, $\mu = \text{const}$ (не умаляя общности, положим $r = 1$, $\mu = 1$) наложим небольшое осесимметрическое возмущение

$$\begin{cases} r = 1 + e^{pt} \delta r, \\ \vartheta = \vartheta^0 + e^{pt} \delta \vartheta. \end{cases} \quad (8)$$

Подставляя (8) в (4) и сохраняя члены первого порядка малости, получим уравнения в вариациях

$$\begin{cases} \left(\alpha - \frac{2}{9}\right) \delta r_0 = \delta V_{r_0}, \\ \alpha \delta \vartheta_0 = \delta V_{\vartheta_0}, \end{cases} \quad (9)$$

где

$$\alpha = p^2 - \frac{1}{3} p. \quad (10)$$

3. Полная система уравнений, описывающая поведение оболочечной центральной конфигурации при наложении на нее осесимметрических возмущений, имеет вид:

$$\left(\alpha - \frac{2}{9} \right) \delta r_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \delta V_{0i}}{\partial r_0} + \frac{\partial \delta V_{0e}}{\partial r_0} \right) + \frac{4}{9} \delta r_0, \quad (11)$$

$$\alpha \delta \vartheta_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \delta V_{0i}}{\partial \vartheta_0} + \frac{\partial \delta V_{0e}}{\partial \vartheta_0} \right), \quad (12)$$

$$\delta \rho_0 = - \frac{1}{\sin \vartheta_0} \frac{\partial}{\partial \vartheta_0} (\sin \vartheta_0 \delta \vartheta_0), \quad (13)$$

$$\frac{\partial \delta V_{0i}}{\partial \vartheta_0} - \frac{\partial \delta V_{0e}}{\partial \vartheta_0} = - \frac{4}{9} \frac{\partial \delta r_0}{\partial \vartheta_0}, \quad (14)$$

$$\frac{\partial \delta V_{0i}}{\partial r_0} - \frac{\partial \delta V_{0e}}{\partial r_0} = \frac{4}{9} \delta \rho_0. \quad (15)$$

Рассматриваемая система включает: а) вариационные уравнения движения (11), (12).

Эти уравнения были получены в предыдущем разделе (см. (9)). Для записи (9) в виде (11), (12) необходимо учесть (7), а также

$$\left(\frac{\partial V_0}{\partial r_0} \right)_i = 0, \quad \left(\frac{\partial V_0}{\partial r_0} \right)_e = - \frac{4}{9r^2}. \quad (16)$$

б) Уравнение неразрывности [7] на поверхности сферы (13). $\delta \rho$ — вариация плотности, радиально спроектированная на поверхность сферы, она связана с действительной вариацией плотности $\delta \mu$

$$\delta \mu_0 = \delta \rho_0 - 2 \delta r_0. \quad (17)$$

в) Уравнения (14) и (15) связывают внешние и внутренние нормальные (η) и касательные по меридиану (ζ) производные от потенциала простого слоя

$$\begin{cases} \frac{\partial V_{0e}}{\partial r_0} - \frac{\partial V_{0i}}{\partial r_0} = -4\pi G\mu, \\ \frac{\partial V_{0i}}{\partial r_0} = \frac{\partial V_{0e}}{\partial r_0}, \end{cases}$$

где $\mu = 1 + \delta\mu$.

Причем, в нашем случае, когда форма простого слоя мало отличается от сферы,

$$\begin{cases} \frac{\partial \delta V_0}{\partial r_0} = \frac{\partial \delta V_n}{\partial r_0}, \\ \frac{\partial \delta V_0}{\partial r_0} = \frac{\partial \delta V_0}{\partial \vartheta_0} + \frac{\partial \delta r_0}{\partial \vartheta_0} \frac{\partial V_0}{\partial r_0}. \end{cases}$$

Чтобы получить выражения (14), (15), необходимо также использовать (7), (16), (17).

Полную систему (11)–(15) можно переписать:

$$\left(a - \frac{2}{3} \right) \delta r_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \delta V_{0i}}{\partial r_0} + \frac{\partial \delta V_{0e}}{\partial r_0} \right) \quad (18)$$

$$a \delta \vartheta_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \delta V_{0i}}{\partial \vartheta_0} + \frac{\partial \delta V_{0e}}{\partial \vartheta_0} \right), \quad (19)$$

$$\frac{\partial \delta V_{0i}}{\partial \vartheta_0} - \frac{\partial \delta V_{0e}}{\partial \vartheta_0} = -\frac{4}{9} \frac{\partial \delta r_0}{\partial \vartheta_0}, \quad (20)$$

$$\frac{\partial \delta V_{0i}}{\partial r_0} - \frac{\partial \delta V_{0e}}{\partial r_0} = -\frac{4}{9 \sin \vartheta_0} \frac{\partial}{\partial \vartheta_0} (\sin \vartheta_0 \delta \vartheta_0). \quad (21)$$

4. Обычным путем разложив возмущения по сферическим функциям, найдем дисперсионное уравнение.

Пусть

$$\delta V_i = \sum_{n=0}^{\infty} A_n r^n P_n(\cos \vartheta), \quad (22)$$

$$\delta V_e = \sum_{n=0}^{\infty} B_n r^{-n-1} P_n(\cos \vartheta), \quad (23)$$

$$\delta r = \sum_{n=0}^{\infty} C_n P_n(\cos \vartheta), \quad (24)$$

$$\delta \vartheta = \sum_{n=0}^{\infty} D_n \frac{d}{d\vartheta} P_n(\cos \vartheta). \quad (25)$$

С помощью (21) выразим $\delta\theta$ через (22) и (23) ($r = 1$)

$$\sum_{n=0}^{\infty} [nA_n + (n+1)B_n] P_n(\cos \theta) \cdot \sin \theta = -\frac{4}{9} \frac{d}{d\theta} (\sin \theta \delta\theta),$$

проинтегрируем обе части этого уравнения и обозначим $\cos \theta = q$

$$\frac{4}{9} \sin \theta \delta\theta = \sum_{n=0}^{\infty} [nA_n + (n+1)B_n] \int_1^q P_n(q) dq. \quad (26)$$

Воспользуемся уравнением Лежандра [8]

$$\frac{d}{dq} \left[(1-q^2) \frac{dP_n}{dq} \right] + n(n+1) P_n = 0$$

или

$$(1-q^2) \frac{dP_n}{dq} = -n(n+1) \int_1^q P_n(q) dq. \quad (27)$$

Следовательно (см. (26) и (27)),

$$\frac{4}{9} \delta\theta = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{nA_n + (n+1)B_n}{n(n+1)} \cdot \frac{dP_n(\cos \theta)}{d\theta}, \quad (28)$$

где $B_0 = 0$.

Из (28) и (25)

$$\frac{4}{9} n(n+1) D_n = nA_n + (n+1)B_n, \quad (29)$$

а из (18)–(20) и (22)–(25)

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\alpha - \frac{2}{3} \right) C_n = 0.5 [nA_n - (n+1)B_n], \\ \alpha D_n = 0.5 (A_n + B_n), \\ A_n - B_n = -\frac{4}{9} C_n. \end{array} \right. \quad (30)$$

Исключая из (29) и (30) A_n , B_n , C_n , D_n , получим дисперсионное уравнение

$$\left(\alpha^2 - \frac{2}{3} \alpha \right) (2n+1) + \frac{4}{27} n(n+1) \left(2 - \frac{2n+1}{3} \right) = 0. \quad (31)$$

5. Наконец, непосредственно вычислим все неустойчивые моды сферической оболочечной центральной конфигурации как перед столкновением, так и после взрыва при осесимметрических возмущениях.

Так как (из (10))

$$p_{1,2} = \frac{1}{6} \pm \sqrt{\frac{1}{36} + \alpha}, \quad (32)$$

то (из (31) и (32))

$$p_{1,2(3,4)} = \frac{1}{6} \pm \sqrt{\frac{13}{36} + \alpha} \sqrt{\frac{1}{9} - \frac{4}{27} \frac{n(n+1)}{(2n+1)} \left(2 - \frac{2n+1}{3}\right)}. \quad (33)$$

Из (33) видно*, что при каждом значении n ($n = 0, 1, 2, \dots$) найдутся моды, у которых $Re(p_1) > 0$, $Re(p_2) < 0$. То есть как при разлете, так и при столкновении оболочечные центральные конфигурации неустойчивы (см. (8)).

В конце этого раздела я хотел бы обратить внимание на следующий интересный факт: при $n = 1$ (см. (33)) мы имеем четыре частоты

$$p_1 = \frac{1 + \sqrt{17}}{6}, \quad p_3 = \frac{2}{3},$$

$$p_2 = \frac{1 - \sqrt{17}}{6}, \quad p_4 = -\frac{1}{3},$$

то есть помимо мод p_3 и p_4 , означающих просто твердотельный сдвиг системы относительно выбранной барицентрической системы координат, имеется еще две частоты p_1 и p_2 . Одна из них (p_1) указывает на неустойчивость при столкновении, другая (p_2) — при взрыве.

Выводы. В статье удалось непосредственно вычислить неустойчивые моды для сферических оболочечных центральных конфигураций при осесимметрических возмущениях**. Рассмотренный пример не только в какой-то степени контролирует и иллюстрирует доказанную в предыдущих работах [1, 2] теорему о неустойчивости центральных конфигураций перед столкновением и сразу после взрыва, но и показывает достаточную сложность нахождения мод даже у довольно простых центральных конфигураций.

* Выражение, стоящее под внутренним корнем в (33), при любом n ($n = 0, 1, 2, \dots$) положительно.

** Известно, что произвольное возмущение можно представить как суперпозицию осесимметрических, по-разному ориентированных относительно друг друга.

В заключение мне хочется выразить благодарность кандидату физико-математических наук В. А. Антонову за руководство этой работой.

Институт теоретической астрономии
АН СССР

CALCULATION OF UNSTABLE FREQUENCY MODES FOR SHELL CENTRAL CONFIGURATIONS

E. M. NEZHINSKI

In this paper unstable frequency modes for the shell central configuration have been computed both before the collision and after the explosion. We assume the shell to move in accordance with the Newton law of gravitation.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *Е. М. Нежинский*, ДАН СССР, 206, № 3, 1972.
2. *Е. М. Нежинский*, Астрофизика, 10, 3, 1974.
3. *А. Уинтнер*, Аналитические основы небесной механики, Наука, М., 1967.
4. *Е. М. Нежинский*, Бюлл. ИТА, 14, 1(154), 1975.
5. *Е. М. Нежинский*, Астрон. ж., 51, № 5, 1974.
6. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Механика, Наука, М., 1965.
7. *Г. К. Суслев*, Теория потенциала и гидродинамика, т. 2, Киев, 1910.
8. *Е. В. Гобсон*, Теория сферических и эллипсоидальных функций, ИЛ, М., 1952.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

НОЯБРЬ, 1974

ВЫПУСК 4

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ДЛЯ ФУНКЦИИ СКОРОСТЕЙ ЗВЕЗД ПРИ ЧИСТО РАЗРЫВНОМ СЛУЧАЙНОМ ПРОЦЕССЕ

Р. Б. ШАЦОВА

Поступила 20 января 1974

Модификация формулы Планка для скоростей звезд аппроксимирует квазистационарное решение уравнения Колмогорова—Феллера для чисто разрывного случайного процесса. Это следует как из совпадения их асимптотик в областях малых и больших скоростей, так и из практического совпадения функции с численным решением для промежуточных скоростей. Функция Планка применяется для определения вероятности звездных сближений с заданным изменением модуля скорости, если массы равны средней массе звезд поля.

Пространственные плотности звездных систем разного ранга весьма различны как по средним, так и по их зависимостям от координат и времени. Наряду с такими разреженными системами, как Галактика в окрестностях Солнца в современную эпоху, известны гораздо более плотные скопления звезд и центральные области галактик. С точки зрения теории волн плотности повышенные плотности могут быть и на периферии галактик, в течение отдельных интервалов времени.

В условиях повышенной плотности нередкие сближения между звездами или газово-пылевыми туманностями могут определять динамику системы. В ряде работ, следуя предложению Т. А. Агекяна [1], такие взаимодействия трактуются с позиций чисто разрывного случайного процесса. Для описания изменений скоростей в этом процессе используется уравнение Колмогорова—Феллера, которое И. В. Петровская [2] записала в виде

$$\frac{\partial \varphi(x, \theta, y)}{\partial \theta} = -\varphi(x, \theta, y) \int_0^{\infty} \Phi(y, z-y) dz + \int_0^{y_1} \varphi(x, \theta, z) \Phi(z, y-z) dz \quad (1)$$

с безразмерными переменными — временем θ и модулями скорости x и y . $\varphi(x, \theta, y)$ — вероятность того, что модуль, равный x в момент $\theta = 0$, примет значение в интервале $(y, y + dy)$ в момент θ . $\Phi(x, y - x) dy d\theta$ — вероятность того, что за время $d\theta$ случайная переменная x получит приращение, когда ее новое значение будет заключено в $(y, y + dy)$.

Трудности в получении аналитического решения интегро-дифференциального уравнения [1] побудили И. В. Петровскую и В. С. Калиберда [3, 4] решать его численными методами для ряда вариаций в начальных условиях, в y_1 — скорости усечения, а также в массах взаимодействующих звезд.

Сравнение теоретических функций, представленных таблицами, с наблюдениями для звездных скоплений пока недоступно, в связи с малой дисперсией скоростей в скоплениях и довольно большими ошибками наблюдений. Однако допустим, что распределение скоростей звезд поля установилось в процессе звездообразования, в условиях повышенной плотности материи, и сохранилось без существенных изменений до нашего времени. Тогда современная малая плотность материи в окрестностях Солнца не может быть аргументом против сравнения теоретических функций [3, 4] с наблюдаемыми распределениями скоростей близких звезд. А результат этого сравнения может быть интересен с точки зрения сделанного допущения.

Трудностью на пути такого сопоставления служит различие в абсциссах усечения: для вычислений принимались y_1 от 1.4 до 2.5, наблюдения же дают $y_1 > 4$. Эту трудность мы обошли следующим образом. Вместо самих гистограмм распределений скоростей использовали их аналитическое представление во всем диапазоне наблюдаемых скоростей с помощью модификации функции Планка [5], которое затем искусственно усекли по методу Мичи [6], введя в числитель множитель усечения при том же y_1 что и в [3]:

$$\varphi(y) dy = p(\delta, \omega_1) \frac{l^2 y^2 [1 - \exp(y^2 - y_1^2)] dy}{(\delta + l^2 y^2)^{7/2} [\exp(\delta + l^2 y^2)^{-1/2} - 1]} \quad (2)$$

где $y^2 = v^2 / \langle v^2 \rangle$, $l^2 = \langle v^2 \rangle / C^2$, $\omega_1^{-2} = \delta + l^2 y_1^2$.

Здесь $\langle v^2 \rangle$ — дисперсия скоростей, C и δ — параметры, $p(\delta, \omega_1)$ — получаемая из условия нормировки функция.

Наиболее детальное сравнение производилось с теоретическим случаем равных масс у пробной звезды и звезд поля для разных моментов времени по данным [3]. Обнаружено, что у сравниваемых функций имеется заметное сходство, которое нарастает по мере увеличения θ , вплоть до квазиравновесного случая, изображенного на рис. 1а. Здесь кривая (2) рассчитана при $l=0.22$ и $\delta=0.02$. Чтобы иметь критерии близости, на рис. 1б та же функция И. В. Петровской сопоставляется с функцией Максвелла при двух значениях дисперсий и на рис. 1с изображены функции И. В. Петровской и В. С. Калиберда 1-го приближения, а также полученная на основе последней функция 2-го приближения [7], которые их авторы считают почти совпадающими между собой. Как видим, расхождения между кривыми на рис. 1а не больше, чем на рис. 1с. Они будут еще меньше для 2-го приближения функции И. В. Петровской.

Отметим, что в [3] для звезд поля принималось распределение Максвелла. Рис. 1б показывает степень несогласованности решения [3], что, впрочем мало влияет на окончательную функцию $f(y)$ для $y < 2$, судя по [7].

Большое сходство кривых рис. 1а делает желательным получение более согласованного решения уравнения (1), когда распределение скоростей звезд поля представляется формулой Планка. Первоочередной задачей на этом пути становится нахождение Φ — вероятности сближений с заданным изменением скорости. Эта задача имеет и самостоятельный интерес. При максвелловском распределении скоростей звезд поля ее решил Т. А. Агекян [1]. Для распределения В. С. Калиберда [4] с усечением $y_1 = 2$ функция Φ получена в [7]. Привлечение нового примера позволит оценить чувствительность результатов к исходным данным и, в частности, к усечению функции.

Вероятность сближений с заданным изменением модуля скорости в случае равенства масс рассматриваемой звезды и звезд поля получаем на основании общих формул Т. А. Агекяна [1], в которых переходим к переменной в виде первой степени приведенной скорости $x = v/\sqrt{\langle v^2 \rangle}$ и интегрирование производим по $z = v_f/\sqrt{\langle v \rangle}$ — приведенной скорости звезд поля. Тогда

$$\Phi'(x, y-x) = \frac{32 \pi y}{3x(y^2-x^2)^3} \left| \frac{1}{4} x(x^2+3y^2) \int_y^\infty \varphi(z) \frac{dz}{z} + \int_y^x \varphi(z) \left(z^2 - \frac{y^2-x^2}{4} \right) \sqrt{z^2-y^2+x^2} \frac{dz}{z} \right|, \quad y > x \quad (3)$$

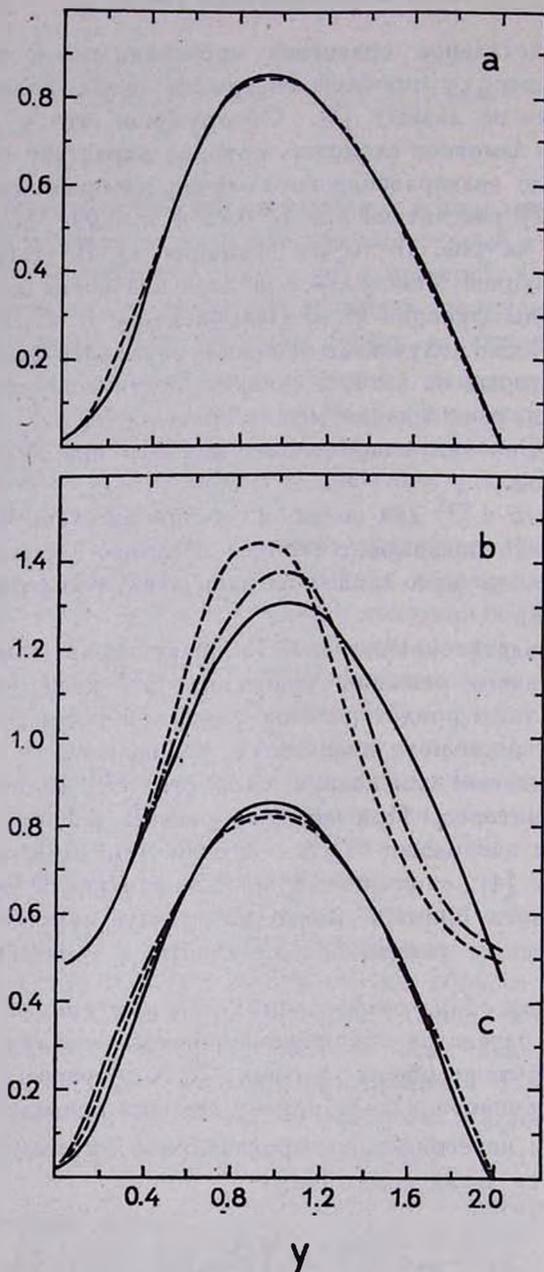


Рис. 1. Кривые распределений скоростей звезд. Обозначения: а) — сплошная линия — функция Планка, пунктирная — функция И. В. Петровской. б) — сплошная линия — функция И. В. Петровской, пунктирная и штрих-пунктирная — функции Максвелла с σ 1 и 1.175, соответственно, в) — сплошная линия — функция И. В. Петровской, редкий пунктир — функция В. С. Калиберда, частый пунктир — функция А. А. Вьюга, В. С. Калиберда и И. В. Петровской.

и

$$\begin{aligned} \Phi''(x, y-x) = & -\frac{32\pi y}{3x(y^2-x^2)^3} \left[\frac{1}{4} y (3x^2+y^2) \int_y^\infty \varphi(z) \frac{dz}{z} + \right. \\ & \left. + \int_0^y \varphi(z) \left(z^2 - \frac{3}{4} y^2 + \frac{3}{4} x^2 \right) dz \right], \quad y < x. \end{aligned} \quad (4)$$

При $y \rightarrow x$ выражения (3) и (4) совпадают, но $\Phi \rightarrow \infty$.

В качестве $\varphi(z)$ — распределения скоростей звезд поля — примем неусеченное или вертикально усеченное планковское распределение из [5]:

$$\varphi(z) dz = \frac{p(\delta) l^3 z^2 dz}{(\delta + l^2 z^2)^{7/2} [\exp(\delta + l^2 z^2)^{-1/2} - 1]}, \quad (5)$$

где

$$p(\delta) = \left[\int_0^{\delta^{-1/2}} \frac{t^3 \sqrt{1 - \delta t^2} dt}{e^t - 1} \right]^{-1}, \quad (6)$$

смысл l^3 и δ объяснен выше. В случае усечения $p(\delta)$ заменяется на $p(\delta, v_1/C)$, когда нижний предел в (6) равен $(v_1^2/C^2 + \delta)^{-1/2}$.

При подстановке (5) в (3) и (4) сталкиваемся со следующими интегралами и их представлением через табличные (некоторые из них приведены в [8], другие еще не опубликованы):

$$\begin{aligned} J_1 = \int_y^\infty \varphi(z) \frac{dz}{z} &= p(\delta) l^3 \int_y^\infty \frac{(\delta + l^2 z^2)^{-7/2} z dz}{\exp(\delta + l^2 z^2)^{-1/2} - 1} = \\ &= p(\delta) l \int_{\Delta_1^{-1/2}}^{\Delta_1^{-1/2}} \frac{u^4 du}{e^u - 1}, \\ J_2 = \int_0^y \varphi(z) \left[z^2 - \frac{3}{4} (y^2 - x^2) \right] dz &= \frac{p(\delta)}{l^2} = \\ \times \left\{ \int_{\Delta_1^{-1/2}}^{\delta^{-1/2}} \frac{u \sqrt{1 - \delta u^2} du}{e^u - 1} - \left[\delta + \frac{3}{4} l^2 (y^2 - x^2) \right] \int_{\Delta_1^{-1/2}}^{\delta^{-1/2}} \frac{u^3 \sqrt{1 - \delta u^2} du}{e^u - 1} \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned}
 J_3 &= \int_{\sqrt{y^2-x^2}}^y \varphi(z) \left(z^2 - \frac{y^2-x^2}{4} \right) \sqrt{z^2-y^2+x^2} \frac{dz}{z} = \\
 &= \frac{p(\delta)}{l^2} \left\{ \int_{\Delta_1^{-1/2}}^{\Delta_2^{-1/2}} \frac{u \sqrt{1-\Delta_2 u^2} du}{e^u - 1} - \right. \\
 &\quad \left. - \left[\delta + \frac{1}{4} l^2 (y^2 - x^2) \right] \int_{\Delta_1^{-1/2}}^{\Delta_2^{-1/2}} \frac{u^3 \sqrt{1-\Delta_2 u^2} du}{e^u - 1} \right\},
 \end{aligned}$$

где

$$\Delta_1 = \delta + l^2 y^2, \quad \Delta_2 = \delta + l^2 y^2 - l^2 x^2. \quad (8)$$

Искомые вероятности теперь записываются:

$$\begin{aligned}
 \Phi'(x, y-x) &= \frac{32\pi y}{3x(y^2-x^2)^3} \left[J_3 + \frac{1}{4} x(x^2+3y^2) J_1 \right], \quad y > x, \\
 \Phi''(x, y-x) &= -\frac{32\pi y}{3x(y^2-x^2)^3} \left[J_2 + \frac{1}{4} y(3x^2+y^2) J_1 \right], \quad y < x
 \end{aligned} \quad (9)$$

и легко рассчитываются для каждой пары x и y при заданных l и δ . Функция $\lg[(1/2y)\Phi(x, y-x)]$ вычислялась при $\delta = 0.02$ и $l = 0.2$ и тех же, что и в [1], аргументах, в окончательный результат внесено исправление ошибки в 2 раза в [1], отмеченной в [3] (табл. 1). На рис. 2 сопоставляются функции, соответствующие распределениям для звезд поля по формулам Планка, Максвелла и по таблице В. С. Калиберда [4].

Хотя в общих чертах сравниваемые функции сходны, между ними имеются заметные расхождения. Они тем больше, чем больше x^2 и $|y^2 - x^2|$, поскольку в области больших скоростей неусеченная функция Планка проходит существенно выше функции Максвелла и, естественно, выше усеченной при $y_1 = 2$ функции В. С. Калиберда. Наша функция более симметрична относительно $y^2 - x^2 = 0$.

Если различия между кривыми Т. А. Агеяна и нашими обязаны различию в принятых $\varphi(z)$, то меньшие различия между кривыми из [7] и нашими иллюстрируют роль усечения и, частично, учета кратности сближений.

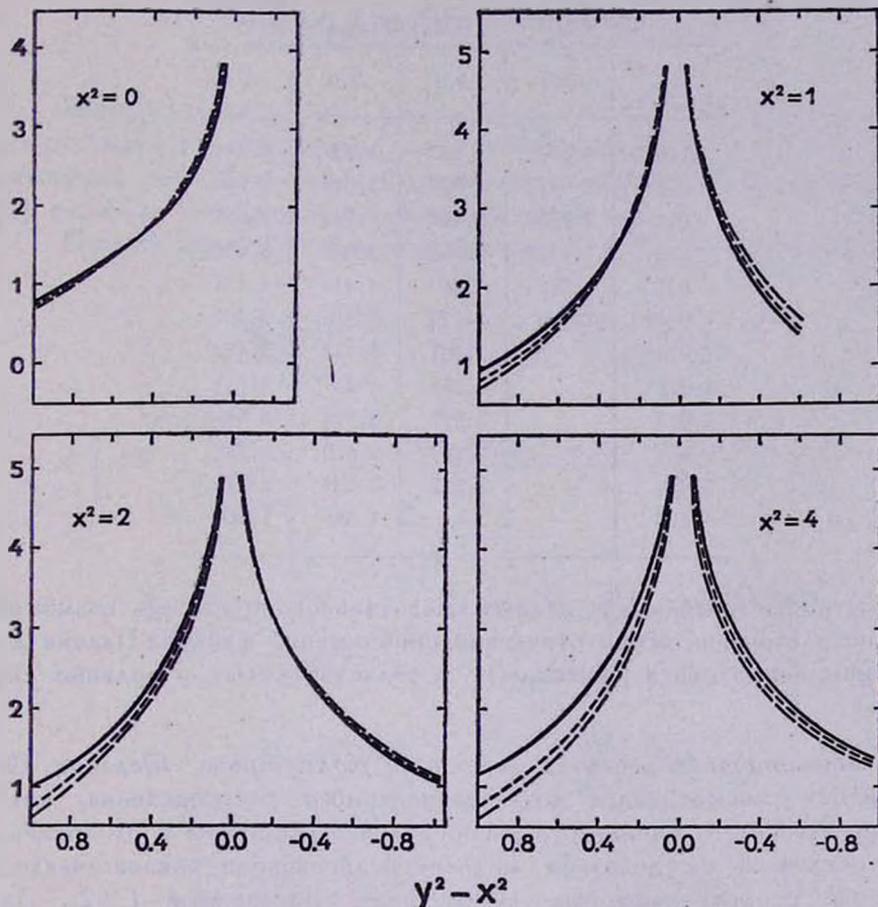


Рис. 2. Функция $\lg(\Phi(x, y-x)/2y)$. Сплошные кривые — по данным табл. 1, частый пунктир — по данным А. А. Вьюга, В. С. Калиберда и И. В. Петровской, редкий пунктир — по данным Т. А. Агеяна.

Из [7] и [9] видно, что Φ' и Φ'' не выражаются через элементарные функции, это затрудняет получение аналитического решения уравнения Колмогорова—Феллера и сравнение его с модификацией функции Планка (5). Если для промежуточных скоростей можно довольствоваться близостью (5) с результатами численного интегрирования, то для малых скоростей на рис. 1а имеются небольшие рас-

хождения и желательно проверить, насколько они принципиальны. Установить поведение решения при больших y , начиная приблизительно с 1.5, и особенно при $y > 2$ по рис. 1а вообще невозможно из-за принятого усечения в $y_1 = 2$.

Таблица 1
ФУНКЦИЯ $\lg [(1/2y) \Phi(x, y-x)]$

| $x^2 \backslash y^2 - x^2$ | 0.0 | 1.0 | 2.0 | 4.0 |
|----------------------------|-------|-----------|-------|-------|
| 1.0 | 1.009 | 1.260 | 1.349 | 1.414 |
| 0.6 | 1.571 | 1.939 | 2.045 | 2.115 |
| 0.4 | 1.988 | 2.470 | 2.588 | 2.662 |
| 0.2 | 2.657 | 3.369 | 3.503 | 3.584 |
| 0.1 | 3.292 | 4.269 | 4.416 | 4.494 |
| 0.05 | 3.909 | 5.170 | 5.316 | 5.401 |
| -0.05 | | 5.162 | 5.322 | 5.410 |
| -0.1 | | 4.255 | 4.427 | 4.511 |
| -0.2 | | 3.337 | 3.523 | 3.616 |
| -0.4 | | 2.390 | 2.620 | 2.728 |
| -0.6 | | 1.752 | 2.089 | 2.213 |
| -1.0 | | $-\infty$ | 1.395 | 1.566 |

Эти обстоятельства делают желательной проверку возможности использования асимптотических приближений функции Плавка для описания асимптотики решения (1) в областях малых и больших скоростей.

Асимптотика решения уравнения Колмогорова—Феллера. Ограничимся рассмотрением квазистационарного распределения, которое не зависит от начального распределения скоростей и от времени, если отвлечься от довольно медленной диссипации членов звездной системы, скорости которых превосходят критическую ($\gg 2$). Для простоты не будем учитывать регулярные силы системы и кратные сближения. В этом случае уравнение (1) сводится к

$$f(y) \int_0^{\infty} \Phi(y, z-y) dz = \int_0^{y_1} f(z) \Phi(z, y-z) dz. \quad (10)$$

Функция Φ , по [3] и [4], зависит от знака $z - y$, поэтому (10) следует развернуть в виде:

$$\begin{aligned}
 f(y) \left[\int_0^y \Phi''(y, z-y) dz + \int_y^\infty \Phi'(y, z-y) dz \right] = \\
 = \int_0^y f(z) \Phi'(z, y-z) dz + \int_y^{y_1} f(z) \Phi''(z, y-z) dz.
 \end{aligned}
 \tag{11}$$

Вследствие того, что при выводе Φ' и Φ'' допускались сколь угодно далекие сближения, при $z \rightarrow y$ функции Φ' и $\Phi'' \rightarrow \infty$ и все интегралы по z расходятся. Однако, как показала И. В. Петровская [2], решение интегрального уравнения возможно.

Правую часть (11) при подстановке (9) и (7), (8) можно записать:

$$\begin{aligned}
 R(y) = \frac{32\pi}{3} p(\delta) y \left\{ \int_0^y \frac{f(z)}{z(y^2 - z^2)^3} \times \right. \\
 \times \left[l^{-2} \int_{(\delta + l^2 y^2)^{-1/2}}^{(\delta + l^2 y^2 - l^2 z^2)^{-1/2}} \frac{t(1 - \delta t^2) \sqrt{1 - (\delta + l^2 y^2 - l^2 z^2) t^2} dt}{e^t - 1} - \right. \\
 - \frac{y^2 - z^2}{4} \int_{(\delta + l^2 y^2)^{-1/2}}^{(\delta + l^2 y^2 - l^2 z^2)^{-1/2}} \frac{t^3 \sqrt{1 - (\delta + l^2 y^2 - l^2 z^2) t^2} dt}{e^t - 1} + \\
 + \frac{lz}{4} (z^2 + 3y^2) \int_0^{(\delta + l^2 y^2)^{-1/2}} \left. \frac{t^4 dt}{e^t - 1} \right] dz + \\
 + \int_y^{y_1} \frac{f(z)}{z(z^2 - y^2)^3} \left[l^{-2} \int_{(\delta + l^2 y^2)^{-1/2}}^{\delta^{-1/2}} \frac{t(1 - \delta t^2)^{3/2} dt}{e^t - 1} - \right. \\
 - \frac{3}{4} (y^2 - z^2) \int_{(\delta + l^2 y^2)^{-1/2}}^{\delta^{-1/2}} \frac{t^3 \sqrt{1 - \delta t^2} dt}{e^t - 1} + \\
 \left. + \frac{ly}{4} (y^2 + 3z^2) \int_0^{(\delta + l^2 y^2)^{-1/2}} \frac{t^4 dt}{e^t - 1} \right] dz \Big\}.
 \end{aligned}
 \tag{12}$$

Коэффициент при $f(y)$ в левой части (11) в этом случае:

$$\begin{aligned}
 L(y) = & \frac{32\pi}{3} \frac{p(\delta)}{y} \left\{ \int_0^y \frac{z}{(y^2 - z^2)^3} \left[l^{-2} \int_{(\delta + l^2 z^2)^{-1/2}}^{\delta^{-1/2}} \frac{t(1 - \delta t^2)^{3/2} dt}{e^t - 1} - \right. \right. \\
 & - \frac{3}{4} (z^2 - y^2) \int_{(\delta + l^2 z^2)^{-1/2}}^{\delta^{-1/2}} \frac{t^3 (1 - \delta t^2)^{1/2} dt}{e^t - 1} + \\
 & + \frac{ly}{4} (3y^2 + z^2) \int_0^{(\delta + l^2 z^2)^{-1/2}} \left. \frac{t^4 dt}{e^t - 1} \right] dz + \int_y^\infty \frac{z}{(z^2 - y^2)^3} \times \\
 & \times \left[l^{-2} \int_{(\delta + l^2 z^2)^{-1/2}}^{(\delta + l^2 z^2 - l^2 y^2)^{-1/2}} \frac{t(1 - \delta t^2) \sqrt{1 - (\delta + l^2 z^2 - l^2 y^2) t^2} dt}{e^t - 1} - \right. \\
 & - \frac{1}{4} (z^2 - y^2) \int_{(\delta + l^2 z^2)^{-1/2}}^{(\delta + l^2 z^2 - l^2 y^2)^{-1/2}} \frac{t^3 \sqrt{1 - (\delta + l^2 z^2 - l^2 y^2) t^2} dt}{e^t - 1} + \\
 & \left. \left. + \frac{ly}{4} (y^2 + 3z^2) \int_0^{(\delta + l^2 z^2)^{-1/2}} \frac{t^4 dt}{e^t - 1} \right] dz \right\}.
 \end{aligned} \tag{13}$$

Асимптотика функции (5) имеет вид

$$\begin{aligned}
 \text{для малых } z: \quad f(z) &= \alpha z^3 - \beta z^4 + \dots \\
 \text{для больших } z: \quad f(z) &= \frac{A}{z^4} + \dots
 \end{aligned} \tag{14}$$

Подстановка в уравнение (10) выражений (13) и (12) с $f(z)$ по (14) дает искомые $f(y)$ для малых и, соответственно, больших y , а точнее говоря, проверяет их. Однако большое число членов в $R(y)$ и $L(y)$, каждый из которых — двойной интеграл, не выражающийся через элементарные функции, делает очень громоздкими выкладки. Чтобы сократить их, выделим в R и L старшие члены.

Для малых y $l^2 y^2$ гораздо меньше δ , вследствие чего в ряде интегралов в (12) и (13) оба предела почти одинаковы и эти интегралы можно опустить. Остаются лишь

$$R(y) \approx \frac{8\pi}{3} p(\delta) ly \int_0^{\delta^{-1/2}} \frac{t^4 dt}{e^t - 1} \left| \int_0^y \frac{f(z)(3y^2 + z^2) dz}{(y^2 - z^2)^3} + \right. \\ \left. + y \int_y^{y_1} \frac{f(z)(y^2 + 3z^2) dz}{z(z^2 - y^2)^3} \right| \quad (15)$$

и

$$L(y) \approx \frac{8\pi}{3} \frac{p(\delta) l}{y} \int_0^{\delta^{-1,2}} \frac{t^4 dt}{e^t - 1} \left| \int_0^y \frac{z^3(3y^2 + z^2) dz}{(y^2 - z^2)^3} + \right. \\ \left. + y \int_y^{\infty} \frac{z(y^2 + 3z^2) dz}{(z^2 - y^2)^3} \right|. \quad (16)$$

Расходимость интегралов при $z \rightarrow y$, которая не сказывается на окончательном значении $f(y)$, обходим введением разложений

$$\frac{1}{(y^2 - z^2)^3} = \frac{1}{2y^6} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(n+2)!}{n!} \left(\frac{z}{y}\right)^{2n}, \quad y > z; \\ \frac{1}{(z^2 - y^2)^3} = \frac{1}{2z^6} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(n+2)!}{n!} \left(\frac{y}{z}\right)^{2n}, \quad z > y. \quad (17)$$

С их помощью запишем интегралы в $R(y)$

$$I_R = \int_0^y \frac{f(z)(z^2 + 3y^2) dz}{(y^2 - z^2)^3} = \frac{1}{2y^6} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(n+2)!}{n! y^{2n}} \int_0^y (az^3 - \beta z^4 + \dots) \times \\ \times (3y^2 + z^2) z^{2n} dz = \frac{1}{2y} \sum_0^{\infty} \frac{(n+2)!}{n!} \left[a \left(\frac{3}{2n+3} + \frac{1}{2n+5} \right) - \right. \\ \left. - \beta y^2 \left(\frac{3}{2n+5} + \frac{1}{2n+7} \right) + \dots \right]; \quad (18)$$

$$II_R = \int_y^{y_1} \frac{f(z)(y^2 + 3z^2) dz}{z(z^2 - y^2)^3} = \int_0^{y_1} \frac{f(z)(y^2 + 3z^2) dz}{z(z^2 - y^2)^3} + \int_0^y \frac{f(z)(y^2 + 3z^2) dz}{z(y^2 - z^2)^3} = \\ = \frac{a}{4y^2} \sum_0^{\infty} \frac{(n+2)!}{n!} \left(\frac{1}{n+1} + \frac{3}{n+2} \right) - \frac{\beta}{4} \sum_0^{\infty} \frac{(n+2)!}{n!} \left(\frac{1}{n+2} + \frac{3}{n+3} \right) + \\ + 3 \left\langle \frac{z}{(z^2 - y^2)^3} \right\rangle + y^2 \left\langle \frac{1}{z(z^2 - y^2)^3} \right\rangle. \quad (19)$$

Сумму двух последних членов — средних — можно записать в виде:

$$\begin{aligned} & \frac{3}{2} \left\langle \frac{1}{z^5} \sum_0^{\infty} \frac{(n+2)!}{n!} \frac{y^{2n}}{z^{2n}} \right\rangle + \frac{1}{2} y^2 \left\langle \frac{1}{z^7} \sum_0^{\infty} \frac{(n+2)!}{n!} \frac{y^{2n}}{z^{2n}} \right\rangle = \\ & = 3 \left\langle \frac{1}{z^5} \right\rangle + 10 y^2 \left\langle \frac{1}{z^7} \right\rangle + \dots \end{aligned}$$

после чего вся комбинация $R(y)$ оказывается равной

$$\begin{aligned} R(y) \approx & \frac{8\pi}{3} p(\delta) l y \int_0^{\delta^{-1/2}} \frac{t^4 dt}{e^t - 1} \left[\frac{\alpha}{2y} \sum_0^{\infty} \frac{(n+2)!}{n!} \left(\frac{1}{2n+2} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{3}{2n+3} + \frac{3}{2n+4} + \frac{1}{2n+5} \right) - \right. \\ & \left. - \frac{\beta}{2} y \sum_0^{\infty} \frac{(n+2)!}{n!} \left(\frac{1}{2n+4} + \frac{3}{2n+5} + \frac{3}{2n+6} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{2n+7} \right) + 3y \left\langle \frac{1}{y^5} \right\rangle + \dots \right]. \end{aligned} \quad (20)$$

Члены из $L(y)$ можно представить следующими разложениями:

$$I_L = \int_0^y \frac{z^2 (3y^2 + z^2) dz}{(y^2 - z^2)^3} = \frac{1}{2y} \sum_0^{\infty} \frac{(n+2)!}{n!} \left(\frac{3}{2n+3} + \frac{1}{2n+5} \right) \quad (21)$$

и

$$II_L = \int_y^{\infty} \frac{z (y^2 + 3z^2) dz}{(z^2 - y^2)^3} = \frac{1}{4y^2} \sum_0^{\infty} \frac{(n+2)!}{n!} \left(\frac{3}{n+1} + \frac{1}{n+2} \right). \quad (22)$$

Отсюда

$$\begin{aligned} L(y) \approx & \frac{8\pi}{3} p(\delta) \frac{l}{y} \int_0^{\delta^{-1/2}} \frac{t^4 dt}{e^t - 1} \frac{1}{2y} \sum_0^{\infty} \frac{(n+2)!}{n!} \left(\frac{3}{2n+2} + \right. \\ & \left. + \frac{3}{2n+3} + \frac{1}{2n+4} + \frac{1}{2n+5} \right). \end{aligned} \quad (23)$$

Сочетание (20) и (23) дает искомое асимптотическое приближение для малых скоростей

$$\begin{aligned}
 f(y) = & y^{2z} \frac{\sum_0^\infty \frac{(n+2)!}{n!} \left(\frac{1}{n+1} + \frac{3}{n+1.5} + \frac{3}{n+2} + \frac{1}{n+2.5} \right)}{\sum_0^\infty \frac{(n+2)!}{n!} \left(\frac{3}{n+1} + \frac{3}{n+1.5} + \frac{1}{n+2} + \frac{1}{n+2.5} \right)} - \\
 & - y^4 \left[\frac{\beta \sum_0^\infty \frac{(n+2)!}{n!} \left(\frac{1}{n+2} + \frac{3}{n+2.5} + \frac{3}{n+3} + \frac{1}{n+3.5} \right) - 6 \left\langle \frac{1}{y^5} \right\rangle}{\sum_0^\infty \frac{(n+2)!}{n!} \left(\frac{3}{n+1} + \frac{3}{n+1.5} + \frac{1}{n+2} + \frac{1}{n+2.5} \right)} \right] + \dots
 \end{aligned}
 \tag{24}$$

Отношения сумм в обоих членах незначительно меньше единиц, то есть первый член близок к zy^2 , а второй — к $-zy^4$, что означает положительный результат проверки и несущественное влияние опущенных членов на коэффициенты $f(y)$.

Отметим, что в области малых v , как уже отмечалось в [5], функции Планка и Максвелла имеют одинаковую асимптотику, а одинаковый ход последней и решения [3] виден на рис. 1б.

Большие y . Большими скоростями часто называют скорости, превосходящие несколько стандартов. Для таких y старшие члены в R и L выделим, воспользовавшись численными значениями внутренних интегралов в (12) и (13) для одного из таких значений y , а именно, для $y = 5$ (при $l = 0.2$ и $\delta = 0.02$). В табл. 2 цифрами I—VI озаглавлены порядковые номера членов в квадратных скобках (12) и (13). z принимались равными предельному и одному промежуточному значению.

Таблица 2

| z | I | II | III | IV | V | VI |
|----------|------|-----|-----|------|-----|-----|
| В $R(y)$ | | | | | | |
| 0 | 0 | 0 | 0 | | | |
| 3.6 | 2.7 | 0.4 | 2.5 | | | |
| 5.0 | 17.5 | 0 | 4.0 | 17.5 | 0 | 4.0 |
| 7.1 | | | | 17.5 | 90 | 6.9 |
| В $L(y)$ | | | | | | |
| 0 | 0 | 0 | 0 | | | |
| 3.6 | 2.7 | 1.3 | 2.5 | | | |
| 5.0 | 17.5 | 0 | 4.0 | 17.5 | 0 | 4.0 |
| 6.1 | | | | | 0.6 | 2.7 |
| ∞ | | | | 0 | 0 | 0 |

Старшими членами в R оказываются I и V, а в L — I и IV:

$$\begin{aligned}
 R(y) \approx & \frac{32\pi}{3} p(\delta) l^{-2} y \left[\int_0^y \frac{f(z) dz}{z(y^2 - z^2)^3} \times \right. \\
 & \times \int_{(\delta + l^2 y^2)^{-1/2}}^{(\delta + l^2 y^2 - l^2 z^2)^{-1/2}} \frac{t \sqrt{1 - (\delta + l^2 y^2 - l^2 z^2) t^2} dt}{e^t - 1} + \\
 & \left. + \frac{3}{4} l^2 \int_y^{y^*} \frac{f(z) dz}{z(z^2 - y^2)^2} \int_0^{\delta^{-1/2}} \frac{t^3 \sqrt{1 - \delta t^2} dt}{e^t - 1} \right] \quad (25)
 \end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned}
 L(y) \approx & \frac{32\pi}{3} p(\delta) l^{-2} y^{-1} \left[\int_0^y \frac{z dz}{(y^2 - z^2)^3} \int_{(\delta + l^2 z^2)^{-1/2}}^{\delta^{-1/2}} \frac{t \sqrt{1 - \delta t^2} dt}{e^t - 1} + \right. \\
 & \left. + \int_y^{\infty} \frac{z dz}{(z^2 - y^2)^3} \int_{(\delta + l^2 z^2)^{-1/2}}^{(\delta + l^2 z^2 - l^2 y^2)^{-1/2}} \frac{t \sqrt{1 - (\delta + l^2 z^2 - l^2 y^2) t^2} dt}{e^t - 1} \right]. \quad (26)
 \end{aligned}$$

В первых членах (25) и (26) опущены малые произведения интеграла на δ , а во втором члене (25) малый нижний предел заменен нулем.

Через y_* обозначена абсцисса реального усечения функции скоростей.

Подставим в (25) асимптотическое приближение для $f(z)$ в форме Рэлея-Джисса из (14). Из под знаков интегралов в (25) и (26) вынесем значения $1/(e^{\bar{t}} - 1)$, где $\bar{t} = \theta t_1 + (1 - \theta) t_2$ — некоторое среднее значение в пределах интегрирования (t_1, t_2) и, если \bar{t} мало, имеем приближение $e^{\bar{t}} - 1 = \bar{t}(1 + (1/2)\bar{t})$. Пренебрегаем малым δ по отношению к большим $l^2 y^2$. Тогда, произведя очевидные операции, получаем:

$$\begin{aligned}
 J_R &= \int_0^y \frac{f(z) dz}{z(y^2 - z^2)^3} \int_{\Delta_1^{-1/2}}^{\Delta_2^{-1/2}} \frac{t \sqrt{1 - \Delta_2 t^2} dt}{e^{\bar{t}} - 1} = \\
 &= \frac{l^3}{3} \int_0^y \frac{f(z) z^2 (y^2 - z^2)^{-3} (\delta + y^2)^{-3/2} dz}{\exp[\theta(\delta + l^2 y^2 - l^2 z^2)^{-1/2} + (1 - \theta)(\delta + l^2 y^2)^{-1/2}] - 1} =
 \end{aligned}$$

$$= \frac{1}{3y^2 \left(\exp \frac{1 + \theta \theta'^2}{ly} - 1 \right)} \left[\int_0^{y_*} \frac{f(z) z^2 dz}{(y^2 - z^2)^3} - \int_y^{y_*} \frac{f(z) z^2 dz}{(z^2 - y^2)^3} \right] =$$

$$= \frac{ly^{-8}}{6 \left(1 + \frac{1}{2} \theta \theta'^2 \right)} \left(1 - \frac{1 + \frac{1}{2} \theta \theta'^2}{2ly} + \dots \right) \times \quad (27)$$

$$\times \left[2 \langle z^2 \rangle + \frac{6}{y^2} \langle z^4 \rangle + \dots + \frac{A}{y} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(n+2)!}{n!(2n+7)} \left(1 - \frac{y^{2n+7}}{y_*^{2n+7}} \right) \right],$$

$$0 < \theta \text{ и } \theta' < 1.$$

Заменим моменты z на моменты y , опустим малые $(y/y_*)^{2n+7}$ и (1/2) $\theta \theta'^2$, тогда ряд по степеням $1/y$ приобретает вид:

$$I_R \approx \frac{1}{y^8} \left(\frac{l}{3} \langle y^2 \rangle \right) + \frac{1}{y^9} \left(\frac{Al}{6} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(n+2)!}{n!(2n+7)} - \frac{\langle y^3 \rangle}{6} \right) +$$

$$+ \frac{1}{y^{10}} \left(l \langle y^4 \rangle - \frac{A}{12} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(n+2)!}{n!(2n+7)} + \dots \right) + \dots \quad (28)$$

Второй член $R(y)$:

$$II_R = \frac{3}{4} l^2 \int_0^{\lambda^{-1/2}} \frac{t^3 \sqrt{1 - \delta t^2} dt}{e^t - 1} \int_y^{y_*} \frac{f(z) dz}{z(z^2 - y^2)^2} =$$

$$= \frac{3}{8} \frac{Al^2}{y^8} \int_0^{\lambda^{-1/2}} \frac{t^3 \sqrt{1 - \delta t^2} dt}{e^t - 1} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(n+1)}{(n+4)} \left(1 - \frac{y^{2n+8}}{y_*^{2n+8}} \right) \approx \quad (29)$$

$$\approx \frac{3}{8} \frac{Al^2}{y^8} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n+1}{n+4} \int_0^{\lambda^{-1/2}} \frac{t^3 \sqrt{1 - \delta t^2} dt}{e^t - 1}.$$

Аналогично члены $L(y)$:

$$\begin{aligned}
 I_L &\approx \int_0^y \frac{z dz}{(y^2 - z^2)^3} \int_{(\delta + l^2 z^2)^{-1/2}}^{\delta^{-1/2}} \frac{t \sqrt{1 - \delta t^2} dt}{e^t - 1} = \\
 &= \frac{l^3}{3} \int_0^y \frac{z^4 (y^2 - z^2)^{-3} (\delta + l^2 z^2)^{-3/2} dz}{\exp[\theta_1 \delta^{-1/2} + (1 - \theta_1) (\delta + l^2 z^2)^{-1/2}] - 1} = \\
 &= \frac{l^3}{3y} (\delta + \theta_1^2 l^2 y^2)^{-3/2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(n+2)!}{n! (2n+5)} \exp \left[- \left(\frac{\theta_1}{\sqrt{\delta}} + \frac{1 - \theta_1}{\sqrt{\delta + \theta_1^2 l^2 y^2}} \right) \right] = \\
 &= \frac{e^{-\theta_1 \delta^{-1/2}}}{3\theta_1^3 y^4} \left(1 - \frac{3}{2} \frac{\delta}{\theta_1^2 l^2 y^2} + \dots \right) \times \quad (30) \\
 &\times \left[1 + \frac{1 - \theta_1}{\theta_1 l y} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\delta}{\theta_1^2 l^2 y^2} \right) + \dots \right] \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(n+2)!}{n! (2n+5)} \approx \\
 &\approx \left[\frac{1}{y^4} \left(\frac{1}{3\theta_1^3} \right) + \frac{1}{y^5} \left(\frac{1 - \theta_1}{3\theta_1^4 l} \right) - \frac{1}{y^6} \left(\frac{1}{2} \frac{\delta}{\theta_1^5 l^2} \right) \right] e^{-\theta_1 \delta^{-1/2}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(n+2)!}{n! (2n+5)} \\
 &0 < \theta_1 \text{ и } \theta_1 < 1
 \end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned}
 II_L &= \int_y^{\infty} \frac{z dz}{(z^2 - y^2)^3} \int_{\Delta_1^{-1/2}}^{\Delta_2^{-1/2}} \frac{t \sqrt{1 - \Delta_2 t^2} dt}{e^t - 1} = \frac{l^3 y^3}{6} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(n+2)!}{n!} \times \\
 &\times \int_y^{\infty} \frac{y^{2n} z^{-2n-5} (\delta + l^2 z^2)^{-3/2} dz}{\exp[\theta'' (\delta + l^2 z^2 - l^2 y^2)^{-1/2} + (1 - \theta'') (\delta + l^2 z^2)^{-1/2}] - 1} = \quad (31) \\
 &= \frac{l}{12 y^3} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(n+2)!}{n!} \left[\frac{1}{n+3} - \frac{\theta''}{2(n+4)} - \frac{1}{y l} \left(\frac{1}{2n+7} + \frac{\zeta''}{2n+9} \right) + \dots \right]; \\
 &0 < \theta'' < 1.
 \end{aligned}$$

Суммы членов в квадратных скобках (25) и (26) равны

$$I_R + II_R = \frac{a'}{y^8} + \frac{b'}{y^9} + \frac{c'}{y^{10}} + \dots \quad \text{и} \quad I_L + II_L = \frac{a''}{y^3} + \frac{b''}{y^4} + \frac{c''}{y^5} + \dots \quad (32)$$

функция Планка для скоростей может служить аналитическим приближением к квазистационарному решению уравнения Колмогорова—Феллера для чисто разрывного случайного процесса.

С другой стороны, возможность аппроксимации этой функцией распределения скоростей звезд на периферии Галактики (около Солнца) говорит в пользу того, что некогда эти звезды находились в плотных областях (скоплениях, волнах плотности и др.). Вместе с фактом, что даже у наиболее молодых звезд уже установилось распределение рассматриваемого вида [8], рассмотренная аппроксимация относит это время к „моменту“ звездообразования.

Ростовский-на-Дону
физинститут

AN ANALYTICAL APPROXIMATION FOR THE VELOCITY FUNCTION OF STARS IN THE PURELY DISCONTINUOUS RANDOM PROCESS

R. B. SHATSOVA

The modification of Planck's formula for velocities of stars approximates the quasistationary solution of Kolmogorov—Feller equation in the purely discontinuous random process. This follows both from the coincidence of their asymptotics in the regions of small and large velocities and from the practical coincidence of the function with the numerical solution for the intermediate velocities. Planck's function is used for the determination of the probability of rapprochements of stars with a set variation of the velocity module, if the masses are equal to the average mass of the field stars.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Т. А. Азелян, Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. Г. Горбацкий, А. Н. Дейч, В. А. Крат, О. А. Мельников, В. В. Соболев, Курс астрофизики и звездной астрономии, II, гл. XX, ГИФМЛ, 1962. Т. А. Азелян, Астрон. ж., 36, 41, 1959.
2. И. В. Петровская, Астрон. ж., 46, 824, 1969.
3. И. В. Петровская, Астрон. ж., 46, 1220, 1969.
4. В. С. Калиберда, Астрофизика, 5, 433, 1969; Астрон. ж., 47, 960, 1970; В. С. Калиберда, И. В. Петровская, Астрофизика, 6, 135, 1970; 7, 663, 1971; 8, 305, 1972.
5. Р. Б. Шацова, Астрон. ж., 48, 126, 1971.
6. R. W. Michie, M. N., 125, 127, 1963; 126, 331, 1963.
7. А. А. Вьюга, В. С. Калиберда, И. В. Петровская. Уч. зап. ЛГУ (в печати).
8. Р. Б. Шацова, Планковское распределение скоростей звезд в окрестности Солнца, изд-во Ростовского университета, 1965.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

НОЯБРЬ, 1974

ВЫПУСК 4

О РОЛИ ИРРЕГУЛЯРНЫХ СИЛ В СЛАБОНЕСТАЦИОНАРНЫХ САМОГРАВИТИРУЮЩИХ СИСТЕМАХ

В. А. АНТОНОВ, С. Н. НУРИТДИНОВ

Поступила 5 октября 1973

Предлагается достаточно простая аппроксимация интеграла столкновений, удовлетворяющая закону сохранения энергии и H-теореме Больцмана. Посредством ее исследована роль иррегулярных сил в слабонестационарных самогравитирующих системах. Критическая длина волны Джинса не зависит от интенсивности иррегулярных сил, а инкременты возмущений в типичных случаях уменьшаются.

В последнее время появилось несколько работ в звездной динамике [1—4] и теории плазмы (см., например, [5, 6]), в которых вопросы, связанные с обычной диффузией в пространстве скоростей, решаются с помощью штосс-члена Чандрасекара [7] или его более упрощенной формы [8, 9]. Однако штосс-член Чандрасекара не удовлетворяет закону сохранения энергии, так как, умножая его на квадрат скорости и интегрируя по всему пространству скоростей, получим выражение, отличное от нуля.

В данной работе исследуется влияние иррегулярных сил на колебание и устойчивость слабонестационарных самогравитирующих систем. Наш ход рассуждений такой же, как в [2], отличие состоит в том, что у нас предлагается другая, видоизмененная форма штосс-члена. Отметим, что при соответствующем рассмотрении эта форма штосс-члена может быть использована и в теории плазмы.

1. Штосс-член, его свойства и линеаризация. Если рассмотреть основные свойства взаимодействия двух гравитирующих тел, то вместо штосс-члена Чандрасекара правильнее взять следующий штосс-член:

$$\left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_{..} \equiv v \frac{\partial}{\partial v} \left[(v - \bar{v}) f + v^2 \frac{\partial f}{\partial v} \right], \quad (1)$$

причем

$$\bar{v} = \frac{1}{\mu} \int v f dv, \quad v^2 = \frac{1}{3\mu} \int (v - \bar{v})^2 f dv, \quad (2)$$

где v — эффективная частота звездно-звездных сближений, $\mu = \int f dv$ — звездная плотность, v — вектор скорости звезды, \bar{v} — вектор скорости центроида и v^2 — скалярная величина, характеризующая изотропную диффузию в пространстве скоростей. Последние две величины зависят от координат и времени. Здесь и далее, если интеграл без обозначений пределов, то интегрирование производится по всему пространству скоростей. Штосс-член (1) при $\bar{v} = 0$ и v^2 , равном дисперсии максвелловского распределения (4), переходит в штосс-член Чандрасекара.

Рассматриваемый нами штосс-член (1) обладает следующими свойствами:

$$1. \quad \int \psi \cdot \left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_{..} dv = 0 \quad (3)$$

для $\psi \equiv 1$, v и v^2 . То есть выполняются законы сохранения массы, импульса и энергии.

2. Подстановка максвелловского распределения

$$f_0(v) = (2\pi\sigma^2)^{-\frac{3}{2}} e^{-\frac{v^2}{2\sigma^2}} \quad (4)$$

в (1) дает нуль.

3. (1) удовлетворяет Н-теореме Больцмана. Проверка первых двух пунктов проста, а доказательство третьего пункта приводится в приложении I.

Таким образом, штосс-член в форме (1) можно применять для исследования необратимой эволюции звездных систем, он будет точнее, чем приближение, данное Чандрасекаром.

Перейдем к выяснению роли иррегулярных сил в слабонестационарных звездных системах на примере бесконечной однородной модели.

Основное уравнение звездной динамики берем в виде

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_x \frac{\partial f}{\partial x} + v_y \frac{\partial f}{\partial y} + v_z \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial v_x} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \frac{\partial f}{\partial v_y} + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \frac{\partial f}{\partial v_z} = \left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_{..} \quad (5)$$

дополненное уравнением Пуассона

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -\Omega^2 \mu, \quad (6)$$

где $\Omega^2 = 4\pi Gm$, m — масса отдельной звезды. Линеаризация (1), (2), (5) и (6) дает

$$\begin{aligned} & \frac{df_1}{dt} + v_x \frac{\partial f_1}{\partial x} + v_y \frac{\partial f_1}{\partial y} + v_z \frac{\partial f_1}{\partial z} + \frac{\partial f_0}{\partial v_x} \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} + \frac{\partial f_0}{\partial v_y} \frac{\partial \varphi_1}{\partial y} + \frac{\partial f_0}{\partial v_z} \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} = \\ & = v \frac{\partial}{\partial v_x} \left(v_x f_1 + \sigma^2 \frac{\partial f_1}{\partial v_x} \right) + v \frac{\partial}{\partial v_y} \left(v_y f_1 + \sigma^2 \frac{\partial f_1}{\partial v_y} \right) + v \frac{\partial}{\partial v_z} \left(v_z f_1 + \sigma^2 \frac{\partial f_1}{\partial v_z} \right) - \\ & - v \left(\frac{\partial f_0}{\partial v_x} \int v_x f_1 dv + \frac{\partial f_0}{\partial v_y} \int v_y f_1 dv + \frac{\partial f_0}{\partial v_z} \int v_z f_1 dv \right) + \\ & + v \left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial v_x^2} + \frac{\partial^2 f_0}{\partial v_y^2} + \frac{\partial^2 f_0}{\partial v_z^2} \right) \left(\frac{1}{3} \int v^2 f_1 dv - \sigma^2 \mu_1 \right) \end{aligned} \quad (7)$$

и

$$\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial z^2} = -\Omega^2 \mu_1, \quad (8)$$

где $\mu_1 = \int f_1 dv$, а f_1 и φ_1 — соответственно, возмущение функции распределения и гравитационного потенциала, причем $|f_1| \ll |f_0|$. Система единиц выбрана так, чтобы $\mu_0 = 1$.

2. Вывод дисперсионного уравнения. Ввиду однородности среды в равновесном состоянии, можно сразу выделить из возмущения гармонику с определенной длиной волны. Все направления равноправны, поэтому можно считать, что направление волнового вектора совпадает с осью x , а длина его $k > 0$. Тогда по симметрии

$$\int v_y f_1 dv = \int v_z f_1 dv = 0.$$

Обращаются в нуль также все производные по y и z . Заменим $\partial/\partial x$ на ik . Если еще отделить время посредством $\partial/\partial t = p$, то вместо (7) и (8) получаем

$$\begin{aligned} & (p + ikv_x) f_1 + i \frac{\Omega^2 \mu_1}{k} \frac{\partial f_0}{\partial v_x} = v \frac{\partial}{\partial v_x} \left(v_x f_1 + \sigma^2 \frac{\partial f_1}{\partial v_x} \right) + \\ & + v \frac{\partial}{\partial v_y} \left(v_y f_1 + \sigma^2 \frac{\partial f_1}{\partial v_y} \right) + v \frac{\partial}{\partial v_z} \left(v_z f_1 + \sigma^2 \frac{\partial f_1}{\partial v_z} \right) - v \frac{\partial f_0}{\partial v_x} \int v_x f_1 dv + \\ & + v \left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial v_x^2} + \frac{\partial^2 f_0}{\partial v_y^2} + \frac{\partial^2 f_0}{\partial v_z^2} \right) \left(\frac{1}{3} \int v^2 f_1 dv - \sigma^2 \mu_1 \right). \end{aligned} \quad (9)$$

Далее интегрируем (9) по компонентам v_y и v_z один раз непосредственно, а другой раз — предварительно умножив на $v_y^2 + v_z^2$. Получаются уравнения, соответственно, для функций

$$h(v_x, t) = \iint f_1 dv_y dv_z, \quad w(v_x, t) = \iint (v_y^2 + v_z^2) f_1 dv_y dv_z.$$

Именно, после интегрирований по частям оказывается

$$(p + ikv_x)h + i \frac{\Omega^2 \mu_1}{k} \frac{dF_0}{dv_x} = v \frac{\partial}{\partial v_x} \left(v_x h + \sigma^2 \frac{\partial h}{\partial v_x} \right) - \nu \frac{dF_0}{dv_x} \int v_x h dv_x + \nu \frac{\partial^2 F_0}{\partial v_x^2} \left(\frac{1}{3} \int v_x^2 h dv_x + \frac{1}{3} \int w dv_x - \sigma^2 \mu_1 \right), \quad (10)$$

$$(p + ikv_x)w + 2i \frac{\sigma^2 \Omega^2 \mu_1}{k} \frac{dF_0}{dv_x} = v \frac{\partial}{\partial v_x} \left(v_x w + \sigma^2 \frac{\partial w}{\partial v_x} \right) + 2\nu (2\sigma^2 h - w) - 2\nu \sigma^2 \frac{dF_0}{dv_x} \int v_x h dv_x + \quad (11)$$

$$+ 2\nu \left(\sigma^2 \frac{d^2 F_0}{\partial v_x^2} + 2F_0 \right) \left(\frac{1}{3} \int v_x^2 h dv_x + \frac{1}{3} \int w dv_x - \sigma^2 \mu_1 \right),$$

где F_0 — проекция функции $f_0(v)$ на ось v_x :

$$F_0 = (2\pi\sigma^2)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{v_x^2}{2\sigma^2}}.$$

Полученную систему уравнений решаем посредством преобразования Фурье. Введем следующие обозначения:

$$X(\tau) = \int h e^{-i\tau v_x} dv_x, \quad Y(\tau) = \int w e^{-i\tau v_x} dv_x, \quad \theta(\tau) = \int F_0 e^{-i\tau v_x} dv_x,$$

подразумевая, что эти функции еще зависят от t . В частности, при $\tau = 0$ имеем

$$\mu_1 = X(0), \quad \int v_x h dv_x = iX'(0), \quad \int v_x^2 h dv_x = -X''(0).$$

Учитывая все это, получаем

$$\begin{aligned} (\nu\tau - k) \frac{\partial X}{\partial \tau} + (p + \nu\sigma^2\tau^2) X(\tau) &= \frac{\tau\Omega^2}{k} \theta(\tau) X(0) + \nu\tau\theta(\tau) X'(0) + \\ &+ \nu\tau^2\theta(\tau) \left[\frac{X''(0)}{3} - \frac{Y(0)}{3} + \sigma^2 X(0) \right] \equiv K(\tau), \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned}
 (\nu\tau - k) \frac{\partial Y}{\partial \tau} + (p + \nu\sigma^2\tau^2) Y(\tau) = 2\nu [2\sigma^2 X(\tau) - Y(\tau)] + \\
 + \frac{2\sigma^2\Omega^2}{k} \tau \theta(\tau) X(0) + 2\nu\sigma^2\theta(\tau) X'(0) + \\
 + 2\nu(\sigma^2\tau^2 - 2)\theta(\tau) \left[\frac{X''(0)}{3} - \frac{Y(0)}{2} + \sigma^2 X(0) \right].
 \end{aligned}
 \tag{13}$$

Последнее уравнение заменим таким:

$$\begin{aligned}
 (\nu\tau - k) \frac{\partial Z}{\partial \tau} + (p + 2\nu + \nu\sigma^2\tau^2) Z(\tau) = \\
 = 4\nu\theta(\tau) \left[\frac{X''(0)}{3} - \frac{Y(0)}{2} + \sigma^2 X(0) \right] \equiv K_1(\tau),
 \end{aligned}
 \tag{14}$$

где $Z = 2\sigma^2 X - Y$.

Введя переменную $\tau_1 = \tau - (k/\nu)$, (12) и (14) можно для краткости записать в виде

$$\nu\tau_1 \frac{\partial X}{\partial \tau_1} + \left[p + \nu\sigma^2 \left(\tau_1 + \frac{k}{\nu} \right)^2 \right] X = K \left(\tau_1 + \frac{k}{\nu} \right),
 \tag{15}$$

$$\nu\tau_1 \frac{\partial Z}{\partial \tau_1} + \left[p + 2\nu + \nu\sigma^2 \left(\tau_1 + \frac{k}{\nu} \right)^2 \right] Z = K_1 \left(\tau_1 + \frac{k}{\nu} \right).
 \tag{16}$$

Функции $K(\tau)$ и $K_1(\tau)$ являются аналитическими, причем, в их определении $X(\tau)$ и $Z(\tau)$ входят только посредством своих начальных значений.

Из (12) при $\tau = 0$

$$X'(0) = \frac{p}{k} X(0).
 \tag{17}$$

Продифференцировав (12) по τ и подставив в полученное выражение $\tau = 0$, с учетом (17) получаем

$$X''(0) = \frac{p^2 - \Omega^2}{k^2} X(0).
 \tag{18}$$

Везде следует учесть, что $Y(0) = 2\sigma^2 X(0) - Z(0)$. $X(0)$ и $Z(0)$ можем найти только после решения (15) и (16).

Остановимся на требовании аналитичности $X(\tau)$ и $Z(\tau)$ в некоторой окрестности особой точки $\tau_1 = 0$. Это означает существование интегралов

$$\int h(v_x, t) e^{av_x} dv_x, \quad \int w(v_x, t) e^{av_x} dv_x,
 \tag{19}$$

хотя бы в некоторой полосе $|\operatorname{Re} a| < T, T > 0$. Такое условие вызывается особенностями принятой формы штосс-члена, так как в ней динамическое трение пропорционально v . Реально динамическое трение для высоких скоростей убывает. Поэтому, если рассматривать такие функции h и w , для которых большие значения скорости играют сравнительно существенную роль (тогда интегралы (19) будут расходиться), то их эволюция со временем все равно будет описываться неправильно.

Общие решения (15) и (16) находим по методу Лагранжа, получаем

$$X(\tau) = \frac{1}{vN(\tau_1)} \int_0^{\tau_1} \frac{N(\tau_1)}{\tau_1} K\left(\tau_1 + \frac{k}{v}\right) d\tau_1, \quad (20)$$

$$Z(\tau) = \frac{1}{v\tau_1^2 N(\tau_1)} \int_0^{\tau_1} \tau_1 N(\tau_1) K_1\left(\tau_1 + \frac{k}{v}\right) d\tau_1, \quad (21)$$

где

$$N(\tau_1) = \text{const} \cdot \tau_1^{\beta} \exp\left(\frac{\sigma^2 \tau_1^2}{2} + \frac{2k\sigma^2}{v} \tau_1\right).$$

Здесь

$$\beta = \frac{p}{v} + \frac{k^2 \sigma^2}{v^2}. \quad (22)$$

При $\beta < 0$ интегралы (20), (21) расходятся и требуется аналитическое продолжение.

Подставляя $\tau = 0$ в (21), с учетом (17) и (18) получим

$$Z(0) = \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon k^2} (p^2 - \Omega^2 + k^2 \sigma^2) X(0), \quad (23)$$

где

$$\varepsilon = \varepsilon(p) = 1 - \frac{4}{3} \int_0^1 (1-\xi)^{\beta+1} e^{\frac{k^2 \sigma^2}{v^2} \xi} d\xi.$$

Теперь подставим (23) в (20) и при $\tau = 0$ получим следующее дисперсионное уравнение:

$$\begin{aligned}
 v^2 = & (vp + \Omega^2) \int_0^1 \xi (1-\xi)^{\beta-1} e^{\frac{k^2 \sigma^2}{v^2} \xi} d\xi + \\
 & + \frac{p^2 - \Omega^2 + k^2 \sigma^2}{3\varepsilon(p)} \int_0^1 \xi^2 (1-\xi)^{\beta-1} e^{\frac{k^2 \sigma^2}{v^2} \xi} d\xi.
 \end{aligned} \quad (24)$$

Отметим, что в (24) не содержатся некоторые особые решения. Пусть $\beta = -n$ ($n = 1, 2, 3, \dots$). В этом случае аналитические решения (12) и (14) являются более общими, чем (20) и (21) и включают в себя произвольные постоянные. Из (22) получаем

$$p = -nv - \frac{k^2 \sigma^2}{v}.$$

При $v \rightarrow \infty$ второй член становится несущественным. Это означает, что вязкость системы отодвигает самогравитацию на задний план и мы получаем асимптотику $p = -nv$, которая характеризует локальную релаксацию. При конечном v в решениях данного типа иррегулярные силы все равно играют существенную роль.

3. *Критическое волновое число и асимптотика возмущений при больших v .* Критическое волновое число разделяет неустойчивые и устойчивые возмущения и определяется подстановкой $p = 0$ в дисперсионное уравнение. Рассмотрим основное уравнение (24). При $p = 0$ оно примет вид

$$v^2 = \Omega^2 \int_0^1 \xi (1-\xi)^{\frac{k^2 \sigma^2}{v^2} - 1} e^{\frac{k^2 \sigma^2}{v^2} \xi} d\xi + \frac{k^2 \sigma^2 - \Omega^2}{3\varepsilon(0)} \int_0^1 \xi^2 (1-\xi)^{\frac{k^2 \sigma^2}{v^2} - 1} e^{\frac{k^2 \sigma^2}{v^2} \xi} d\xi. \quad (25)$$

Осуществив в первом интеграле (25) замену $1 - \xi \equiv \xi$ и применив интегрирование по частям, получим, что он равен $v^2/(k^2 \sigma^2)$. Тогда (25) можно записать в виде

$$(k^2 \sigma^2 - \Omega^2) \left[v^2 - \frac{k^2 \sigma^2}{3\varepsilon(0)} \int_0^1 \xi^2 (1-\xi)^{\frac{k^2 \sigma^2}{v^2} - 1} e^{\frac{k^2 \sigma^2}{v^2} \xi} d\xi \right] = 0.$$

Отсюда критическое k

$$k^* = \frac{\Omega}{\sigma}.$$

Иными словами, критическая длина волны Джинса не зависит от v и остается такой же, как в бесстолкновительных системах, для которых она была вычислена в [10—13].

Таким образом, по аналогии с определением Джинса [14] система устойчива, если $k > k^*$ (когда $\operatorname{Re} p < 0$), неустойчива, если $k < k^*$ (когда $\operatorname{Re} p > 0$), и стационарна во времени, если $k = k^*$ (когда $\operatorname{Re} p = 0$).

Теперь перейдем к нахождению асимптотики возмущений при $\nu \rightarrow \infty$. В (24) разложим экспоненциальную функцию в степенной ряд и ограничимся двумя первыми членами разложения, чтобы получить ниже члены до порядка ν^{-1} включительно. После вычисления возникших простых интегралов имеем

$$\begin{aligned} \nu^2 = (\nu p + \Omega^2) & \left[\frac{1}{\beta(\beta+1)} + \frac{2k^2\sigma^2}{\beta(\beta+1)(\beta+2)\nu^2} \right] + \\ & + \left[\frac{p^2 - \Omega^2 + k^2\sigma^2}{3 - \frac{4}{\beta+2} - \frac{4k^2\sigma^2}{(\beta+2)(\beta+3)\nu^2}} \right] \times \\ & \times \left[\frac{2}{\beta(\beta+1)(\beta+2)} + \frac{6k^2\sigma^2}{\beta(\beta+1)(\beta+2)(\beta+3)\nu^2} \right]. \end{aligned} \quad (26)$$

Умножив обе части (26) на $\beta(\beta+1)$, разложим выражения, стоящие в квадратных скобках, по степеням ν^{-1} , учитывая (22). Находим

$$\begin{aligned} \beta(\beta+1)\nu^2 = (\nu p + \Omega^2) & \left(1 + \frac{k^2\sigma^2}{\nu^2} - \frac{k^2\sigma^2}{2\nu^3} p \right) + \\ & + (p^2 - \Omega^2 + k^2\sigma^2) \left(1 - \frac{3}{2} \frac{p}{\nu} + \frac{9}{4} \frac{p^2}{\nu^2} + \frac{1}{6} \frac{k^2\sigma^2}{\nu^2} \right). \end{aligned} \quad (27)$$

Отсюда получаем искомое дисперсионное уравнение при больших ν

$$\begin{aligned} 18p^3 + 6(5k^2\sigma^2 - 3\Omega^2)p + \frac{1}{\nu}(10k^4\sigma^4 - 10k^2\sigma^2\Omega^2 - 23k^2\sigma^2p^2 + \\ + 27\Omega^2p^2 - 27p^4) = 0, \end{aligned} \quad (28)$$

где поправки более высокого порядка можем не вычислять. Если отбросить в (28) член, пропорциональный ν^{-1} , то оставшаяся часть совпадает с дисперсионным уравнением, полученным гидродинамическим методом в приложении II. Величина

$$k = \sqrt{\frac{3}{5}} \frac{\Omega}{\sigma}$$

является границей гидродинамической устойчивости.

Решение (28) будем искать в виде

$$p = p_0 + \frac{1}{\nu} p_1 \quad (29)$$

где p_0 — решения гидродинамического дисперсионного уравнения:

$$p_0 = 0, \quad \pm \sqrt{\Omega^2 - \frac{5}{3} k^2 \sigma^2}. \quad (30)$$

Для нахождения p_1 подставим (29) в (28) и полученное выражение в левой части (28) разложим в ряд Тейлора. Находим

$$p_1 = - \frac{10 k^2 \sigma^2 (k^2 \sigma^2 - \Omega^2) - (23 k^2 \sigma^2 - 27 \Omega^2) p_0^2 - 27 p_0^4}{6 (9 p_0^2 - 3 \Omega^2 + 5 k^2 \sigma^2)}. \quad (31)$$

Данное решение не справедливо только вблизи $k = \sqrt{3/5}(\Omega/\sigma)$, поскольку в этой точке не имеет место разложение Тейлора.

Характерно, что для решения, совпадающего в гидродинамическом случае с $p_0 = 0$, получается $p_1 > 0$ в интервале $(\sqrt{3/5} k^*, k^*)$. В гидродинамическом случае это решение соответствовало бы сосуществованию объемов с разной температурой и плотностью, но с совпадающим давлением. Однако кинетические эффекты препятствуют поддержанию такого равновесия и, как видим, могут вызвать медленно нарастающую неустойчивость.

Относительно колебания с $p_0 = \pm \sqrt{\Omega^2 - (5/3) k^2 \sigma^2}$ отметим, что оно от кинетических эффектов зависит мало.

4. *Асимптотика возмущений при малых ν* . Поскольку в реальных звездных системах ν мало, то решение (24) при малых ν имеет особую важность. Перед тем как начать рассмотрение (24), приведем его к более удобной форме. Обозначив интегралы в нем, соответственно, через J_1 и J_2 , имеем

$$\nu^2 = (\nu p + \Omega^2) J_1 + \frac{p^2 - \Omega^2 + k^2 \sigma^2}{3\varepsilon} J_2 \quad (32)$$

В ε , J_1 и J_2 сделаем опять подстановку $1 - \xi \equiv \xi$ и проинтегрируем по частям, после чего получим

$$\varepsilon = 1 + \frac{4\nu^2}{3k^4\sigma^4} \left[k^2\sigma^2 + \nu^2(\beta + 1) - \nu^2\beta(\beta + 1) e^{\frac{k^2\sigma^2}{\nu^2}} I \right], \quad (33)$$

$$J_1 = \frac{\nu^2}{k^2\sigma^2} - \frac{\nu p}{k^2\sigma^2} \sigma^{\frac{k^2\sigma^2}{\nu^2}} I, \quad (34)$$

$$J_2 = \frac{\nu^2}{k^2 \sigma^2} - \frac{\nu^2 \beta}{k^2 \sigma^2} e^{\frac{k^2 \sigma^2}{\nu^2}} I + \frac{3}{4} (1 - \varepsilon) + J_1, \quad (35)$$

где введено обозначение

$$I = \int_0^1 \xi^{\beta-1} e^{-\frac{k^2 \sigma^2}{\nu^2} \xi} d\xi. \quad (36)$$

Чтобы воспользоваться разложением по степеням ν , нужно в (36) сделать такую же замену, как и в [2], а именно:

$$\xi = e^{-\frac{\nu}{k\sigma} q}.$$

Тогда

$$I = \frac{\nu}{k\sigma} \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{p}{k\sigma} q - \frac{k\sigma}{\nu} q - \frac{k^2 \sigma^2}{\nu^2} e^{-\frac{\nu}{k\sigma} q}\right) dq.$$

Подставив сюда разложение функции $e^{-\frac{\nu}{k\sigma} q}$ до порядка ν^3 включительно, имеем

$$I = \frac{\nu}{k\sigma} e^{-\frac{k^2 \sigma^2}{\nu^2}} \int_0^{\infty} \left(1 + \frac{\nu}{6k\sigma} q^3\right) \exp\left(-\frac{p}{k\sigma} q - \frac{q^2}{2}\right) dq.$$

Наконец, после вычисления интегралов (см. [15]),

$$I = \frac{\nu}{k\sigma} e^{-\frac{k^2 \sigma^2}{\nu^2}} \left[E(p) + \frac{\nu}{3k\sigma} + \frac{\nu p^2}{6k^3 \sigma^3} - \frac{\nu p (p^2 + 3k^2 \sigma^2)}{6k^4 \sigma^4} E(p) \right], \quad (37)$$

где $E(p) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \exp\left(\frac{p^2}{2k^2 \sigma^2}\right) \left[1 - \Phi\left(\frac{p}{\sqrt{2} k\sigma}\right)\right]$, Φ — интеграл вероятности.

Теперь (37) подставим в (33)–(35). Тогда (32) примет вид

$$\Omega^2 k\sigma - k^3 \sigma^3 - \Omega^2 p E(p) + \nu A(p) = 0, \quad (38)$$

где

$$A(p) = \frac{(p^2 - \Omega^2 + k^2 \sigma^2) E(p)}{3} + p \frac{\Omega^2 k^3 \sigma^3 + (\sigma k - p E(p)) [(p^2 + k^2 \sigma^2) (4k^2 \sigma^2 - \Omega^2) - 6p^2 k^2 \sigma^2]}{6k^4 \sigma^4}.$$

Легко показать, что при $\nu = 0$ (38) переходит в дисперсионное уравнение бесстолкновительных систем, полученное в [10—12, 16].

Решение (38) будем искать в виде

$$p = p_0 + \nu p_1, \quad (39)$$

где теперь p_0 — решение дисперсионного уравнения бесстолкновительных систем [17].

Подставляя (39) в (38) и разлагая $E(p_0 + \nu p_1)$ в ряд Тейлора с точностью $\sim \nu$, найдем

$$p_1 = -\frac{k^2 \sigma^2}{\Omega^2} \frac{A(p_0)}{k^2 p_0 - (p_0^2 + k^2 \sigma^2) E(p_0)}. \quad (40)$$

Отрицательность p_1 при $0 < k - k^* \ll k^*$ доказываем в приложении III.

Как мы видим, оба предельных случая подтверждают, что $k^* = \Omega/\sigma$ разделяет устойчивые и неустойчивые решения.

Заключение. Мы рассмотрели влияние иррегулярных сил на колебание и устойчивость слабонестационарных самогравитирующих систем с помощью штосс-члена (1), удовлетворяющего закону сохранения энергии и H-теореме Больцмана. Оказалось, что эти силы не затрагивают критическую длину волны Джинса. Поправки за иррегулярные силы при малых ν отрицательны в устойчивом случае, то есть процесс затухания возмущений облегчается.

При больших ν имеет место потеря непрерывности при переходе к гидродинамическому пределу: в интервале $(\sqrt{3/5} k^*, k^*)$ инкремент неустойчивости уменьшается до нуля. В этом случае при любом конечном ν неустойчивость формально остается, а при $\nu = \infty$ она исчезает.

Реальные звездные системы, конечно, неоднородны. Тем не менее, уже на примере однородной модели выявляются многие качественные стороны совместного действия регулярных и иррегулярных сил.

Ленинградский государственный
университет

ON THE ROLE OF IRREGULAR FORCES IN WEAKLY NON-STATIONARY SELF-GRAVITATING SYSTEMS

V. A. ANTONOV, S. N. NURITDINOV

A suitable simple approximation of the collision integral is proposed. The conservation of energy and the Boltzmann's H-theorem are

fulfilled. The role of irregular forces in a weakly non-stationary, self-gravitating system is investigated by means of this approximation. The Jeans' critical wavelength is not affected by the magnitude of irregular forces. The increments are decreased by the irregular forces in all typical cases.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *D. Lynden-Bell*, M. N., 136, 101, 1967.
2. *С. Г. Помогаев*, Бюлл. Ин-та астрофизики АН Тадж.ССР, № 51—52, 65, 1968.
3. *И. А. Генкин*, Труды Астрофиз. ин-та АН Каз.ССР, 17, 68, 1971.
4. *С. Г. Помогаев*, Бюлл. Ин-та астрофизики АН Тадж. ССР, № 61, 3, 1972.
5. *A. Leonard, I. B. Bernstein*, Phys. Rev., 112, 1456, 1958.
6. *В. И. Карпман*, ЖЭТФ, 51, 907, 1966.
7. *С. Чандрасекар*, Стохастические проблемы в физике и астрономии, М., 1947.
8. *Л. С. Марочник, В. К. Бабков*, Бюлл. Ин-та астрофизики АН Тадж.ССР, № 50, 16, 1968.
9. *И. А. Генкин*, Труды Астрофиз. ин-та АН Каз.ССР, 12, 34, 1969.
10. *R. Simon*, Bull. Cl. sci. Acad. Roy. Belg., 47, 731, 1961.
11. *D. Lynden-Bell*, M. N., 124, 279, 1962.
12. *P. A. Sweet*, M. N., 125, 285, 1963.
13. *М. Н. Максумов, Л. С. Марочник*, ДАН СССР, 164, 1019, 1965.
14. *J. H. Jeans*, Astronomy and Cosmogony, Cambridge, 1929.
15. *И. С. Градштейн, И. М. Рыжик*, Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, Физматгиз, М., 1963.
16. *В. И. Лебедев, М. Н. Максумов, Л. С. Марочник*, Астрон. ж., 22, 709, 1965.
17. *Л. С. Марочник*, Бюлл. Ин-та астрофизики АН Тадж.ССР, № 51—52, 10, 1968.

Приложения

1. Докажем, что (1) удовлетворяет H-теореме Больцмана, т. е. закону возрастания энтропии. Достаточно дать доказательство для пространственно однородного случая. С этой целью умножим обе части (5) на $1 + \ln f$ и проинтегрируем по всему пространству скоростей. Имеем

$$\frac{\partial S}{\partial t} = - \int (1 + \ln f) \left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_{st} dv, \quad (I.1)$$

где $S = - \int f \ln f dv$ есть энтропия системы. Остается показать, что интеграл, стоящий в правой части [I.1], меньше либо равен нулю. Для этого в него подставляем (1) и, интегрируя по частям, получаем

$$\int (1 + \ln f) \left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_{st} dv = - \frac{\nu}{3\mu} \left[\int (v - \bar{v})^2 f dv \int \frac{1}{f} \left(\frac{\partial f}{\partial v} \right)^2 dv - \left(\int (v - \bar{v}) \frac{\partial f}{\partial v} dv \right)^2 \right].$$

Пусть $M(v) = (v - \bar{v})^2 f$, а $\Theta(v) = (1/f) (\partial f / \partial v)^2$. Тогда выражение в квадратной скобке в последнем уравнении, согласно неравенству Коши-Буняковского для функций $M(v)$ и $\Theta(v)$, является положительным.

II. Выведем дисперсионное уравнение в случае $\nu \rightarrow \infty$ гидродинамическим методом. Если с самого начала предполагать, что распределение Максвелла устанавливается мгновенно, то можно вести расчеты методом моментов.

Сначала получим нужные нам связи между моментами. Представим некоторую случайную величину ξ в виде $\xi = \alpha + \eta$, причем α — малая величина, а средние значения $\bar{\xi} = \alpha$, $\eta = 0$ и $\bar{\xi}^2 = \alpha^2 + \bar{\eta}^2 \approx \bar{\eta}^2$. Тогда

$$\bar{\xi}^3 = \alpha^3 + 3\alpha \bar{\eta}^2 \approx 3\bar{\xi} \cdot \bar{\xi}^2. \tag{II.1}$$

Если ξ_1 — некоторая другая независимая случайная величина, то

$$\bar{\xi} \cdot \bar{\xi}_1^2 = \alpha \cdot \bar{\xi}_1^2 = \bar{\xi} \cdot \bar{\xi}_1^2. \tag{II.2}$$

Вернемся к основному уравнению звездной динамики (5). Введя следующие обозначения

$$s = \int v_x f dv, \quad u = \int v_x^2 f dv, \quad \chi = \int v_x^3 f dv$$

и интегрируя (5) по v , предварительно умножив его на 1, v_x и $v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$, соответственно, получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mu}{\partial t} + \frac{\partial s}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial s}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} - \mu \frac{\partial \varphi}{\partial x} &= 0, \\ 3 \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\chi + \int v_x (v_y^2 + v_z^2) f dv \right] - 2s \frac{\partial \varphi}{\partial x} &= 0, \end{aligned}$$

где $\mu = \int f dv$.

Из (II.1) и (II.2) следует, что

$$\chi + \int v_x (v_y^2 + v_z^2) f dv = 5su.$$

Линеаризация этих уравнений и замена $\partial/\partial t = p$ и $\partial/\partial x = ik$ с учетом уравнения Пуассона дает

$$p\mu_1 + iks_1 = 0,$$

$$ps_1 + iku_1 = i \frac{\Omega^2 p_1}{k},$$

$$3pu_1 + 5ik\sigma^2 s_1 = 0.$$

откуда находим дисперсионное уравнение

$$3p^3 - 3\Omega^2 + 5k^2\sigma^2 = 0,$$

III. Докажем, что выражение (40) отрицательно при $0 < k - k^* \ll k^*$. Введя обозначения $\gamma = (p_0^2/\Omega^2) - 1$ и $R = (k/k^*)^2$, из (40), с учетом определения p_0 в (38), получаем

$$p_1 = (\gamma + 1) \frac{\gamma + 3R - 6R^2}{6R(\gamma + R)} + \frac{\gamma + R}{3}.$$

При $R = 1$ и $-1 < \gamma < 1/3$ эта дробь отрицательна. То же по непрерывности верно и при R , несколько большем 1.

Отметим, что в некоторых случаях возможно и $p_1 > 0$: в области очень больших k или при $k < k_*$ (при $k = 0$ имеем $p^3 = \Omega^2$ независимо от γ).

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

НОЯБРЬ, 1974

ВЫПУСК 4

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

МАРКАРЯН 459 — ЧЛЕН ТРОЙНОЙ СИСТЕМЫ ГАЛАКТИК

Недавно было показано, что многие галактики Маркаряна встречаются парами [1], а иногда вместе с соседними галактиками, показывающими в спектре эмиссионные линии, образуют группы [2].

В настоящей заметке приводятся результаты спектральных наблюдений галактики Маркарян 459 [3] и двух соседних с ней галактик — MCG 06—30—046 и MCG 06—30—045 [4], которые, как будет показано ниже, находятся от нас практически на одном расстоянии и составляют физически связанную тройную систему.

Координаты и видимые звездные величины галактик приведены в табл. 1.

Таблица 1

| Галактика | α_{1950} | δ_{1950} | $m_{\text{пр}}$ | Литература |
|---------------|------------------------------------|-----------------|------------------|------------|
| Маркарян 459 | 12 ^h 32 ^m .8 | +34°18' | +17 ^m | [3] |
| MCG 06—30—046 | 13 32.7 | 34 18.1 | 13.8 | [4, 5, 6] |
| MCG 06—30—045 | 13 32.6 | 34 18.8 | 15 | [4] |

Фотография области расположения этих галактик получена одним из авторов (Г.А.) 1—2 апреля 1973 г. на 48" телескопе Шмидта Паломарской обсерватории на эмульсии Ша-Ј с фильтром WR2С и с экспозицией 70 мин. Самая крупная по размерам и яркая из них галактика—MCG 06—30—046 имеет две хорошо выраженные ветви (рис. 1). В каталоге UGCG [5] она отнесена к хаббловскому классу Sc. На рас-

стоянии 1.5 от ее центра расположена MCG 06—30—045. Маркарян 459 представляет собой компактную слегка вытянутую галактику, к югу от которой тянется слабый изогнутый хвост. Она находится на расстоянии 2.7 от центра галактики MCG 06—30—046.

Спектры галактик получены на 200" телескопе Паломарской обсерватории с помощью кассегреновского спектрографа, работающего в сочетании с ЭОП. Сведения об этих спектрах приведены в табл. 2.

Таблица 2

| Галактика | Дата | Сорт эмульсии | Время эксп. (мин) | Дисперсия (А/мм) |
|---------------|-------------|---------------|-------------------|------------------|
| Маркарян 459 | 4—5 IV 1973 | Па-D | 30 | 225 |
| MCG 06—30—046 | - | " | 25 | 225 |
| MCG 06—30—045 | " | " | 40 | 225 |

Фотографии спектров приведены на рис. 2.

В спектре Маркарян 459 наблюдаются эмиссионные линии [NII] λ 6584, H₂, [OIII] λ 5007 и 4959, H₃. В спектре MCG 06—30—046 довольно хорошо видны линии [NII] λ 6584 и H₂, причем линия H₂ заметно наклонена (у линии [NII] наклон еле заметен). В спектре галактики MCG 06—30—045 также наблюдаются линии [NII] λ 6584 и H₂, но первая из них настолько слаба, что не может быть использована для определения красного смещения.

По вышеуказанным линиям определены красные смещения галактик и некоторые физические параметры, которые приведены в табл. 3.

Таблица 3

| Галактика | z | V_r (км/сек) | R (Мпс) | M_{pg} |
|---------------|--------|----------------|-----------|--------------------|
| Маркарян 459 | 0.0236 | 7130 | 95 | -17 ^m 9 |
| MCG 06—30—046 | 0.0236 | 7130 | 95 | -21.1 |
| MCG 06—30—045 | 0.0245 | 7400 | 99 | -20.0 |

В соответствующих столбцах приведены красные смещения (z), лучевые скорости (V_r), расстояния (R) (при постоянной Хаббла $H=75$ км/сек Мпс) и абсолютные звездные величины (M_{pg}) галактик. Исследуемые галактики находятся практически на одном и том же расстоянии от нас. Маркарян 459 и MCG 06—30—046 имеют равные лучевые скорости, что же касается галактики MCG 06—30—045, то она имеет

* Все лучевые скорости исправлены за движение Солнца в Галактике.

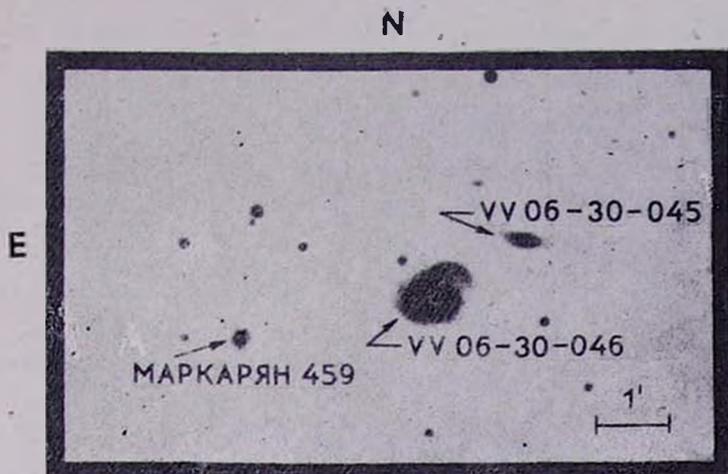


Рис. 1.

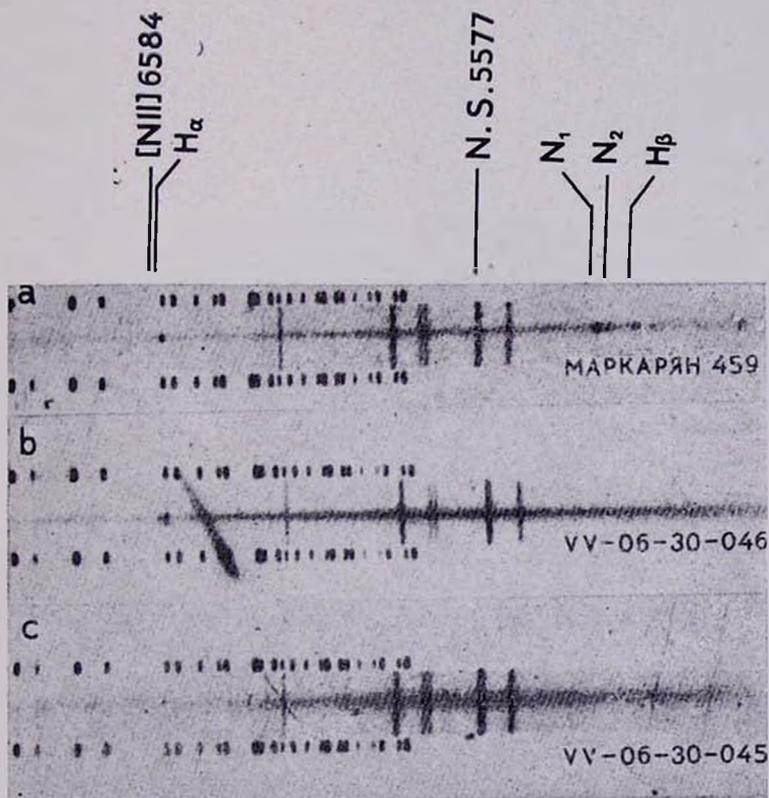


Рис. 2.

составляющую скорости относительно первых двух, равную примерно 250 км/сек. В проекции на небесную сферу расстояние между галактиками Маркарян 459 и MCG 06—30—046 составляет примерно 73000 пс, а между MCG 06—30—046 и MCG 06—30—045 — примерно 39000 пс.

Из приведенных данных можно сделать вывод, что эти три галактики составляют физическую группу, причем MCG 06—30—046, как наиболее яркая и наибольшая по размерам, является, по-видимому, главным телом системы.

Один из авторов (Э. Е. Х.) выражает благодарность дирекции обсерваторий Хейл за предоставленную возможность наблюдать на 200" телескопе.

Markarian 459 a Member of the Triple System of Galaxies. The redshifts of galaxies Markarian 459, MCG 06—03—046 and MCG 06—30—045 are obtained. Their radial velocities show that they are approximately at equal distances and probably form a physical triple.

23 июля 1974

Обсерватория Хейл,
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Г. АРП, Э. Е. ХАЧИКЯН,
Н. К. АНДРЕАСЯН

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. J. Haldmann, A. T. Kaloglian, *Астрофизика*, 9, 71, 1973.
2. Г. Арп, Дж. Айдманн, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 10, 7, 1974.
3. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 8, 155, 1972.
4. Б. А. Воронцов-Вельяминов, *Морфологический каталог галактик*, II, М., 1968.
5. P. Nilson, *Uppsala General Catalogue of Galaxies*, Uppsala, 1973.
6. F. Zwicky et al., *Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies*, III, Pasadena, 1966.

О ДВИЖЕНИИ ГАЗА В ЯДРАХ ГАЛАКТИК

Представляется несомненным, что изучение активности галактических ядер, начатое В. А. Амбарцумяном [1] и продолжаемое в настоящее время также многими другими астрономами, имеет решающее значение для понимания природы и происхождения галактик. Однако, несмотря на всю свою важность и актуальность, вопрос о природе активности ядер еще весьма далек от полного разрешения. Особенно это относится к проблеме источников энергии. В частности, нет единого мнения относительно того, в каком участке энергетического

спектра частиц или квантов происходит первичное испускание энергии. В большинстве теорий, интерпретирующих активность ядер, предполагается, что энергия распространяется от крупномасштабных движений вещества в направлении своей аккумуляции в релятивистских частицах. Однако можно представить и другую возможность, даже более вероятную с точки зрения термодинамики, что энергия источников сообщается непосредственно высокоэнергетичным частицам или квантам, а затем постепенно диссипирует. В работе [2] было показано, что таким образом можно объяснить инфракрасное излучение, наблюдаемое в активных галактических ядрах. В настоящей заметке принята попытка с той же точки зрения объяснить происхождение крупномасштабных движений газа, наблюдаемых в активных галактических ядрах, в частности в ядрах сейфертовского типа и квазарах, также являющихся, вероятно, галактическими ядрами.

Согласно спектральным данным [3], ядра сейфертовских галактик содержат по крайней мере две газовые компоненты. Одна из них состоит из газа с концентрацией атомов примерно $10^6 \div 10^7 \text{ см}^{-3}$, и имеет размеры $10^{16} + 10^{17} \text{ см}$, а вторая имеет плотность и размеры соответственно $10^3 + 10^4 \text{ см}^{-3}$ и $10^{18} + 10^{19} \text{ см}$. Предположим, что в имеющем такие параметры ядре действует источник γ -квантов, обеспечивающих, согласно [2], инфракрасное излучение ядра. При поглощении этих γ -квантов в ядре их импульс будет передаваться газу, вызывая радиальные движения газа от центра активности. Это движение будет постепенно переходить в турбулентный режим. Характерный масштаб l , на котором движение становится турбулентным, определяется соотношением

$$\frac{lv}{\nu} = Re_{кр}, \quad (1)$$

где ν — наибольшее из коэффициентов кинематической и магнитной вязкостей, $Re_{кр}$ — так называемое критическое значение числа Рейнольдса, обычно по порядку величины, равное 10^3 [4].

Соотношение (1) имеет очень простой физический смысл. А именно, турбулентность возникает в том случае, когда можно пренебречь стабилизирующим движением влиянием вязкости, что возможно, если диффузионный пробег l_D много меньше характерного масштаба движения: $\sqrt{Dt} \ll l$. Коэффициент диффузии D в газах близок к коэффициенту кинематической вязкости ν , а $t \approx l/v$. С учетом этого получаем $\sqrt{l\nu} \ll l$ или $lv/\nu \gg 1$, что соответствует критерию (1).

Скорость v , приобретаемую газом, можно найти, воспользовавшись законом сохранения количества движения, то есть приравняв коли-

чество движения, приобретаемое турбулентным вихрем наибольшего масштаба и диссипируемое им в единицу времени:

$$\frac{E}{(4/3) \pi l^3 n m_H c} (1 - e^{-\mu l}) = \frac{v}{\tau}, \quad (2)$$

где n — концентрация атомов газа, μ — коэффициент поглощения γ -квантов, равный по порядку величины $10^{-26} n$, τ — характерное время диссипации турбулентного вихря, равное отношению l/v , а E — мощность γ -излучения.

Приведенным выше параметрам газа в ядре соответствует $\mu \ll 1$, следовательно, выражение (2) можно представить в виде:

$$v^2 \approx 5 \cdot 10^{-14} \frac{E}{l}. \quad (3)$$

Подставляя сюда l из (1), получаем

$$v \approx 5 \cdot 10^{-17} \frac{E}{\nu}. \quad (4)$$

Значение ν в (4) определяется как наибольшее из значений кинематической и магнитной вязкостей. Кинематическая вязкость ν_k находится по формуле:

$$\nu_k \approx l_t v_t, \quad (5)$$

где l_t и v_t , соответственно, пробег и скорость теплового движения атомов газа. Из (5) следует, что $\nu_k \approx \sqrt{RT/\sigma n}$, где R — универсальная газовая постоянная, а σ — газокинетическое сечение. Подставляя численные значения и полагая $T \approx 10^4$ К, находим, что ν_k не превосходит $10^{22}/n$ см²/сек.

Оценим теперь величину магнитной вязкости [4]:

$$\nu_m = \frac{F^2}{4\pi m_i} \frac{\tau_i H^2}{n_e}, \quad (6)$$

где F — доля нейтральных атомов по массе, составляющая для областей III примерно $0.3 + 0.4$, τ_i и m_i — соответственно, время свободного пробега и масса ионов, n_e — концентрация электронов, H — напряженность магнитного поля.

Напряженность магнитного поля H оценим из условия равенства кинетической и магнитной энергий единицы объема:

$$\frac{H^2}{8\pi} \approx \frac{\rho v^2}{2}. \quad (7)$$

Подставляя в (6) полученное из (7) значение H и выражая время свободного пробега τ через газокинетическое сечение, температуру и плотность газа получаем, полагая, как и ранее, $T \approx 10^4$ К;

$$v_m \approx 10^9 \frac{v^2}{n}. \quad (8)$$

Сравнение магнитной и кинематической вязкостей показывает, что при данных условиях, уже при $v > 3 \cdot 10^9$ см/сек, $v_m > v_k$. Это означает, что диссипация кинетической энергии движения газа в ядрах галактик происходит именно благодаря магнитной вязкости. Подставляя поэтому v_m в (4) вместо v , получим

$$v \approx (5 \cdot 10^{-26} E n)^{1/3}. \quad (9)$$

Мощность γ -излучения E , ответственного согласно [2] за инфракрасное излучение, должна достигать величины $10^{45} - 10^{46}$ эрг/сек. Естественно предположить, что такого же порядка энергия расходуется на сообщение газу движения. Тогда водородные эмиссионные линии, генерируемые в плотной подсистеме газа, должны согласно (9) иметь ширину, соответствующую турбулентному движению со скоростью порядка нескольких тысяч километров в секунду, в то время как запрещенные линии, возникающие в менее плотной подсистеме, оказываются имеющими ширину в несколько сот километров в секунду. Это хорошо согласуется с наблюдательными данными [3].

On the Gas Movement in Galactic Nuclei. The reason of the difference of the turbulence velocities of the gas emitted in the permitted and non-permitted lines in the nuclei of Seyfert galaxies is considered. It is shown that the velocities of the turbulent movements of the gas in these nuclei may be explained in the frames of the γ -activity of Seyfert type nuclei made earlier by the author.

27 июня 1974

Бюраканская 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, II, № 5, 9, 1959.
2. Ю. К. Мелик-Алавердян, *Астрофизика*, 9, 595, 1973.
3. Э. А. Дибай, В. И. Проник, *Астрон. ж.*, 44, 952, 1967.
4. С. А. Капдан, С. Б. Пикельнер, *Межзвездная среда*, Физматгиз, М., 1963.

ЗАМЕЧАНИЕ О ПЕРЕМЕННОСТИ КВАЗАРА ЗС 454.3 НА ЧАСТОТЕ 408 МГц

В статье Анстеда сообщалось о переменности потока ЗС 454.3 и других радиоисточников на частоте 408 МГц [1]. Согласно [1] интенсивность излучения ЗС 454.3 на указанной частоте в течение примерно 2.5 лет уменьшилась приблизительно на 50%. Теоретический анализ вероятных механизмов изменения низкочастотного излучения, а также трудности, связанные с пониманием этого явления, излагаются в [2].

Кварз ЗС 454.3, вместе с рядом других источников (ЗС 380, ЗС 273, ЗС 84 и др.), с 1972 г. наблюдался с помощью западной антенны радиоинтерферометра Бюраканской обсерватории [3] на той же частоте. Цель этих наблюдений заключалась в том, чтобы выяснить наличие переменности потока излучения ряда источников, являющихся переменными, на более высоких частотах и в оптическом диапазоне.

При наблюдениях ЗС 454.3 в качестве источника сравнения использовался ЗС 405 (Лебедь А), который наблюдался не в максимуме диаграммы направленности системы, а через боковой лепесток. Это позволяло измерять потоки интересующего нас квазара и источника сравнения при неизменном положении антенны.

Результаты двух серий наблюдений приведены в табл. 1. Точность каждого измерения в среднем составляла около 10—15%. Для повышения надежности данных проводилось большое количество наблюдений и использовались только качественные записи. В результате средне-квадратическая ошибка усредненного значения отношения амплитуд записей ЗС 454.3 и ЗС 405 не превышала 5%.

Приведенные в табл. 1 данные говорят в пользу того, что в течение приблизительно 1.5 года изменение потока квазара ЗС 454.3 на частоте 408 МГц, если и имело место, то заметно не превышало пределы точности измерения.

Таблица 1

| Периоды наблюдений | Количество использованных измерений | Отношение амплитуд записей ЗС 454.3 и ЗС 405 |
|--------------------------------|-------------------------------------|--|
| 1972 сентябрь 25 октябрь 22 | 15 | 0.93±0.04 |
| 1974 апрель 2 май 8 | 12 | 0.83±0.04 |

Считаем нужным подчеркнуть, что результаты настоящих наблюдений приводятся не для того, чтобы поставить под сомнение досто-

верность результатов Анстеда. Во-первых, зависимость от времени изменения потока ЗС 454.3 может иметь неправильный характер, например, она может быть обусловлена мощным взрывом. После такого взрыва, как показывают наши наблюдения ЗС 380 [4] и данные для более коротких волн [5], может наступить относительно спокойный период в жизни квазара. Во-вторых, если даже изменение потока ЗС 454.3 имело регулярный характер, то интервал наших наблюдений может совпадать с интервалом времени, когда кривая изменения потока имела пологий ход.

Целью настоящего сообщения является также обратить внимание на важность приведенных в работах [1, 4] результатов о переменности излучения ЗС 454.3, ЗС 380 и других источников на сравнительно низких частотах. Мы хотим также отметить необходимость систематических наблюдений квазаров и других источников космического радиои-злучения на низких частотах для выявления переменности.

A Remark on Variability of the 3G 454.3 at 408 CHz. QSO 3C 544.3 has been observed for nearly two years (September 1972—May 1972) at 408 MHz. The flux density of the 3C 454.3 was practically constant during this period.

30 апреля 1974

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

В. Г. МАЛУМЯН, В. А. САНАМЯН

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. R. W. Hunstead, *Ap. Lett.*, 12, 193, 1972.
2. T. W. Jones, G. R. Burbidge, *Ap. J.*, 186, 791, 1973.
3. В. А. Санамян, *Антенны*, № 16, 5, 1971.
4. В. Г. Малумян, В. А. Санамян, (в печати).
5. W. J. Medd, B. H. Andrew, G. A. Harvey, L. L. Locke, *Mem. R. A. S.*, 77, 109, 1972.

КАРЛИКОВЫЕ ГАЛАКТИКИ В ГРУППЕ М 81

К настоящему времени на картах Паломарского атласа обнаружено около 300 карликовых галактик экстремально слабой поверхностной яркости [1—3]. Большинство из них по своим характеристикам подобно известным галактикам типа Скульптора в Местной группе.

В частности, в области группы галактик М 81 — М 82 находится около 10 карликов типа Скульптора [4]. Приводим предварительные

результаты электрофотометрических наблюдений двух карликовых объектов (№ 62 и № 63 в списке [1]).

Scu 62 = DDO 66 [5] = Holm.9 [6], $\alpha_{1950} = 9^{\text{h}}53^{\text{m}}3$, $\delta_{1950} = +69^{\circ}16'$. Это спутник галактики М 81, иррегулярный карлик типа IC 1613, согласно [7]. Наблюдения объекта проводились в CAO АН СССР 20—21/XI и 21—22/XI 1974 г. на 60-см дейссовском телескопе с фотометром конструкции Г. Н. Алексеева и В. Г. Штоля [2], работающим в режиме счета фотонов. Использовалась круглая диафрагма диаметром 84". В эти же ночи проводились наблюдения стандартных звезд, по которым вычислялись коэффициенты экстинкции и коэффициенты перехода к системе UBВ. Ошибки, вносимые в значения звездных величин неточностями этих коэффициентов, составляют 0.05—0^m.08. Средние значения величины и цветов по двум ночам равны:

$$V = 15.30 \pm 0.08$$

$$B - V = +0.42 \pm 0.06$$

$$U - B = -0.17 \pm 0.19 \text{ (по одной ночи)}$$

В пределах использованной диафрагмы средние поверхностные яркости объекта равны:

$$B/\square'' = 25.1$$

$$V/\square'' = 24.7$$

$$U/\square'' = 24.9$$

Принимая расстояние до объекта равным расстоянию до группы М 81 (2.9 Мпс, согласно Холмбергу [6]), получаем абсолютную величину $M_V = -12.0$. Цвет и неоднородное распределение яркости по диску подтверждают классификацию этого объекта как *иррегулярной карликовой галактики*. Имеется еще одно подтверждение такой классификации. В работе [8] приведена радиокарта распределения нейтрального водорода в галактике М 81. Сопоставление с этой радиокартой снимка в том же масштабе галактики М 81 со спутником показывает локализацию Scu 62 в контуре приблизительно тех же угловых размеров с плотностью $n_{\text{HI}} \approx 3 \cdot 10 \text{ ат/см}^2$. Более того, согласно радиоданным, этот объект находится на конце внешнего спирального рукава, невидимого на картах Паломарского атласа. Исходя из данных о плотности нейтрального водорода, получаем для Scu 62 оценку массы нейтрального водорода $M_{\text{HI}} = 7 \cdot 10^8 M_{\odot}$. Используя для оценки светимости полученное нами значение величины, вычисляем отношение массы водорода к полной светимости $\frac{M_{\text{HI}}}{M_{\odot}} / \frac{L_0}{L_{\odot}} = 0.86$ при расстоянии 2.5 Мпс) и 0.66

(если, согласно [8], принять расстояние до объекта равным 3.25 Mpc). Для сравнения укажем, что по данным, приведенным в [9], эти отношения для иррегулярных карликовых галактик IC 1613 и Holm.2 равны, соответственно, 0.71 и 1.03.

М. С. Робертс [10] построил по наблюдениям на 21 см карту лучевых скоростей в M 81 и ее близких окрестностях. Объект Scu 62 локализуется в области, где лучевая скорость равна — 60 км/сек, а собственная скорость M 81 равна — 40 км/сек.

Таким образом, предположение о том, что карликовая галактика Scu 62 с низкой поверхностной яркостью и малыми угловыми размерами является членом группы M 81, подтверждается.

Scu 63 = DDO 71, $\alpha_{1950} = 10^{\text{h}}01.6$, $\delta_{1950} = +66^{\circ}46'$. Электрофотометрические наблюдения проводились 24—25/IV 1974 г. Методика наблюдения и обработки и точность такие же, как и для Scu 62. Были получены следующие результаты: $V = 15.1$, $B - V = +0.9$. Средние поверхностные яркости в пределах диафрагмы 84" равны

$$V/\square'' = 24.4, \quad B/\square'' = 25.4.$$

(в U-цвете отсчеты на объект практически не отличались от фоновых).

Считая, что объект Scu 63 находится в группе M 81, получаем, что его абсолютная величина $M_V = -12.2$ и линейный диаметр (в пределах использованной диафрагмы) 1.22 кпс.

Заметим, что светимости Scu 62 и 63 при наших наблюдениях получились заниженными, так как угловые размеры этих объектов на картах Паломарского атласа по крайней мере в 1.5—2 раза больше, чем использованная диафрагма.

Тем не менее, объект Scu 63 можно считать подобным карликовым галактикам типа Скульптора в Местной группе и, по-видимому, членом группы M 81. Авторы признательны О. А. Евсееву за помощь при наблюдениях.

The Dwarf Galaxies in the M81 Group. A photoelectric study is given for two galaxies DDO 66 = Holm.9: $V = 15.30 \pm 0.08$; $B - V = +0.42 \pm 0.06$; $U - B = -0.17 \pm 0.19$. DDO 71: $V = 15.1$. $B - V = +0.9$. If these galaxies are members of M 81 group, their absolute magnitudes are $M_V = -12.0$ and $M_V = -12.2$, respectively.

7 июля 1974
САО АН СССР

В. Е. КАРАЧЕНЦЕВА
И. П. КОСТЮК

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Е. Караченцева, Сообщ. Бюраканской обс., 39, 61, 1968.
2. В. Е. Караченцева, Изв. САО АН СССР, 5, 10, 1973.
3. В. Е. Караченцева, Астрон. цирк., № 723, 1972.
4. В. Е. Караченцева, Вестн. КГУ. сер. астрон., 12, 98, 1970.
5. S. vanden Bergh, Publ. David Dunlap Obs., II, 5, 147, 1959.
6. E. Holmberg, Ark. för Astron., B. 5, № 20, 305, 1969.
7. Б. А. Воронцов-Вельяминов и др. Морфологический каталог галактик, I—IV, МГУ, М., 1962—1968.
8. A. H. Rots, W. W. Shane, Astron. Astrophys., 312, 45, 1974.
9. M. S. Roberts, A. J., 74, 859, 1969.
10. M. S. Roberts, IAU Symposium No. 44, 12, 1972.
11. Г. Н. Алексеев, В. Г. Штоль, Изв. САО АН СССР, 7, 1974 (в печати).

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

ЖУРНАЛА „АСТРОФИЗИКА“, ТОМ 10 за 1974 г.

| | |
|--|-----|
| <i>Абрамян М. Г., Каплан С. А.</i> О равновесии и устойчивости сфероидальных подсистем | 565 |
| <i>Айдминн Дж.</i> (см. <i>Арп Г.</i>) | 7 |
| <i>Амнуэль П. Р., Гусейнов О. Х.</i> К проблеме физической природы галактических рентгеновских источников | 417 |
| <i>Андреасян Н. К.</i> (см. <i>Арп Г.</i>) | 298 |
| <i>Андреасян Н. К.</i> (см. <i>Арп Г.</i>) | 625 |
| <i>Андреасян Н. К.</i> (см. <i>Хачикян Э. Е.</i>) | 297 |
| <i>Аниконов А. С.</i> О диффузном отражении света полубесконечной средой . . . | 227 |
| <i>Антонов В. А., Нурутдинов С. Н.</i> О роли иррегулярных сил в слабонестационарных самогравитирующих системах | 611 |
| <i>Аракелян М. А.</i> О поверхностной яркости галактик с эмиссионными линиями | 507 |
| <i>Аро Г.</i> (см. <i>Товмасын Г. М.</i>) | 337 |
| <i>Арп Г., Айдминн Дж., Хачикян Э. Е.</i> Замечательная пара двойных галактик | 7 |
| <i>Арп Г., Хачикян Э. Е.</i> Объект Маркарян 94 и его связь с галактикой III Zw 0834+51 | 173 |
| <i>Арп Г., Сарджент В., Хачикян Э. Е., Андреасян Н. К.</i> О спектре голубого объекта недалеко от иррегулярной галактики NGC 520 | 298 |
| <i>Арп Г., Хачикян Э. Е., Андреасян Н. К., Маркарян 459</i> —член тройной системы галактик | 625 |
| <i>Ахундова Г. В., Гусейнов О. Х., Рахамимов Ш. Ю.</i> Определение типов галактических остатков Сверхновых звезд | 85 |
| <i>Байер Ф. В., Петросян М. Б., Тирш Г., Шахбазян Р. К.</i> Компактные группы компактных галактик. III | 327 |
| <i>Бахшян Г. Г., Гарибян Г. М., Ян Ши</i> О рентгеновском переходном излучении, образуемом в молекулярных облаках | 93 |

| | |
|---|-----|
| <i>Бёрниен Ф., Каллоляян А. Т.</i> Четырехцветная фотометрия компактных групп компактных галактик | 21 |
| <i>Бёрниен Ф., Каллоляян А. Т.</i> Четырехцветная поверхностная фотометрия галактик Маркаряна. I. Галактики № 7 и 8 | 159 |
| <i>Бёрниен Ф.</i> (см. <i>Каллоляян А. Т.</i>) | 295 |
| <i>Борчхадзе Т. М.</i> Детальная трехцветная фотометрия галактик NGC 4145, 4156, и МКГ 7—25—46, 48 | 493 |
| <i>Бретц М., Мирзоян Л. В., Осканян В. С.</i> Фотовольтрические наблюдения SS Cyg | 39 |
| <i>Веббер Дж. С.</i> (см. <i>Товмасын Г. М.</i>) | 337 |
| <i>Гаген-Торн В. А.</i> Поляризация оптического излучения внегалактических объектов | 127 |
| <i>Гарибян Г. М.</i> (см. <i>Бахшиян Г. Г.</i>) | 93 |
| <i>Глазюлевский Ю. В., Ковлова К. И., Полосухина Н. С.</i> Спектрофотометрическое исследование магнитно-переменной звезды 21 Per. I | 517 |
| <i>Горбачкий В. Г., Иванов Л. Н.</i> О непрерывном истечении вещества из Новой звезды в послемаксимальный период | 73 |
| <i>Грин Р. Ф.</i> (см. <i>Товмасын Г. М.</i>) | 337 |
| <i>Гринин В. П.</i> Перенос резонансного излучения в движущихся средах. Приближенные методы | 239 |
| <i>Гурвадян Г. А., Кашин А. Л., Крмоян М. Н., Оганесян Дж. Б.</i> Ультрафиолетовые спектрограммы звезд, полученные на „Орионе-2“ | 177 |
| <i>Гурвадян Г. А.</i> Интересная „ультрафиолетовая“ звезда, обнаруженная „Орион-2“ | 379 |
| <i>Гусейнов О. Х.</i> (см. <i>Ахундова Г. В.</i>) | 85 |
| <i>Гусейнов О. Х., Новрузова Х. И.</i> Почему релятивистские звезды избегают двойственности? | 273 |
| <i>Данилов В. М.</i> Диссипация звезд в рассеянном звездном скоплении NGC 188 | 387 |
| <i>Демин Д.</i> (см. <i>Товмасын Г. М.</i>) | 337 |
| <i>Денисюк Э. К., Липовецкий В. А.</i> Спектральные наблюдения галактик Маркаряна | 315 |
| <i>Домке Х.</i> Глубинный режим поляризованного света в полубесконечной атмосфере | 205 |
| <i>Зайцева Г. В., Лютый В. М., Черпащук А. М.,</i> Фотовольтрические наблюдения переменности интенсивности эмиссионной линии H ₂ и континуума в спектре RY TAU | 357 |

| | |
|--|-----|
| <i>Зайцева Г. В.</i> (см. <i>Колотилов Е. А.</i>) | 365 |
| <i>Зеге Э. П.</i> (см. <i>Кацев И. Л.</i>) | 219 |
| <i>Иванов В. В.</i> Асимптотические свойства полей излучения в полубесконечных атмосферах | 193 |
| <i>Иванов Л. Н.</i> (см. <i>Горбацкий В. Г.</i>) | 73 |
| <i>Игнатьев Л. Х.</i> О некоторых возможных проявлениях эффекта гравитационной линзы | 555 |
| <i>Йосс К. М.</i> (см. <i>Товмасян Г. М.</i>) | 337 |
| <i>Казарян М. А., Хачикян Э. Е.</i> Спектральные наблюдения шести новых галактик с ультрафиолетовым континуумом | 477 |
| <i>Каллоляян А. Т., Бёрниен Ф.</i> Тесная система голубых галактик | 295 |
| <i>Каллоляян А. Т.</i> (см. <i>Бёрниен Ф.</i>) | 21 |
| <i>Каллоляян А. Т.</i> (см. <i>Бёрниен Ф.</i>) | 159 |
| <i>Каплан С. А.</i> (см. <i>Абрамян М. Г.</i>) | 565 |
| <i>Караченцев И. Д., Проник В. И., Чуваев К. К.</i> Примечательная пара компактных галактик | 441 |
| <i>Караченцева В. Е., Костюк И. П.</i> Карликовые галактики в группе М 81 | 632 |
| <i>Кацев И. Л., Зеге Э. П.</i> О связи нестационарных полей излучения в поглощающей и непоглощающей средах | 219 |
| <i>Кашин А. Л.</i> (см. <i>Гурзадян Г. А.</i>) | 177 |
| <i>Киппер А. Я.</i> О сущности космологического красного смещения | 283 |
| <i>Ковлова К. И.</i> (см. <i>Глазюлевский Ю. В.</i>) | 517 |
| <i>Колотилов Е. А., Зайцева Г. В.</i> Изменения контуров эмиссионных линий H_{α} и H_{β} в спектре RY TAU | 365 |
| <i>Копецкая Е. Н.</i> (см. <i>Шулов О. С.</i>) | 117 |
| <i>Копецкая Е. Н.</i> (см. <i>Шулов О. С.</i>) | 120 |
| <i>Копылов И. М., Липовецкий В. А., Проник В. И., Чуваев К. К.</i> Спектральные наблюдения галактик Маркаряна | 483 |
| <i>Костюк И. П.</i> (см. <i>Караченцева В. Е.</i>) | 632 |
| <i>Крмолян М. Н.</i> (см. <i>Гурзадян Г. А.</i>) | 177 |
| <i>Липовецкий В. А.</i> (см. <i>Маркарян Б. Е.</i>) | 307 |
| <i>Липовецкий В. А.</i> (см. <i>Копылов И. М.</i>) | 483 |
| <i>Липовецкий В. А.</i> (см. <i>Денисюк Э. К.</i>) | 315 |
| <i>Лютый В. М.</i> (см. <i>Зайцева Г. В.</i>) | 357 |

| | |
|--|-----|
| <i>Малов И. Ф.</i> Об ускорении вещества в звездах Вольфа-Райе за счет томсоновского рассеяния излучения на электронах | 57 |
| <i>Малумян В. Г., Самаян В. А.</i> Замечание о переменной квазара 3С 454.3 на частоте 488 Мц | 631 |
| <i>Маркарян Б. Е., Липовецкий В. А.</i> Галактики с ультрафиолетовым континуумом. VII | 307 |
| <i>Мелик-Алавердян Ю. К.</i> О возможном механизме образования дейтерия в ядре галактики | 123 |
| <i>Мелик-Алавердян Ю. К.</i> О движении газа в ядрах галактик | 627 |
| <i>Мендес М., Парсамян Э. С.</i> Спектральные наблюдения некоторых кометарных туманностей | 65 |
| <i>Мирзоян Л. В.</i> (см. Бретц М.) | 39 |
| <i>Мюкст Я.</i> (см. Седракян Д. М.) | 257 |
| <i>Найрнер Д. И.</i> Теория нестационарного переноса излучения | 445 |
| <i>Нежинский Е. М.</i> Исследование процесса взрывного распада гравитирующих систем | 429 |
| <i>Нежинский Е. М.</i> Вычисление неустойчивых мод для оболочечных центральных конфигураций | 585 |
| <i>Новрузова Х. И.</i> (см. Гусейнов О. Х.) | 273 |
| <i>Нуритдинов С. В.</i> (см. Антонов В. А.) | 611 |
| <i>Овсепян А. В.</i> Эволюция вращающихся белых карликов с истечением вещества | 99 |
| <i>Оганесян Дж. Б.</i> (см. Гурзядян Г. А.) | 177 |
| <i>Осканян В. С.</i> (см. Бретц М.) | 39 |
| <i>Парсамян Э. С.</i> (см. Мендес М.) | 65 |
| <i>Петросян М. Б.</i> Компактные группы компактных галактик. IV | 471 |
| <i>Петросян М. Б.</i> (см. Шахбазян Р. К.) | 13 |
| <i>Петросян М. Б.</i> (см. Байер Ф. В.) | 327 |
| <i>Полосухина Н. С.</i> (см. Глазюлевский Ю. В.) | 517 |
| <i>Полякова Т. А.</i> Собственная поляризация в излучении μ Сер | 53 |
| <i>Проник В. И.</i> (см. Караченцев И. Д.) | 441 |
| <i>Проник В. И.</i> (см. Копылов И. М.) | 85 |
| <i>Рахамимов Ш. Ю.</i> (см. Ахундова Г. В.) | 85 |
| <i>Румянцев А. А.</i> О форме газовых выбросов в активных галактиках | 109 |

| | |
|---|-----|
| <i>Сазонова В. Н.</i> Перенос излучения в анизотропной среде в условиях локального термодинамического равновесия | 405 |
| <i>Салманов И. Р.</i> Активность в атмосфере V 380 Ori | 300 |
| <i>Санамян В. А.</i> (см. <i>Малумян В. Г.</i>) | 631 |
| <i>Сарджент В.</i> (см. <i>Хачикян Э. Е.</i>) | 297 |
| <i>Сарджент В.</i> (см. <i>Арп Г.</i>) | 298 |
| <i>Свенсон Г. В.</i> (см. <i>Товмасын Г. М.</i>) | 337 |
| <i>Седракян Д. М., Шахабасян К. М., Мюкет Я.</i> Внутреннее магнитное поле пульсаров | 257 |
| <i>Соболев В. В.</i> Многократное рассеяние излучения свободными электронами в однородном шаре | 185 |
| <i>Сучков А. А., Щекинов Ю. А.</i> Конвективно-тепловая неустойчивость межзвездного газа и происхождение высокоскоростных облаков HI | 265 |
| <i>Тирш Г.</i> (см. <i>Байер Ф. В.</i>) | 327 |
| <i>Товмасын Г. М., Ширбакян М. С.</i> О радиоизлучении скоплений галактик | 29 |
| <i>Товмасын Г. М., Аро Г., Веббер Дж. С., Свенсон Г. В., Янг К. С., Йосс К. М., Деминг Д., Грин Р. Ф.</i> Одновременные оптические и радионаблюдения вспыхивающих звезд в Плеядах | 337 |
| <i>Хачикян Э. Е., Андреасян Н. К., Сарджент В.</i> Определение красного смещения в спектре иррегулярной галактики NGC 520 | 297 |
| <i>Хачикян Э. Е.</i> (см. <i>Арп Г.</i>) | 7 |
| <i>Хачикян Э. Е.</i> (см. <i>Арп Г.</i>) | 173 |
| <i>Хачикян Э. Е.</i> (см. <i>Арп Г.</i>) | 298 |
| <i>Хачикян Э. Е.</i> (см. <i>Арп Г.</i>) | 625 |
| <i>Хачикян Э. Е.</i> (см. <i>Казарян М. А.</i>) | 477 |
| <i>Черепашук А. М.</i> Переменность одиночных звезд типа Вольфа-Райе в континууме и эмиссионных линиях | 347 |
| <i>Черепашук А. М.</i> (см. <i>Зайцева Г. В.</i>) | 357 |
| <i>Чернин А. Д.</i> О происхождении вращения галактик | 535 |
| <i>Чуваев К. К.</i> (см. <i>Караченцев И. Д.</i>) | 441 |
| <i>Чуваев К. К.</i> (см. <i>Копылов И. М.</i>) | 483 |
| <i>Шахабасян К. М.</i> (см. <i>Седракян Д. М.</i>) | 257 |
| <i>Шахбазян Р. К., Петросян М. Б.</i> Компактные группы компактных галактик. II. | 13 |
| <i>Шахбазян Р. К.</i> (см. <i>Байер Ф. В.</i>) | 327 |

| | |
|--|-----|
| <i>Шацова Р. Б.</i> Аналитическое приближение для функции скоростей звезд при чисто разрывном случайном процессе | 593 |
| <i>Ширбаки М. С.</i> (см. <i>Товмасын Г. М.</i>) | 29 |
| <i>Шулов О. С., Копецкая Е. Н.</i> Обнаружение переменности блеска белого карлика G 29—38 | 117 |
| <i>Шулов О. С., Копецкая Е. Н.</i> Наблюдения круговой поляризации HDE 226868 = Суг X—1 | 120 |
| <i>Шульман Г. А.</i> Нейтронизация холодного водорода в присутствии сверхсильных магнитных полей | 543 |
| <i>Щекинов Ю. А.</i> (см. <i>Сучков А. А.</i>) | 265 |
| <i>Эминваде Т. А.</i> Выделение энергии в результате сжатия оболочки белого карлика в процессе его остывания | 399 |
| <i>Ян К. С.</i> (см. <i>Товмасын Г. М.</i>) | 337 |
| <i>Ян Ши</i> (см. <i>Бахшия Г. Г.</i>) | 93 |

СОДЕРЖАНИЕ

ЖУРНАЛА „АСТРОФИЗИКА“ ТОМ 10 за 1974 год

В ы п у с к 1

| | |
|--|-----|
| Замечательная пара двойных галактик <i>Г. Арп, Дж. Айджманн, 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. Бэрнхейм, А. Т. Каллолиан</i> | 21 |
| О радиоизлучении скоплений галактик . . . <i>Г. М. Товмасьян, М. С. Ширбабян</i> | 29 |
| Фотовольтметрические наблюдения SS Cyg <i>М. Бретц, Л. В. Мирзоян, В. С. Осканян</i> | 39 |
| Собственная поляризация в излучении μ Ser <i>Т. А. Полякова</i> | 53 |
| Спектральные наблюдения некоторых кометарных туманностей <i>М. Мендес, Э. С. Парсамян</i> | 65 |
| О непрерывном истечении вещества из новой звезды в послемаксимальный период <i>В. Г. Горбачкий, Л. Н. Иванов</i> | 73 |
| Определение типов галактических остатков сверхновых звезд <i>Г. В. Ахундова, О. Х. Гусейнов, Ш. Ю. Рахамимов</i> | 85 |
| О рентгеновском переходном излучении, образуемом в молекулярных облаках <i>Г. Г. Бахшиян, Г. М. Гарибян, Ян Ши</i> | 93 |
| Эволюция вращающихся белых карликов с истечением вещества <i>А. В. Овсянян</i> | 99 |
| О форме газовых выбросов в активных галактиках <i>А. А. Румянцев</i> | 109 |
| КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ | |
| Обнаружение переменной блеска белого карлика G 29—38 <i>О. С. Шулов, Е. Н. Капацкая</i> | 117 |
| Наблюдения круговой поляризации HDE 226858--Cyg X—1 <i>О. С. Шулов, Е. Н. Капацкая</i> | 120 |

- О возможном механизме образования дейтерия в ядре галактики
Ю. К. Мелик-Алавердян 123

ОБЗОРЫ

- Поляризация оптического излучения внегалактических объектов
В. А. Гаген-Торн 127

В ы п у с к 2

- Четырехцветная поверхностная фотометрия галактики Маркаряна. I. Галактики
№ 7 и 8 Ф Бёрнсен, А. Т. Каллолян 159

- Объект Маркарян 94 и его связь с галактикой III Zw 0834+51
Г. Арп, Э. Е. Хачикян 173

- Ультрафиолетовые спектрограммы звезд, полученные на „Орhone-2“
Г. А. Гурвадян, А. Л. Кашин, М. Н. Крмолян, Дж. Б. Оганесян 177

- Многokратное рассеяние излучения свободными электронами в однородном
шаре В. В. Соболев 185

- Асимптотические свойства полей излучения в полубесконечных атмосферах
В. В. Иванов 193

- Глубинный режим поляризованного света в полубесконечной атмосфере
Х. Домке 205

- О связи нестационарных полей излучения в поглощающей и непоглощающей
средах И. Л. Кацев, Э. П. Зелиг 219

- О диффузном отражении света полубесконечной средой А. С. Аниконов 227

- Перенос резонансного излучения в движущихся средах. Приближенные методы
В. П. Гринин 239

- Внутреннее магнитное поле пульсаров
Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, Я. Мюкет 257

- Конвективно-тепловая неустойчивость межзвездного газа и происхождение вы-
сокоскоростных облаков III А. А. Сучков, Ю. А. Щекинов 265

- Почему релятивистские звезды избегают двойственности?
О. Х. Гусейнов, Х. И. Новрузова 273

- О сущности космологического красного смещения А. Я. Киппер 283

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

- Тесная система голубых галактик А. Т. Каллолян, Ф. Бёрнсен 295

- Определение красного смещения в спектре иррегулярной галактики NGC 5360
Э. Е. Хачикян, Н. К. Андреасян, В. Сарджент 297

- О спектре голубого объекта недалеко от иррегулярной галактики NGC 520
Г. Арп, В. Сарджент, Э. Е. Хачикян, Н. К. Андреасян 298

- Активность в атмосфере V 380 ORI И. Р. Салманов 300

В ы п у с к 3

| | |
|--|---|
| Галактики с ультрафиолетовым континуумом. VII | |
| | <i>Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий</i> 307 |
| Спектральные наблюдения галактик Маркаряна | |
| | <i>Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий</i> 315 |
| Компактные группы компактных галактик. III. | |
| | <i>Ф. В. Байер, М. Б. Петросян, Г. Тирш, Р. К. Шахбазян</i> 327 |
| Одновременные оптические и радионаблюдения вспыхивающих звезд в Плеядах | |
| | <i>Г. М. Товмасын, Г. Аро, Дж. С. Вэббер, Г. В. Свенсон, К. С. Янг, К. М. Йосс, Д. Деминг, Р. Ф. Грин</i> 337 |
| Переменность одиночных звезд типа Вольфа-Райе в континууме и эмиссионных линиях | <i>А. М. Червпащук</i> 357 |
| Фотоэлектрические наблюдения изменчивости интенсивности эмиссионной линии H_{α} и континуума в спектре RY Tau | |
| | <i>Г. В. Зайцева, В. М. Лютый, А. М. Червпащук</i> 357 |
| Изменения контуров эмиссионных линий H_{α} и H_{β} в спектре RY Tau | |
| | <i>Е. А. Колотилов, Г. В. Зайцева</i> 365 |
| Интересная „ультрафиолетовая“ звезда, обнаруженная „Орионом-2“ | |
| | <i>Г. А. Гурвадян</i> 379 |
| Диссипация звезд в рассеянном звездном скоплении NGC 188 | <i>В. М. Данилов</i> 387 |
| Выделение энергии в результате сжатия оболочки белого карлика в процессе его остывания 1 | <i>Т. А. Эминваде</i> 399 |
| Перенос излучения в анизотропной среде в условиях локального термодинамического равновесия | <i>В. Н. Савонов</i> 405 |
| К проблеме физической природы галактических рентгеновских источников | |
| | <i>П. Р. Амгуэль, О. Х. Гусейнов</i> 417 |
| Исследование процесса взрывного распада гравитирующих систем | |
| | <i>Е. М. Нежинский</i> 429 |

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

| | |
|---|---|
| Примечательная пара компактных галактик | |
| | <i>И. Д. Караченцев, В. И. Проник, К. К. Чуваев</i> 441 |

ОБЗОРЫ

| | |
|---|---------------------------|
| Теория нестационарного переноса излучения | <i>Д. И. Нацирнер</i> 445 |
|---|---------------------------|

В ы п у с к 4

| | |
|---|---|
| Компактные группы компактных галактик. IV | <i>М. Б. Петросян</i> 471 |
| Спектральные наблюдения шести новых галактик с ультрафиолетовым континуумом | <i>М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян</i> 477 |

| | |
|---|-----|
| Спектральные наблюдения галактик Маркаряна <i>И. М. Копылов, В. А. Липовецкий, В. И. Прохик, К. К. Чуваев</i> | 483 |
| Детальная трехцветная фотометрия галактик NGC 4145, 4151, 4156 и МКГ 7—25—46, 48 <i>Т. М. Борчхадзе</i> | 493 |
| О поверхностной яркости галактик с эмиссионными линиями <i>М. А. Аракелян</i> | 507 |
| Спектрофотометрические исследования магнитно-переменной звезды 21 Per. I. <i>Ю. В. Глаголевский, К. И. Козлова, Н. С. Полосухина</i> | 517 |
| О происхождении вращения галактик <i>А. Д. Черник</i> | 535 |
| Нейтронизация холодного водорода в присутствии сверхсильных магнитных полей <i>Г. А. Шульман</i> | 543 |
| О некоторых возможных проявлениях эффекта гравитационной линзы <i>Л. Х. Ингель</i> | 555 |
| О равновесии и устойчивости сферидальных подсистем <i>М. Г. Абрамян, С. А. Каплан</i> | 565 |
| Об ускорении вещества в звездах Вольфа-Райе за счет томсоновского рассея- ния излучения на электронах <i>И. Ф. Малов</i> | 575 |
| Вычисление неустойчивых мод для оболочечных центральных конфигураций <i>Е. М. Нежинский</i> | 585 |
| Аналитическое приближение для функции скоростей звезд при чисто разрыв- ном случайном процессе <i>Р. Б. Шацovi</i> | 593 |
| О роли иррегулярных сил в слабонестационарных самогравитирующих системах <i>В. А. Антонов, С. Н. Нуритдинов</i> | 611 |
| КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ | |
| Маркарян 459—член тройной системы галактик <i>Г. Арп, Э. Е. Хачикян, Н. К. Андреасян</i> | 625 |
| О движении газа в ядрах галактик <i>Ю. К. Мелик-Алавердян</i> | 627 |
| Замечание о переменности квазара 3C 454.3 на частоте 408 Мц <i>В. Г. Малумян, В. А. Саманян</i> | 631 |
| Карликовые галактики в группе M 81 . . . <i>В. Е. Караченцева, И. П. Костюк</i> | 632 |

INDEX OF AUTHORS

| | |
|--|-----|
| <i>Abrahamian M. G., Kaplan S. A.</i> On the equilibrium and stability of spheroidal subsets | 565 |
| <i>Akhundova G. V., Guseinov O. Kh., Rakhimov Sh. Y.</i> The determination of the types of the galactic remaining stars of (SNR) | 85 |
| <i>Amnuel P. R., Guseinov O. H.</i> On the physical nature of galactic X-ray sources | 417 |
| <i>Andreastan N. K.</i> (see <i>Arp C. H.</i>) | 298 |
| <i>Andreastan N. K.</i> (see <i>Arp C. H.</i>) | 625 |
| <i>Andreastan N. K.</i> (see <i>Khachikyan E. Ye.</i>) | 297 |
| <i>Anikonov A. S.</i> On the diffuse reflection of light by semi-infinite medium | 227 |
| <i>Antonov V. A., Nuritdinov S. N.</i> On the role of irregular forces in weakly non-stationary self-gravitating systems | 611 |
| <i>Arakelian M. A.</i> On the surface brightness of emission line galaxies | 507 |
| <i>Arp C. H., Heldmann J., Khachikyan E. Ye.</i> Remarkable pairs of double galaxies | 7 |
| <i>Arp C. H., Khachikyan E. Ye.</i> Markarian 94 and its connection with the galaxy III Zw 0843+51 | 173 |
| <i>Arp C. H., Sargent W. L. W., Khachikyan E. Ye., Andreastan N. K.</i> On the spectrum of the blue object near irregular galaxy NGC 520 | 298 |
| <i>Arp C. H., Khachikyan E. Ye., Andreastan N. K.</i> Markarian 459 a member of the triple system of galaxies | 625 |
| <i>Baler F. W., Petrosian M. B., Ttersch H., Shahbazian R. K.</i> Compact groups of compact galaxies. III | 327 |
| <i>Bakhtan G. G., Garibyan G. M., Yang C.</i> X-ray transition radiation formed in the molecular clouds. | 93 |
| <i>Börngen F., Kalloghlian A. T.</i> Four-colour photometry of compact groups of compact galaxies | 21 |
| <i>Börngen F., Kalloghlian A. T.</i> Four-colour surface photometry of Markarian galaxies. I. Galaxies No. 7 and 8 | 159 |

| | |
|---|-----|
| <i>Börngen F.</i> (see <i>Kallogltan A. T.</i>) | 295 |
| <i>Borchkhadze T. M.</i> A detail three colour photometry of galaxies NGC 4145, 4151, 4156 and MKG 7—25—46, 48 | 493 |
| <i>Bretz M., Mirzoyan L. V., Oskantan V. S.</i> Photoelectric observations of SS Cygni | 39 |
| <i>Cherepashchuk A. M.</i> The variability of single Wolf-Rayet stars in the continuum and emission lines | 347 |
| <i>Cherepashchuk A. M.</i> (see <i>Zaytseva G. V.</i>) | 357 |
| <i>Chernin A. D.</i> On the origin of rotation of galaxies | 535 |
| <i>Chuvaev K. K.</i> (see <i>Karachentsev I. D.</i>) | 441 |
| <i>Chuvaev K. K.</i> (see <i>Kopilov I. M.</i>) | 483 |
| <i>Dantlov V. M.</i> Dissipation of stars in open stellar clusters NGC 188 | 387 |
| <i>Deming D.</i> (see <i>Toumassian H. M.</i>) | 337 |
| <i>Dentsyuk E. K., Lipovetsky V. A.</i> Spectral observations of Markarian galaxies | 315 |
| <i>Domke H.</i> Polarized radiation in deep layers of a semi-infinite atmosphere | 205 |
| <i>Emtzade T. A.</i> Energy release due to compression of a white dwarf envelope in the process of its cooling | 399 |
| <i>Gartblan G. M.</i> (see <i>Bakhtan G. G.</i>) | 93 |
| <i>Glagolevsky Yu. V., Kozlova K. L., Polosukhina N. S.</i> [A spectrophotometric study of the magnetic variable star 21 Per. I | 517 |
| <i>Gorbatskii V. G., Ivanov L. N.</i> On the continuous outflow of matter during the postmaximum stage of Nova | 73 |
| <i>Green R. F.</i> (see <i>Toumassian H. M.</i>) | 337 |
| <i>Grinin V. P.</i> Resonance radiation transfer in moving media. Approximation methods | 239 |
| <i>Gurzadlan G. A., Kashin A. L., Krmoyan M. N., Ohanesian J. B.</i> Ultraviolet spectrograms of stars obtained by „Orion-2” | 177 |
| <i>Gurzadlan G. A.</i> A remarkable „ultraviolet” star discovered by „Orion-2” | 379 |
| <i>Gusseinov O. Kh.</i> (see <i>Akhundova G. V.</i>) | 85 |
| <i>Gusseinov O. Kh., Novruzova Kh. I.</i> Why do relativistic stars avoid duplicity ? | 273 |
| <i>Hagen-Thorn V. A.</i> Polarization of optical radiation of extragalactic objects | 127 |
| <i>Haro G.</i> (see <i>Toumassian H. M.</i>) | 337 |
| <i>Heidmann J.</i> (see <i>Arp C. H.</i>) | 7 |
| <i>Hoopesian A. V.</i> The evolution of the rotating white dwarfs with the outflow of the matter | 99 |

| | |
|--|-----|
| <i>Ingel L. H.</i> On some possible manifestations of the gravitational lens effect | 555 |
| <i>Ivanov V. V.</i> Asymptotic properties of radiation fields in semi-infinite atmospheres | 193 |
| <i>Ivanov L. N.</i> (see <i>Gorbatskii V. G.</i>) | 73 |
| <i>Kalloghlian A. T., Börngen F.</i> A narrow system of blue galaxies | 295 |
| <i>Kalloghlian A. T.</i> (see <i>Börngen F.</i>) | 21 |
| <i>Kalloghlian A. T.</i> (see <i>Börngen F.</i>) | 159 |
| <i>Kaplun S. A.</i> (see <i>Abrahamian M. G.</i>) | 565 |
| <i>Karachentsev I. D., Pronik V. I., Chuvaev K. K.</i> The remarkable pair of compact galaxies | 441 |
| <i>Karachentseva V. Ye., Kostyuk I. P.</i> The dwarf galaxies in the M 81 group | 632 |
| <i>Kashin A. L.</i> (see <i>Gurzadian G. A.</i>) | 177 |
| <i>Katsev I. L., Zege E. P.</i> On the connection between nonstationary radiation fields in absorbing and nonabsorbing media | 219 |
| <i>Kazarinn M. A., Khachikyan E. Ye.</i> Spectroscopic observations of six new galaxies with ultraviolet continuum | 477 |
| <i>Kipper A. Ya.</i> On the essence of cosmological redshift | 283 |
| <i>Khuchikyan E. Ye., Andreastan N. K., Sargent W. L. W.</i> Determination of the redshift of irregular galaxy HGC 5360 | 297 |
| <i>Khachikyan E. Ye.</i> (see <i>Arp C. H.</i>) | 7 |
| <i>Khachikyan E. Ye.</i> (see <i>Arp C. H.</i>) | 173 |
| <i>Khachikyan E. Ye.</i> (see <i>Arp C. H.</i>) | 298 |
| <i>Khachikyan E. Ye.</i> (see <i>Arp C. H.</i>) | 625 |
| <i>Khachikyan E. Ye.</i> (see <i>Kazarian M. A.</i>) | 477 |
| <i>Kolotilov E. A., Zaytseva G. V.</i> Variations of emission H α and H β line profiles in the spectrum of RY Tau | 365 |
| <i>Kopatskaya E. N.</i> (see <i>Shulov O. S.</i>) | 117 |
| <i>Kopatskaya E. N.</i> (see <i>Shulov O. S.</i>) | 120 |
| <i>Koptlov I. M., Lipovetsky V. A., Pronik V. I., Chuvaev K. K.</i> , Spectral observations of Markarian galaxies | 483 |
| <i>Kostyuk I. P.</i> (see <i>Karachentseva V. Ye.</i>) | 632 |
| <i>Kozlova K. L.</i> (see <i>Glagolevsky Yu. V.</i>) | 517 |
| <i>Krmoyan M. N.</i> (see <i>Gurzadian G. A.</i>) | 177 |
| <i>Lipovetsky V. A.</i> (see <i>Markarian B. E.</i>) | 307 |

| | |
|---|-----|
| <i>Lipovetsky V. A. (see Koptlov I. M.)</i> | 483 |
| <i>Lipovetsky V. A. (see Dentsyuk E. K.)</i> | 315 |
| <i>Lyuty V. M. (see Zaytseva G. V.)</i> | 357 |
| <i>Malov I. F. On the acceleration of matter in -Wolf-Rayet stars by Thomson scattering</i> | 575 |
| <i>Malumtjan V. G., Sanamtan V. A. A remark on variability of the 3C 454 at 408 CHz</i> | 631 |
| <i>Markartian B. E., Lipovetsky V. A. Galaxies with ultraviolet continuum. VII</i> | 307 |
| <i>Melik-Alaverdian Yu. K. On a possible mechanism of the formation of deuterium in the nucleus of galaxy</i> | 123 |
| <i>Melik-Alaverdian Yu. K. On the gas movement in galactic nuclei</i> | 627 |
| <i>Mendez M., Parsamtan E. S. Spectral observations of some cometary nebulae</i> | 65 |
| <i>Mirzoyan L. V. (see Bretz M.)</i> | 39 |
| <i>Mücket J. (see Sedraktan D. M.)</i> | 257 |
| <i>Nagtrner D. I. Theory of nonstationary transfer of radiation</i> | 445 |
| <i>Nezhinski E. M. Study of the process of an explosive disintegration of self-gravitating systems</i> | 429 |
| <i>Nezhinski E. M. Calculation of unstable frequency modes for shell central configurations</i> | 585 |
| <i>Novruzova Kh. I. (see Guseynov O. Kh.)</i> | 273 |
| <i>Nuritdinov S. N. (see Antonov V. A.)</i> | 611 |
| <i>Ohaneslian J. B. (see Gurzadtan G. A.)</i> | 117 |
| <i>Oskantian V. S. (see Bretz M.)</i> | 39 |
| <i>Parsamtan E. S. (see Mendez M.)</i> | 65 |
| <i>Petrostan M. B. Compact groups of compact galaxies. IV</i> | 471 |
| <i>Petrostan M. B. (see Shahbaztan R. K.)</i> | 13 |
| <i>Petrostan M. B. (see Baier F. W.)</i> | 327 |
| <i>Polosukhtina N. S. (see Glagolevsky Yu. V.)</i> | 517 |
| <i>Polyakova T. A. An intrinsic polarization in the light of μ Cephei</i> | 53 |
| <i>Pronik V. I. (see Karachentsev I. D.)</i> | 441 |
| <i>Pronik V. I. (see Koptlov I. M.)</i> | 483 |
| <i>Rakhimov Sh. Y. (see Akhundova G. V.)</i> | 85 |
| <i>Rumyantsev A. A. On the form of gaseous ejections in the active galaxies</i> | 109 |

| | |
|--|-----|
| <i>Salmonov I. R.</i> The activity in the atmosphere of M 380 Ori | 300 |
| <i>Sanamtan V. A.</i> (see <i>Malumtan V. G.</i>) | 631 |
| <i>Sargent W. L. W.</i> (see <i>Khachikyan E. Ye.</i>) | 297 |
| <i>Sargent W. L. W.</i> (see <i>Arp C. H.</i>) | 298 |
| <i>Sazonov V. N.</i> Radiation transfer in the anisotropic medium under the condition of local thermodynamic equilibrium | 405 |
| <i>Sedraktan D. M., Shahabaslan K. M., Macket J.</i> The interior magnetic field of pulsars | 257 |
| <i>Shahabaslan K. M.</i> (see <i>Sedraktan D. M.</i>) | 257 |
| <i>Shahbaztan R. K.</i> Compact groups of compact galaxies. II. | 13 |
| <i>Shahbaztan R. K.</i> (see <i>Bater F. W.</i>) | 327 |
| <i>Shatsova R. B.</i> An analytical approximation for the velocity function of stars in the purely discontinuous random process | 593 |
| <i>Shekinov Ya. A.</i> (see <i>Suchkov A. A.</i>) | 265 |
| <i>Shtrbaktan M. S.</i> (see <i>Arp C. H.</i>) | 29 |
| <i>Shulman G. A.</i> Neutronization of cold hydrogen when extra-powerful magnetic fields are present | 543 |
| <i>Shulov O. S., Kopatskaya E. N.</i> Discovery of light variability in the white dwarf G 29—38 | 117 |
| <i>Shulov O. S., Kopatskaya E. N.</i> Observations of the circular polarization in HDE 226 868=Cyg X—1 | 120 |
| <i>Sobolev V. V.</i> Multiple light scattering by free electrons in a homogeneous sphere | 185 |
| <i>Suchkov A. A., Shekinov Yu. A.</i> Thermal-convective instability of the interstellar gas and the origin of the high velocity HI clouds | 265 |
| <i>Swenson G. W., Jr.</i> (see <i>Tovmassian H. M.</i>) | 337 |
| <i>Tiersch H.</i> (see <i>Bater F. W.</i>) | 327 |
| <i>Tovmassian H. M., Shtrbaktan M. S.</i> On radio emission of clusters of galaxies | 29 |
| <i>Tovmassian H. M., Haro G., Webber J. C., Swenson G. W., Yang K. S., Yoss K. M., Deming D., Green R. E.</i> Simultaneous optical and radio observations of flare stars in the Pleiades | 337 |
| <i>Webber J. C.</i> (see <i>Tovmassian H. M.</i>) | 337 |
| <i>Yang K. S.</i> (see <i>Tovmassian H. M.</i>) | 337 |
| <i>Yang C.</i> (see <i>Bakhstan G. G.</i>) | 93 |
| <i>Yoss K. M.</i> (see <i>Tovmassian H. M.</i>) | 337 |

| | |
|---|-----|
| <i>Zaytseva G. V., Lyuty V. M., Cherepashchak A. M.</i> Photoelectric observations of the intensity variations of the H_{α} emission line and the continuum in the RY Tau spectrum | 357 |
| <i>Zaytseva G. V.</i> (see <i>Kolotilov E. A.</i>) | 365 |
| <i>Zege E. P.</i> (see <i>Katsev I. L.</i>) | 219 |

CONTENTS

Number 1

| | |
|--|-----|
| Remarkable pairs of double galaxies <i>C. H. Arp, J. Heldmann, E. Y. Khachikyan</i> | 7 |
| Compact groups of compact galaxies. II · · · <i>R. K. Shahbazian, M. B. Petrostian</i> | 13 |
| Four-colour photometry of compact groups of compact galaxies <i>F. Börngen, A. T. Kalloghlyan</i> | 21 |
| On radio emission of clusters of galaxies <i>H. M. Toumassian, M. S. Shirbaktian</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. Rakhmatov</i> | 85 |
| X-ray transition radiation formed in the molecular clouds <i>G. G. Bakhstan, G. M. Garibton, C. Yang</i> | 93 |
| The evolution of the rotating white dwarfs with the outflow of the matter <i>A. V. Hovsepyan</i> | 99 |
| On the form of gaseous ejections in the active galaxies · · · <i>A. A. Romyantsev</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 polarization 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 · *V. A. Hagen-Thorn* 127

N u m b e r 2

- A four-colour surface photometry of Markarian galaxies. I. Galaxies No. 7 and 8
F. Börngen, A. T. Kalloghltan 159
- Markarian 94 and its connection with the galaxy III Zw 0834+51
C. H. Arp, E. Ye. Khachikyan 173
- Ultraviolet spectrograms of stars obtained by „Orion-2“
G. A. Gurzadyan, A. L. Kashtan, M. N. Krmoyan, J. B. Ohanesyan 177
- Multiple light scattering by free electrons in a homogeneous sphere
V. V. Sobolev 185
- Asymptotic properties of radiation fields in semi-infinite atmospheres
V. V. Ivanov 193
- Polarized radiation in deep layers of a semi-infinite atmosphere · · · *H. Domke* 205
- On the connection between nonstationary radiation fields in absorbing and non-absorbing media · · · · · *I. L. Katsev, E. P. Zege* 219
- On the diffuse reflection of light by semi-infinite medium · · *A. S. Antonov* 227
- Resonance radiation transfer in moving media. Approximation methods
V. P. Grtina 239
- The interior magnetic field of Pulsars
D. M. Sedraktan, K. M. Shahabassian, J. Mückel 257
- Thermal-convective instability of the interstellar gas and the origin of the high-velocity HI clouds · · · · · *A. A. Suchkov, Yu. A. Shekhtinov* 265
- Why do relativistic stars avoid duplicity?
O. Kh. Guseynov, Kh. I. Novruzova 273
- On the essence of cosmological redshift · · · · · *A. Ya. Kipper* 283
- NOTES
- A narrow system of blue galaxies · · · · · *F. Börngen, A. T. Kalloghltan* 295
- Determination of the redshift of irregular Galaxy NGC 5360
E. Y. Khachikyan, N. K. Andreev, W. L. W. Sargent 297
- On the spectrum of the blue object near irregular galaxy NGC 520
C. H. Arp, W. L. W. Sargent, E. Ye. Khachikyan, N. K. Andreev 298
- The activity in the atmosphere of V 380 ORI · · · · · *I. R. Salmanov* 300

N u m b e r 3

- Galaxies with ultraviolet continuum. VII · · *B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky* 307

| | | |
|---|---|-----|
| Spectral observations of Markarian galaxies | <i>E. K. Dentsyuk, V. A. Lipovetsky</i> | 315 |
| Compact groups of compact galaxies. III | <i>[F. W. Baier, M. B. Petrosian, H. Tiersch, R. K. Shahbazian</i> | 327 |
| Simultaneous optical and radio observations of flare stars in the Pleiades | <i>[H. M. Tovmassian, G. Haro, J. C. Webber, G. W. Swenson, Jr., K. S. Yang, K. M. Yoss, D. Deming, R. F. Green</i> | 337 |
| The variability of single Wolf-Rayet stars in the continuum and emission lines | <i>A. M. Cherepashchuk</i> | 247 |
| Photoelectric observations of the intensity variations of the H α emission line and the continuum in the RY Tau spectrum | <i>G. V. Zaytseva, V. M. Lyuty, A. M. Cherepashchuk</i> | 357 |
| Variations of emission H α and H β line profiles in the spectrum of RY Tau | <i>E. A. Kolotilov, G. V. Zaytseva</i> | 365 |
| A remarkable "ultraviolet" star discovered by "Orion-2" | <i>G. A. Gurzadyan</i> | 379 |
| Dissipation of stars in open stellar cluster NGC 188 | <i>V. M. Danilov</i> | 387 |
| Energy release due to compression of a white dwarf envelope in the process of its cooling | <i>T. A. Eminzade</i> | 399 |
| Radiation transfer in the anisotropic medium under the condition of local thermodynamic equilibrium | <i>V. N. Sazonov</i> | 405 |
| On the physical nature of the galactic X-Ray sources | <i>P. R. Amnuel, O. H. Guseinov</i> | 417 |
| Study of the process of an explosive disintegration of self-gravitating systems | <i>E. M. Nezhtinski</i> | 429 |
| NOTES | | |
| The remarkable pair of compact galaxies | <i>I. D. Karachentsev, V. I. Pronik, K. K. Chuvavaev</i> | 441 |
| REIWEWS | | |
| Theory of nonstationary transfer of radiation | <i>D. I. Nagtrner</i> | 445 |
| N u m b e r 4 | | |
| Compact groups of compact galaxies. IV | <i>M. B. Petrosian</i> | 471 |
| Spectroscopic observations of six new galaxies with ultraviolet continuum | <i>M. A. Kazartan, E. Ye. Khachiklan</i> | 477 |
| Spectral observations of Markarian galaxies | <i>I. M. Kopilov, V. A. Lipovetsky, V. I. Pronik, K. K. Chuvavaev</i> | 483 |
| A detail three colour photometry of galaxies NGC 4145, 4151, 4156 and MCG 7-25-46, 48 | <i>T. M. Borchkhadze</i> | 493 |
| On the surface brightness of emission line galaxies | <i>M. A. Arakeltan</i> | 507 |

| | |
|--|-----|
| A spectrophotometric study of the magnetic variable star 21 Per. I. <i>Yu. V. Glagolevsky, K. L. Kozlova, N. S. Polosukhina</i> | 517 |
| On the origin of rotation of galaxies <i>A. D. Chernin</i> | 535 |
| Neutronization of cold hydrogen when extrapowerful magnetic fields are present <i>G. H. Schulman</i> | 543 |
| On some possible manifestations of the gravitational lens effect <i>L. H. Ingel</i> | 555 |
| On the equilibrium and stability of spheroidal subsets <i>M. G. Abrahamian, S. A. Kaplan</i> | 565 |
| On the acceleration of matter in Wolf-Rayet stars by Thomson scattering <i>I. F. Malov</i> | 575 |
| Calculation of unstable frequency modes for shell central configurations <i>E. M. Nezhinski</i> | 585 |
| An analytical approximation for the velocity function of stars in the purely discontinuous random process <i>R. B. Shatsova</i> | 593 |
| On the role of irregular forces in weakly non-stationary self-gravitating systems <i>V. A. Antonov, S. N. Nuritdinov</i> | 611 |
| NOTES | |
| Markarian 459 a member of the triple system of galaxies <i>G. Arp, E. Ye. Khachikyan, N. K. Andreastan</i> | 625 |
| On the gas movement in galactic nuclei <i>Yu. K. Melik-Alaverdian</i> | 627 |
| A remark on variability of the 3C 454 at 408 CHz <i>V. G. Malumyan, V. A. Sanamyan</i> | 631 |
| The dwarf galaxies in the M 81 group <i>V. Ye. Karachentseva, I. P. Kostyuk</i> | 632 |

CONTENTS

| | |
|--|---|
| COMPACT GROUPS OF COMPACT GALAXIES. IV | <i>M. B. Petrosian</i> 471 |
| SPECTROSCOPIC OBSERVATIONS OF SIX NEW GALAXIES WITH ULTRA-VIOLET CONTINUUM | <i>M. A. Kazarian, E. Ye. Khachikyan</i> 477 |
| SPECTRAL OBSERVATIONS OF MARKARIAN GALAXIES <i>I. M. Kopilov, V. A. Lipovetsky, V. I. Pronik, K. K. Chuvayev</i> | 483 |
| A DETAIL THREE COLOUR PHOTOMETRY OF GALAXIES NGC 4145, 4151, 4156 AND MCG 7-25-46, 48 | <i>T. M. Borckhadze</i> 493 |
| ON THE SURFACE BRIGHTNESS OF EMISSION LINE GALAXIES <i>M. A. Arakelian</i> | 507 |
| A SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF THE MAGNETIC VARIABLE STAR 21 PER. I. | <i>Yu. V. Glagolevsky, K. L. Kozlova, N. S. Polosukhina</i> 517 |
| ON THE ORIGIN OF ROTATION OF GALAXIES | <i>A. D. Chernin</i> 535 |
| NEUTRONIZATION OF COLD HYDROGEN WHEN EXTRAPOWERFUL MAGNETIC FIELDS ARE PRESENT | <i>G. A. Schulman</i> 543 |
| ON SOME POSSIBLE MANIFESTATIONS OF THE GRAVITATIONAL LENS EFFECT | <i>L. H. Ingel</i> 555 |
| ON THE EQUILIBRIUM AND STABILITY OF SPHEROIDAL SUBSETS <i>M. G. Abrahamian, S. A. Kaplan</i> | 565 |
| ON THE ACCELERATION OF MATTER IN WOLF-RAYET STARS BY THOMSON SCATTERING | <i>I. F. Malov</i> 575 |
| CALCULATION OF UNSTABLE FREQUENCY MODES FOR SHELL CENTRAL CONFIGURATIONS | <i>E. M. Nezhinski</i> 585 |
| AN ANALYTICAL APPROXIMATION FOR THE VELOCITY FUNCTION OF STARS IN THE PURELY DISCONTINUOUS RANDOM PROCESS <i>R. B. Shatsova</i> | 593 |
| ON THE ROLE OF IRREGULAR FORCES IN WEAKLY NON-STATIONARY SELF-GRAVITATING SYSTEMS | <i>V. A. Antonov, S. N. Nuritdinov</i> 611 |
| NOTES | |
| MARKARIAN 459 A MEMBER OF THE TRIPLE SYSTEM OF GALAXIES <i>G. Arp, E. Ye. Khachikyan, N. K. Andreasian</i> | 625 |
| ON THE GAS MOVEMENT IN GALACTIC NUCLEI | <i>Yu. K. Melik-Alaverdian</i> 627 |
| A REMARK ON VARIABILITY OF THE 3G 454 AT 40R CH ₂ <i>V. G. Malumtan, V. A. Sanamian</i> | 631 |
| THE DWARF GALAXIES IN THE M 81 GROUP <i>V. Ye. Karachentseva, I. P. Kostyuk</i> | 632 |