

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 30

ИЮНЬ, 1989

ВЫПУСК 3

- О СВЯЗИ ОБЛАСТЕЙ СОВРЕМЕННОГО ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ СО
ЗВЕЗДНЫМИ АССОЦИАЦИЯМИ
В. А. Амбарцумян, Р. А. Кандалян 455
- СТРУКТУРА ОСТАТКА СВЕРХНОВОЙ ЭС 58 И ЕГО ОКРЕСТНОСТЕЙ
*Г. Г. Айвазян, А. М. Асланян, А. Г. Гулян, В. П. Иванов, Р. М. Мартиросян,
К. С. Станкевич, С. П. Столяров* 470
- НОВАЯ ОРБИТА ДЛЯ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКОЙ ЗВЕЗДЫ ТИПА
ВОЛЬФА-РАЙЕ HD 193077
К. Э. Аннук 476
- СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЪЕКТА С КОЛЛИМИ-
РОВАННЫМ ВЫБРОСОМ 1548 C27
Т. Ю. Матакян, Т. А. Мовсесян, В. Л. Афанасьев, А. Н. Буренков 488
- АНАЛИЗ ПОДСЧЕТОВ ЗВЕЗД A0-A2 ПО КАТАЛОГУ SAO
Р. Б. Шацова, Г. Б. Анисимова, И. А. Зенина 495
- ПЫЛЬ ВОКРУГ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД. МОДЕЛЬ АЛГОЛЕПОДОБНЫХ
МИНИМУМОВ ЗВЕЗД ТИПА UX ОРИОНА
Н. В. Воцимников 508
- РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД ПО ИСХОДНОМУ ОТНОШЕНИЮ
МАСС КОМПОНЕНТОВ
Э. Т. Крайчева, Е. И. Попова, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнзельсон 524
- ЛИНЕЙНЫЙ Z-ПИНЧ И ЯВЛЕНИЕ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК
В. С. Айрапетян, А. Г. Никогосян 533
- НОВЫЙ МЕХАНИЗМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ. I
Д. М. Седракян 546

(Продолжение на 4-й странице обложки)

ЕРЕВАН

Выходит с 1965 г. 6 раз
в год на русском
и английском языках

Խմբագրության կազմում Գ. Ս. Քսենովանի-Կոզան, Վ. Գ. Գորբաչևի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Պ. Գրինին, Վ. Վ. Իվանով, [Լ. Ս. Լավալ], Ե. Ս. Կարդաշև, Վ. Հ. Համբարձումյան, Ա. Գ. Մասնիչ, Լ. Վ. Սիրդոյան (գլխ. խմբագիր), Գ. Ս. Սահակյան, Վ. Յու. Տերերիթ, Ա. Տ. Բալազյան (պատ. քարտուղար)։

Խմբագրության խորհուրդում Ա. Ա. Բոյարչուկ, Ե. Կ. Խարաձե, Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան, Լ. Վ. Սիրդոյան, Վ. Վ. Սորոկա (նախագահ)։

Редакционная коллегия: В.А.Амбарцумян, Г.С.Бисноватый-Козан, В.Г.Горбачевый (зам. главного редактора), В.П.Гринин, В.В.Иванов, А.Т.Кваалогян (ответ. секретарь), Н.С.Кардашев, [Л.С.Лаваль], А.Г.Масевич, Л.В.Мирзоян (главный редактор), Г.С.Саакян, В.Ю.Теребинж.

Редакционный совет: В.А.Амбарцумян, А.А. Боярчук, И.М.Копылов, Л.В.Мирзоян, В.В.Соболев (председатель), Е.К.Харадзе.

«АСТРОФИЗИКА» — научный журнал, издаваемый Академией наук Армянской ССР. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой. Журнал предназначается для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

Журнал выходит 6 раз в год, подписная плата за год 10р. 80к. Подписку можно произвести во всех отделениях Совозпечати, а за границей — через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայկական ԽՍՀ Գիտությունների ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, բաժանորդագինը 10 ռ. 80 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում՝ «Մեծդու-նարդնայա կնիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200.

УДК:524.3-52

О СВЯЗИ ОБЛАСТЕЙ СОВРЕМЕННОГО
ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ СО ЗВЕЗДНЫМИ
АССОЦИАЦИЯМИ

В.А.АМБАРЦУМЯН, Р.А.КАНДАЛЯН

Поступила 11 января 1989

Рассматривается связь областей современного звездообразования со звездными ассоциациями. Установлено, что мазерные источники H_2O , встречающиеся в областях современного звездообразования и являющиеся весьма характерными для них объектами, входят в звездные ассоциации. Исходя из свойств мазерных источников H_2O предлагается разделить их на два класса. К первому классу отнесены H_2O -мазеры, входящие в состав звездных ассоциаций, а ко второму — мазеры вне этих областей. Построена функция светимости H_2O -источников. Рассматриваются свойства мазерных источников в областях звездообразования и обсуждается их связь с окружающими объектами.

1. Введение. В последние годы астрономы большое внимание уделяют исследованиям межзвездных плотных и гигантских молекулярных облаков. Большая роль в обнаружении и исследовании этих образований принадлежит методу спектральной радиоастрономии, поскольку в оптической области спектра поглощение волн в облаках может составлять десятки звездных величин, вследствие чего внутренние части этих областей недоступны для наблюдений методами оптической астрономии, а в инфракрасном диапазоне они доступны лишь отчасти.

Исследования показали, что во многих более подробно исследованных случаях плотные облака содержат области активного звездообразования. Они получили название «Области современного звездообразования» (ОСЗ). В результате главным образом применения спектральных методов радиоастрономии оказалось возможным распространить исследования на наиболее ранние стадии формирования звезд.

Газо-пылевой комплекс туманности Ориона (ассоциация Орион OB1) является наиболее известным и изученным очагом звездообразования. Он расположен между спиральными рукавами Персея и Стрельца. Известная туманность Клейнмана-Лоу (KL) в этой ассоциации находится на расстоянии ≤ 0.2 пк от звезд Тραπεции Ориона. Она содержит в себе группу инфракрасных источников. Инфракрасная светимость KL достигает $10^5 L_{\odot}$, а линейный размер меньше 0.05 пк. В окрестностях инфракрасных источни-



ков расположены мазеры водяного пара и гидроксила, которые являются хорошими индикаторами звездообразования. Таким образом, нет сомнений, что область KL является областью звездообразования, где именно в настоящее время происходит интенсивный процесс формирования звезд.

Если газо-пылевой комплекс туманности Ориона представляет собой ОВ-ассоциацию, находящуюся в межрукавном пространстве, то источник W3 (ассоциация Кассиопея ОВ6) является представителем очага звездообразования, связанным со спиральным рукавом. Он представляет большой комплекс газа и пыли, расположенный в рукаве Персея. Источник W3, вместе с большими III-зонами IC 1848, IC 1805 и IC 1795 входит в ОВ-ассоциацию Cas ОВ6. Как в случае ассоциации Ориона, в W3 также наблюдаются мазеры OH , H_2O и точечные инфракрасные источники.

Различие между этими очагами звездообразования, носит скорее всего, количественный, чем качественный характер.

Представляет интерес подробнее изучить вопрос о взаимоотношениях областей современного звездообразования, характерные линейные размеры которых измеряются долями одного парсека, с ОВ-ассоциациями, размеры которых измеряются десятками парсек. При этом следует учитывать, что ОВ-ассоциации неустойчивы и по динамическим причинам должны распаться (иногда линейная скорость расширения может достигать 10 км/с) за время порядка одного десятка миллионов лет [1].

Другим примером молодых звездных ассоциаций являются комплексы, содержащие карликовые переменные звезды типа Т Тельца. Эти ассоциации были названы Т-ассоциациями. Оказалось, что между ОВ-ассоциациями и Т-ассоциациями существует связь. А именно, некоторые ОВ-ассоциации содержат в своем составе Т-ассоциации. Отметим, что размеры Т-ассоциаций значительно меньше размеров ОВ-ассоциаций. Иногда одна ОВ-ассоциация может содержать несколько Т-ассоциаций, например, ассоциация Ogi ОВ1 содержит по меньшей мере восемь Т-ассоциаций.

Выше были приведены примеры, когда ОВ-ассоциации содержат также мазерные источники (см. также [2,3]).

Для выяснения связи ОСЗ со звездными ассоциациями на основе наблюдательных данных, в качестве характерных индикаторов ОСЗ целесообразно рассматривать источники в мазерной радиолинии H_2O на волне 1.35 см, т.к. по многим свойствам (мощность излучения, степень компактности, переменность излучения, вспышечная активность и т.д.) и степени изученности мазеры H_2O занимают особое место среди мазеров в других спектральных линиях межзвездных молекул.

2. *О мазерной радиолинии H_2O в областях звездообразования.* Мазерная радиолиния H_2O была впервые обнаружена в 1968 г. в III-области W49 [4]. В настоящее время известно более 280 мазерных источников,

встречающихся в областях звездообразования [5,6].

Мазеры водяного пара, наряду с областями современного звездообразования, также наблюдаются у следующих объектов: холодные звезды спектральных классов M3 — M8 с сильным избытком близкого инфракрасного излучения, ИК/ОН звезды, компактные области III. Обнаружены также мазеры H_2O , ассоциирующиеся с другими объектами — объектами Хербига—Аро(НН), со звездами типа Т Тельца, Ae/Be звездами Хербига. Мазеры, ассоциирующиеся со звездами классов M3-M8, имеют отношение к поздним стадиям звездной эволюции, а мазеры, связанные с III-областями, с объектами НН и другими — к ранним. Мазеры H_2O в областях звездообразования отличаются также и тем, что являются более мощными, быстропеременными, в ряде случаев проявляют вспышечную активность (W49, Ori- KL, GGD 25, Sgr B2), (см., например, [7]). Кроме этого, профили линий у них сложнее, чем у мазеров, которые ассоциируются с холодными звездами. У некоторых источников H_2O компоненты различаются по лучевой скорости более чем на 300 км/с. В окрестностях мазеров часто наблюдаются неразрешенные инфракрасные источники.

Гензел и Даунс [8] предложили классификацию H_2O мазеров в областях звездообразования, отнеся их к разным стадиям эволюции. На ранней стадии мазеры H_2O , связанные с недавно возникшими протозвездами, излучают одиночные линии. К этому классу относятся источники H_2O низкой светимости, обнаруженные в темных газо-пылевых облаках; они, как правило, не связаны с компактными III-областями. На более поздней стадии развития H_2O -мазера профиль линии имеет сложную структуру. Эти H_2O -мазеры пространственно разделяются на низкоскоростные и высокоскоростные компоненты. Низкоскоростные детали бывают примерно на два порядка мощнее, чем высокоскоростные. Разность лучевых скоростей составляет от нескольких десятков до сотен км/с. В окрестностях мазеров со сложным профилем всегда имеются компактные III-области.

К этому классу объектов относится большинство хорошо изученных H_2O -мазеров (Ori — KL, W3, W49, W51 и др.). Интерферометрические измерения (см. например, [9]) показывают, что низкоскоростные и высокоскоростные компоненты бывают выброшены из единого центра активности и притом приблизительно одновременно. В случае Ori—KL в качестве такого центра предполагается объект IRC 2 [10]. Следует отметить, что деления мазеров, ассоциирующихся со звездами класса M, на низкоскоростные и высокоскоростные детали не наблюдается.

Сандел, Олофссон предлагают классифицировать H_2O -мазеры без привлечения эволюционного статуса [11]. К классу I они относят мазеры, которые связаны с OB-звездами, с компактными III-областями и мазерами ОН. Эта категория охватывает все «классические» мазеры H_2O . Мазеры

H_2O , связанные со звездами малых и средних масс, принадлежащими к Орионову населению, образуют II класс. Эти мазеры не связаны с компактными III-областями и находятся вблизи маленьких эмиссионных туманностей в темных облаках (часть объектов Хербига — Аро находится именно в этих областях).

Однако такая классификация H_2O -мазерных источников, на наш взгляд, приводит к искусственному разделению H_2O -источников, встречающихся в областях звездообразования. Действительно, как было отмечено выше, есть много общего между мазерными источниками H_2O , связанными с различными объектами, встречающимися в областях звездообразования (компактные III-области, объекты Хербига — Аро и др.).

Поскольку наличие H_2O -мазеров во многих ассоциациях является существенным для понимания эволюционного статуса мазеров, целесообразно разделить мазерные источники H_2O прежде всего на следующие два класса. К первому классу следует отнести H_2O -мазеры, входящие в состав звездных ассоциаций, а ко второму — мазеры вне этих областей. В этом случае, конечно, будут такие объекты, в направлении которых, из-за большого поглощения света, невозможно установить с легкостью наличие звездных ассоциаций. Поэтому в подобных случаях желательно относить такие источники к тому или иному классу, исходя из свойств самих мазерных объектов.

Конечно, при такой классификации H_2O -мазеров нарушение однородности обеих групп объектов неизбежно. Однако, нам кажется, что такая классификация мазерных источников более естественно отражает связь с окружающими объектами и эволюцию.

3. *Обсуждение наблюдательных данных.* Сопоставление известных списков H_2O мазерных источников, встречающихся в очагах звездообразования [5,6], и каталогов ОВ-ассоциаций [12,13] показало, что многие ассоциации содержат мазеры H_2O . В табл. 1, содержащей список ОВ-ассоциаций, последовательно приведены: название ассоциации, число очагов мазерных источников H_2O и число известных кратных систем типа Трапеции в данной ассоциации. Данные о связи кратных систем типа Трапеции с ассоциациями, главные звезды которых относятся к спектральному классу О-В, были заимствованы из работ [14-16]. При выяснении вопросов принадлежности того или иного H_2O -объекта к звездной ассоциации, помимо совпадения координат, учитывалась также одинаковость расстояний. Для большинства H_2O -источников известны их кинематические расстояния. Значения этих расстояний были взяты из работ [5, 8, 17-23]. Они, конечно, являются относительно грубыми оценками.

Следует отметить, что привести более или менее полный список

мазерных источников, связанных с ассоциациями, пока невозможно. Причиной этого является: во-первых, нет ни одного полного обзора плоскости Галактики в линии H_2O ; во-вторых, для некоторых источников неизвестны их расстояния. Тем не менее, уже на основе имеющихся данных можно получить некоторые, на наш взгляд, интересные результаты.

Каталоги мазерных источников, в основном, составлены на основе обзоров, выполненных с помощью одиночных радиотелескопов, угловое разрешение которых обычно составляет несколько десятков угловых секунд.

В работе [6] приведен список 283 очагов мазерных источников H_2O с плотностью потока более 1 Ян. Для 241 из них мы вычислили изотропную светимость на волне 1.35 см. Практически во всех каталогах мазерных источников приводится значение плотности потока только самой интенсивной детали профиля линии. Поэтому трудно определить интегральную светимость источника. Однако на основе данных работы [8] нетрудно убедиться, что, в среднем, светимость максимальной детали бывает порядка одной трети интегральной светимости источника. В связи с этим, для характеристики светимости мазера мы ограничились данными о светимости (эрг/с) самой интенсивной детали профиля, за полуширину линии принимая 1 км/с, что характерно для большинства мазерных источников H_2O .

Из 241 объекта 137 находятся на расстоянии до 4 кпк. С другой стороны, звездные ассоциации, которые обнаружены оптическим методом, в основном, распределены до 4 кпк. Поэтому, при сопоставлении некоторых параметров выборок объектов, входящих и не входящих в состав ассоциаций, мы будем ограничиваться объектами, расстояние которых менее 4 кпк.

Подсчет показал, что из 137 мазеров H_2O 72 (53%) входят в состав звездных ассоциаций. Это число является нижним пределом, так как, во-первых, не все ОВ-ассоциации, находящиеся ближе 4 кпк, обнаружены оптическим методом; во-вторых, в направлении многих звездных ассоциаций наблюдений H_2O не проводилось. В частности, некоторые объекты из списка НII-областей Вестерхаута [24] по многим признакам являются членами ОВ-ассоциаций, однако большое поглощение в оптических лучах в направлении этих объектов не позволяет обнаружить наличие ассоциаций. Если же учитывать подобные объекты, то оказывается, что из 137 очагов излучения H_2O 94 (~ 70%) входят в ОВ-ассоциации.

В работе [25] проводились наблюдения в линии H_2O в направлении некоторых звездных ассоциаций. Процент обнаружения H_2O -источников в указанной работе не был высок (~15%). В частности, не были обнаружены мазерные источники в направлениях ассоциаций Ог1 ОВ2, Моп ОВ2, Сер ОВ4. Исходя из результатов этой работы, некоторыми авторами сделано неверное заключение, что мазерные источники H_2O редко встречаются в ассоциациях (см., например, [17]), несмотря на то, что уже ранее

было известно много источников H_2O , наблюдаемых в направлении известных ассоциаций, хотя их принадлежность к ассоциациям не рассматривалась.

Действительно, согласно каталогам мазерных источников наблюдения в линии H_2O проводились в направлении примерно 30 известных ассоциаций, из них у 22 (73%) обнаружены H_2O - источники (табл.1.). Отметим также, что эти наблюдения охватывают лишь небольшую часть объема ассоциации. Итак, в каждой ассоциации, где есть мазерные источники водяного пара, их встречается в среднем около трех.

Таблица 1

ЗВЕЗДНЫЕ АССОЦИАЦИИ, СОДЕРЖАЩИЕ H_2O -ИСТОЧНИКИ

№	Название	N_{H_2O}	$N_{Тран.}$
1	Cas OB6	5	2
2	Per OB2	4	1
3	Ori OB1	7	4
4	Gem OB1	2	—
5	Mon OB1	1	—3
6	CMa OB1	1	—
7	Vel OB1	1	3
8	Car OB1	1	5
9	Nor OB1	1	—
10	Sco OB2	2	—
11	Nor OB4	9	1
12	Ara OB1 b	9	1
13	Sgr OB5	1	—
14	Sgr OB1	1	1
15	Sgr OB6	3	2
16	Ser OB1	13	1
17	Vul OB1	3	1
18	Cyg OB1	1	1
19	Cyg OB2	1	—
20	Cyg OB6	1	2
21	Cep OB3	2	—
22	Cas OB2	3	1

4. Функция светимости мазерных источников. На рис.1 приведены функции светимостей H_2O - мазеров. Верхняя гистограмма — функция светимости для 241 объекта (N_i). Далее приведены функции светимостей

для объектов, у которых: а) в профиле линии имеют более одной детали (N_c), б) профиль линии состоит из одной детали (N_s). В правом верхнем углу приведено среднее значение логарифма светимости и его стандартное отклонение для каждой группы. Нетрудно заметить, что по светимости источники, у которых наблюдается сложный профиль, существенно превосходят объекты с простым спектром. Эти же зависимости для членов звездных ассоциаций и объектов вне этих областей, а также для всех объектов, расстояния которых меньше 4 кпк, приведены на рис.2,3 соответственно. Видно, что объекты, входящие в ОВ-ассоциации, в среднем в 2.5 раза мощнее, чем объекты вне этих областей.

Приведенные зависимости числа источников H_2O от светимости можно охарактеризовать следующим образом. Уменьшение числа источников при больших значениях светимости свидетельствует об отсутствии H_2O -мазеров с $lg L > 34$. Что касается уменьшения числа источников при низких значениях светимости ($lg L \leq 28.0$), то, очевидно, это в основном, обусловлено наблюдательной селекцией. В этом можно убедиться из данных табл.2, где приведено распределение числа мазерных источников в зависимости от светимости и расстояний. Видно, что для больших значений светимости ($lg L > 28.0$) источники, расстояние которых больше 1.0 кпк, вносят существенно больший вклад в функцию светимости, чем объекты с $D \leq 1.0$ кпк. На низком конце функции светимости вклад объектов с $D \leq 1.0$ кпк и $D > 1.0$ кпк примерно одинаков, что, как уже отмечалось, является следстви-

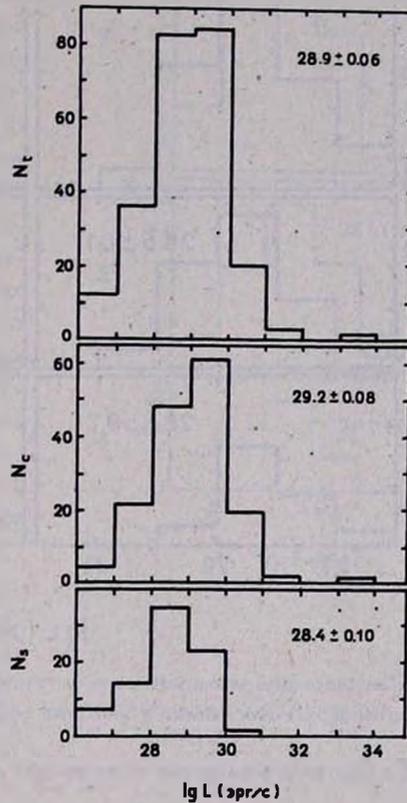


Рис.1. Распределение числа мазерных источников H_2O по светимости. В правом верхнем углу приведено среднее значение логарифма светимости и его стандартное отклонение.

ем. На низком конце функции светимости вклад объектов с $D \leq 1.0$ кпк и $D > 1.0$ кпк примерно одинаков, что, как уже отмечалось, является следстви-

ем наблюдательной селекции. Действительно, если предположить, что в

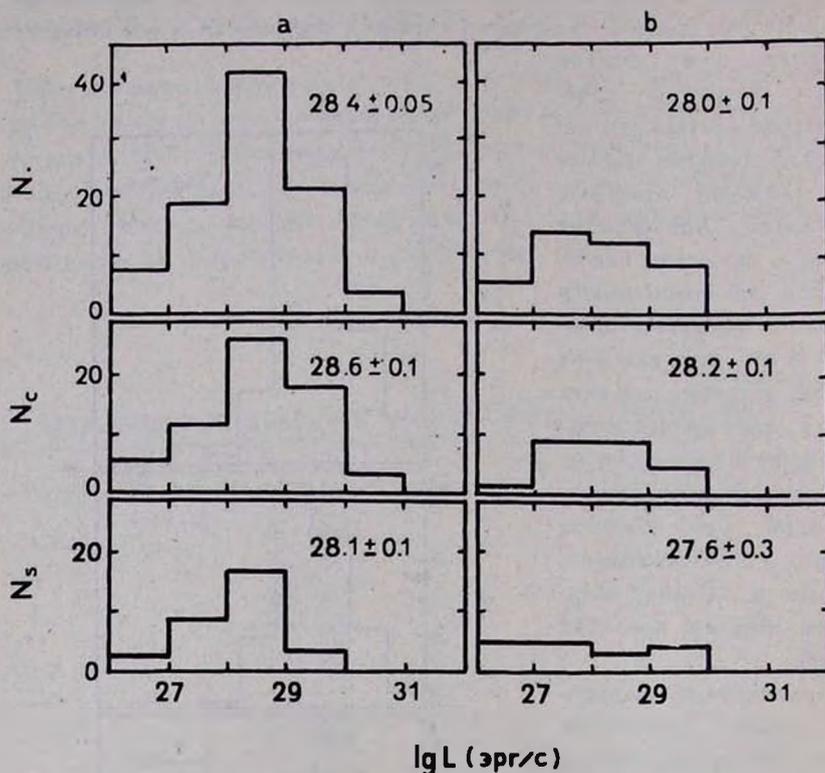


Рис.2. Распределение числа мазерных источников H_2O по светимости: а) для членов звездных ассоциаций, б) для объектов вне этих областей.

плоскости Галактики мазерные источники распределены равномерно, то

Таблица 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ СВЕТИМОСТИ И РАССТОЯНИЙ

	$lgL < 28.0$		$28.0 < lgL < 29.0$	
	< 1.0 кпк	> 1.0 кпк	< 1.0 кпк	> 1.0 кпк
N_1	22	28	5	50
N_c	12	17	4	32
N_s	10	11	1	18

число объектов одинаковой светимости, плотность потока которых ниже

порога обнаружения радиотелескопа, в большом объеме должно превосходить таковую в меньшем объеме. Следовательно, если известно всего 22 источника с $25.0 \leq \lg L \leq 28.0$ и $D \leq 1.0$ кпк, то число объектов с той же светимостью для $D \leq 4.0$ кпк должно быть примерно 350. Исходя из этих результатов и принимая радиус диска Галактики равным 15 кпк, можно оценить полное число мазерных источников H_2O в Галактике со светимостью $25.0 \leq \lg L \leq 34.0$. Расчеты показывают, что число таких объектов должно быть примерно 5000. Однако, учитывая, что на самом деле они распределены в плоскости Галактики неравномерно [6], ожидаемое число объектов будет от 2000 до 2500. В работе [26] число H_2O -мазеров оценено ~ 2000 .

В связи с этим возникает вопрос, все ли мазеры в областях звездообразования образовались в ОВ-ассоциациях. Сделаем грубую прикидку. В настоящее время в окрестностях Солнца (на расстояниях до 1 кпк) известно 16 ОВ-ассоциаций.

Следовательно, при неравномерности их распределения общее число таких ассоциаций в Галактике должно быть примерно 1000. Тогда число мазерных источников в ассоциациях (считая по три мазера в каждой) составит ~ 3000 , что вполне достаточно для объяснения происхождения всех этих источников в Галактике.

Отсутствие объектов с $\lg L < 25.0$ связано с тем, что либо таких источников просто не существует, либо чувствительность современных радиотелескопов недостаточна для обнаружения подобных слабых объектов. Вторая причина нам кажется более вероятной. Действительно, чувствительность современных спектральных наблюдений на волне 1.35 см позволяет обнаружить только объекты с плотностью потока больше 1 Ян. Следовательно, объекты с $\lg L < 25.0$ доступны для наблюдений лишь на неболь-

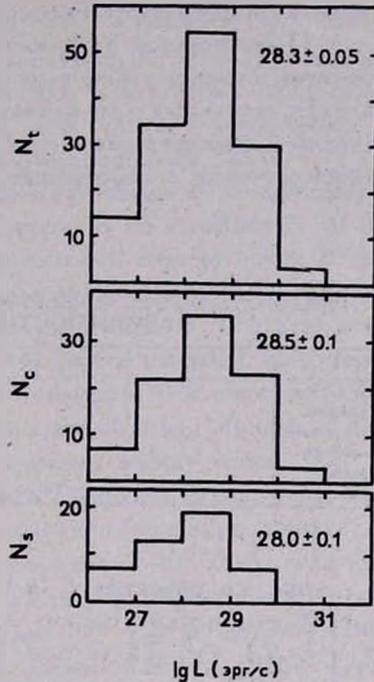


Рис.3. Распределение числа мазерных источников H_2O по светимости, расстояние которых меньше 4 кпк.

ших расстояниях в окрестностях Солнца (~ 300 пк.).

В табл. 3 приведено распределение мазерных источников с $D \leq 1$ кпк в зависимости от светимости. Рассмотрение объектов с $\lg L \geq 27.0$ показывает, что из 13 источников 8 являются членами известных ОВ-ассоциаций (из 8 объектов 4 входят также в состав Т-ассоциаций Ori T2, Моп T1 и Sco T1), из пяти остальных три находятся вблизи компактных НII-областей, а две связаны с компактными НII-областями высокой плотности, без заметного радиоизлучения в непрерывном спектре.

Таблица 3

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ С $D \leq 1$ КПК В
ЗАВИСИМОСТИ ОТ СВЕТИМОСТИ

$\lg L$	25.0-25.9	26.0-26.9	27.0-27.9	28.0-28.9	> 29.0
Члены ОВ-ассоциаций	—	8	4	3	1
Объекты вне ОВ-ассоциаций	1	6	4	1	—
Все	1	14	8	4	1

В случае же объектов с $\lg L < 27.0$ из 15 источников 8 являются членами ОВ-ассоциаций (из них 5 одновременно входят в Т-ассоциации Ori T2, Ori T3, Ori T8 и Sco T1), из 7 остальных три связаны с компактными НII-областями, а другая часть — со слабыми звездами, входящими в Орионово население (два объекта из них являются членами Т-ассоциаций Tau T2 и Моп T3). В связи с этим следует отметить, что, согласно результатам работ [11, 26, 27], мазеры, связанные со звездами относительно низкой светимости, принадлежащими Орионову населению, являются слабыми источниками, и в то же время у подавляющей части этих звезд мазерное излучение не обнаружено ($\lg L < 25.0$). С другой стороны, основная часть этих звезд — члены Т-ассоциаций.

Следовательно, исходя из вышеизложенного можно заключить, что абсолютно более слабые мазерные источники в областях звездообразования, по всей вероятности, встречаются в Т-ассоциациях.

5. *Дискуссия.* а) Согласно каталогам мазерных источников H_2O [5,6] на высоких галактических широтах ($|b| > 15^\circ$) известно всего 13 источников, хотя наблюдения были проведены в направлении более 40 объектов. Все тринадцать зарегистрированных на этих широтах источников являются членами звездных ассоциаций Ori OB1, Per OB2 и Sco OB2. Кроме этих ассоциаций, согласно [12], известна еще одна ассоциация с $|b| > 15^\circ$ (Lac OB1). Однако, насколько нам известно, в направлении этой ассоциации наблюдения в линии H_2O практически не проводились. Интерес-

но будет провести подобные наблюдения, тем более, что Lac OB1 является одной из близких к Солнцу ассоциаций. Приведенные данные делают весьма вероятным вывод о том, что мазерные источники H_2O (имеющие отношение к ранним стадиям звездной эволюции) с $|b| > 15^\circ$ встречаются исключительно в звездных ассоциациях или в открытых скоплениях. В связи с этим небезынтересно отметить, что попытки обнаружить H_2O -излучение от шаровых скоплений были безуспешными [28].

б) Как известно, в составе OB-ассоциаций часто встречаются кратные системы типа Трапеции [14]. Так, например, из 88 ассоциаций 36 (40%) содержат Трапеции. Согласно нашим данным (см. табл. 1) почти 70% ассоциаций, содержащих в своем составе мазерные источники H_2O , одновременно имеют и кратные системы типа Трапеции и лишь у 30% этих ассоциаций системы типа Трапеции отсутствуют. С другой стороны, среди ассоциаций, не содержащих H_2O -мазеры лишь примерно 30% содержат системы типа Трапеции. Таким образом, наличие мазерных источников и наличие трапеций в ассоциациях сильно коррелированы между собой.

Согласно [29], кратные системы типа Трапеции являются динамически неустойчивыми системами и должны довольно быстро распасться. Расчеты показывают, что время их распада порядка $2 \cdot 10^6$ лет, когда система имеет отрицательную полную энергию. Если же полная энергия системы положительная, то время распада порядка 10^5 лет и меньше. Поэтому, независимо от знака полной энергии, кратные системы типа Трапеции являются одними из наиболее молодых объектов в звездных ассоциациях.

Существование большого числа кратных систем типа Трапеции в звездных ассоциациях указывает на то, что молодые O-B звезды в них рождаются группами, а не в одиночку.

Согласно имеющимся в литературе оценкам (см., например, [17]), длительность фазы мазерного излучения молекулы H_2O в областях звездообразования, в среднем, составляет 10^5 лет. Следовательно, H_2O -источники и звездные трапеции часто должны возникать практически одновременно или с небольшой разницей во времени.

в) Примечательной особенностью очагов мазерных источников водяного пара, входящих в состав звездных ассоциаций, является то, что в них часто наблюдаются нестационарные явления в виде вспышки излучения, выбросов и расширения. Действительно, наиболее интересные с этой точки зрения источники H_2O среди объектов, расстояние до которых меньше 4 кпк, находятся в ассоциациях. Так, например, источники Ori-KL, W3, Ser A, NGC 2071, NGC 2024, NGC 1333 и некоторые другие являются членами звездных ассоциаций.

Остановимся несколько подробнее на наблюдаемых проявлениях нестационарных явлений у мазерных источников.

Естественно, что в первую очередь следует рассматривать особенности объекта Ogi-KL, т.к. этот источник исследован более подробно и в нем наблюдаются практически все виды проявления нестационарности.

Как указывалось в разделе 2, в Ogi-KL существуют, по крайней мере, два вида H_2O -источников: низкоскоростные и высокоскоростные [10,30]. В указанных работах отмечается, что эти компоненты, вероятнее всего, выброшены из инфракрасного объекта IRC 2. Низкоскоростные компоненты удаляются от IRC 2 со скоростью 18 км/с, а скорость удаления высокоскоростных компонентов менее определена (30-100 км/с).

Другим проявлением нестационарности источника Ogi-KL в линии H_2O является его вспышечная активность. Впервые вспышка излучения в этом очаге мазеров была обнаружена в 1979г. на лучевой скорости 8 км/с [31], при которой мощность излучения возросла почти в 1000 раз ($2 \cdot 10^6 Ян$). Дальнейшие наблюдения показали, что после некоторого спада мощность излучения снова возросла до $7 \cdot 10^6 Ян$ в 1984г. [7,32].

В работе [33] приведен список 9 H_2O -мазерных источников, показывающих переменность излучения в течение промежутков порядка нескольких дней. Список включает все подобные объекты, которые были известны в литературе до середины 1985г. Интересно, что из 9 объектов 7 являются членами известных ассоциаций. Остальные два, W75 и W49, по всем признакам также входят в комплексы, которые, по-видимому, можно считать ассоциациями. Согласно [34], в W3 OH наблюдалась вспышка и подъем излучения длился всего 5.5 дней.

Источник Сер А [33] показывает коррелированные вспышки излучения некоторых компонентов линии, подобно W49 [7,35].

Согласно [5], подавляющая часть мазерных источников в области звездообразования связана с точечными инфракрасными объектами.

Таким образом, резюмируя, можно сказать, что мазерные источники H_2O , входящие в звездные ассоциации (I класс), являются быстропеременными, часто образуют скопления низкоскоростных и высокоскоростных компонентов, выброшенных из некоторых центров, показывают вспышечную активность, ассоциируются с инфракрасными объектами, компактными III источниками, мазерами OH на частотах 1665 или 1667 МГц, массивными OB-звездами или звездами типа Т Тельца и т.д.

Такие мазеры, которые входят в W 49, W 51 и другие подобные образования, следует также отнести к I классу, так как по свойствам мазерного излучения H_2O они являются типичными представителями первого класса, хотя в направлении этих комплексов невозможно наблюдать входящие в них отдельные звезды, что мешает окончательному включению этих комплексов в список звездных ассоциаций.

В то же время, не следует исключать того обстоятельства, что в

некоторых, сравнительно не молодых ассоциациях, где процесс формирования звезд практически завершен, мазерные источники могут просто отсутствовать. Возможно, что к таким ассоциациям можно отнести Peg OB 1, где не наблюдаются ни мазеры H_2O , ни области III.

Ко второму классу следует отнести в первую очередь мазеры H_2O , ассоциирующиеся со звездами поздних спектральных классов с сильным избытком ближнего ИК-излучения, ИК/ОН — мазеры и некоторые другие, которые не входят в ассоциации.

Звезды-сверхгиганты класса М по свойствам излучения H_2O близки к мазерным источникам, встречающимся в областях звездообразования (см., например, [36]). Более того, холодные сверхгиганты могут входить в OB-ассоциации и, вероятно, являются весьма молодыми звездами [37]. В частности, переменная звезда — сверхгигант класс M3-M5, VYCMa, является главной звездой тесной системы типа Трапеции ADS 6033 и мощным источником мазерного излучения водяного пара.

Следует подчеркнуть, что в среднем интенсивность мазеров I класса в 1000 раз превосходит интенсивность мазеров II класса.

В заключение отметим, что дальнейшее изучение связи между H_2O -мазерами и OB-ассоциациями может пролить новый свет на космогонические процессы, происходящие в последних. Теперь мы знаем, что в звездных ассоциациях систематически наблюдаются области, возраст и линейные размеры которых в десятки раз меньше, чем таковые у ассоциаций. К их числу относятся скопления и трапеции молодых звезд, интенсивные мазерные и инфракрасные источники, объекты Жербига-Аро и другие пекулярные источники — иначе говоря, «области современного звездообразования». Таким образом, приведенные факты свидетельствуют о том, что во-первых, не все звезды в ассоциации возникают одновременно, и, во-вторых, образование отдельных групп может происходить в сравнительно небольших объемах по сравнению с объемом ассоциации [38].

6. Выводы. Перечислим основные результаты данной работы:

а) Области современного звездообразования, характерными признаками которых являются H_2O -мазеры, в основном наблюдаются в звездных ассоциациях.

б) Наличие мазерных источников и наличие кратных систем типа Трапеции в ассоциациях сильно коррелированы между собой.

в) У мазерных источников H_2O , входящих в звездные ассоциации, наблюдаются практически все виды проявления нестационарности. Они, в среднем, являются более мощными, чем объекты вне этих ассоциаций.

ON THE RELATION OF REGIONS OF RECENT STAR FORMATION AND STELLAR ASSOCIATIONS

V.A.AMBARTSUMIAN, R.A.KANDALIAN

The relation of regions of recent star formation and stellar associations are considered. It has been established that H₂O maser sources in the regions of recent star formation, which are highly characteristic for them, mainly occur in the stellar associations. Based on the properties of H₂O maser sources, we propose two classes of these objects. Class I: H₂O masers which occur in the region of stellar associations. Class II: H₂O masers — outside of stellar associations. Luminosity function of H₂O maser sources has been derived. The properties of H₂O maser sources in the region of star formation and their relation with the surrounding objects are discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Эволюция звезд и астрофизика, Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1947.
2. В.А.Амбарцумян, Изв. АН СССР, Сер. физ. 14, №1, 15, 1950.
3. V.A.Ambartsumian, L.V.Mirzoyan, Astrophys. and Space Sci., 84, 331, 1982.
4. A.C.Cheung, D.M.Rank, C.H.Townes, O.D.Thornton, W.Z.Welch, Nature, 221, 626, 1969.
5. M.A.Braz, N.Epchein, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 54, 167, 1983.
6. Э.А.Айрапетян, Препр. ИКИ, №1179, 1986.
7. Л.Э.Абрамян, А.П.Веттер, И.В.Госачинский, Р.А.Кандалян, Р.М.Мартirosян, Ф.С.Наваретян, В.А.Санамян, Н.А.Юдаева, Изв. спец. астрофиз. обсерв. АН СССР, 24, 85, 1987.
8. R.Genzel, D.Downes, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 30, 145, 1977.
9. R.Genzel, M.Z.Reid, J.M.Moran, D.Downes, Astrophys.J., 244, 884, 1981.
10. D.Downes, R.Genzel, E.E.Becklin, C.G.Wynn-Williams, Astrophys.J., 244, 869, 1981.
11. G.Sandell, H.Olofsson, Astron. and Astrophys., 99, 80, 1981.
12. C.Aller, J.Ruprecht, V.Vanusek, Catalogue of Star Clusters and Associations, Academiai Kiado, Budapest, 1970.
13. R.M.Humphreys, Astrophys.J. Suppl.Ser., 38, 309, 1978.
14. Г.Н.Салуквадзе, Астрофизика, 15, 311, 1979.
15. Б.Е.Маркарян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 5, 3, 1950.
16. Б.Е.Маркарян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 9, 3, 1951.
17. D.T.Jaffe, R.Güsten, D.Downes, Astrophys.J., 250, 621, 1981.
18. L.Blitz, C.J.Lada, Astrophys.J., 227, 152, 1979.
19. L.F.Smith, P.Biermann, P.G.Mezger, Astron. and Astrophys., 66, 65, 1978.
20. L.F.Rodriguez, J.M.Moran, P.T.P Ho, E.W.Gottlieb, Astrophys.J., 235, 845, 1980.
21. L.Blitz, M.Fich, A.A.Stark, Astrophys.J. Suppl. Ser., 49, 183, 1982.
22. J.L.Caswell, R.F.Haynes, W.M.Goss, Aust.J.Phys., 33, 639, 1980.
23. I.F.Mirabel, A.Ruiz, L.F.Rodriguez, J.Canto, Astrophys.J., 318, 729, 1987.
24. G. Westerhout, Bull. Astron. Netherl, 14, 215, 1958.
25. L.Blitz, C.J.Lada, Astrophys.J., 227, 152, 1979.
26. R.Genzel, D.Downes, Astron. and Astrophys., 72, 234, 1979.

27. *C.Thum, C.Bertout, D.Downes*, *Astron. and. Astrophys.*, **94**, 80, 1981.
28. *N.L.Cohen, M.A.Malkan*, *Astron.J.*, **84**, 74, 1979.
29. *В.А.Амбарцумян*, *Сообщ. Бюракан.observ.*, **15**, 3, 1954.
30. *R.Genzel, M.J.Reid, J.M.Moran, D.Downes*, *Astrophys.J.*, **244**, 884, 1981.
31. *Z.Abraham, R.Opher, I.C.Raffaelli*, *IAU Circ.*, No. 3415, 1979.
32. *Z.Abraham, N.L.Cohen, R.Opher, I.C.Raffaelli, S.N.Zisk*, *Astron. and. Astrophys.*, **100**, L10, 1981.
33. *P.R.Rowland, R.J.Cohen*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **220**, 233, 1986.
34. *B.F.Burke, T.S.Giuffrida, A.D.Haschick*, *Astrophys.J.*, **226**, L21, 1978.
35. *Р.Н.Гаттон*, *Astron. and. Astrophys.*, **50**, 71, 1976.
36. *Г.М.Рудницкий*, *Итоги науки и техн. ВИНТИ*, **20**, 87, 1983.
37. *В.А.Амбарцумян*, *Вестн. АН СССР*, **11**, 45, 1953.
38. *В.А.Амбарцумян*, *Докл. АН АССР*, **16**, 73, 1957.

УДК:524.35

СТРУКТУРА ОСТАТКА СВЕРХНОВОЙ ЗС 58
И ЕГО ОКРЕСТНОСТЕЙГ.Г.АЙВАЗЯН, А.М.АСЛАНЯН, А.Г.ГУЛЯН, В.П.ИВАНОВ, Р.М.МАРТИРОСЯН,
К.С.СТАНКЕВИЧ, С.П.СТОЛЯРОВ

Поступила 14 сентября 1988

Принята к печати 1 февраля 1989

Получено изображение остатка сверхновой 1181г. на длине волны 5 см с разрешением $2'.7$. Исследованы окрестности вокруг источника с радиусом $30'$ и не обнаружено излучений с плотностью потока, больших $3 \sigma = 270$ мЯн/луч, которые можно интерпретировать как гало. На периферии туманности возможно увеличение спектрального индекса.

Радиоисточник ЗС 58 является остатком сверхновой 1181 г. В центре его обнаружен компактный рентгеновский источник, возможно нейтронная звезда. По радиоструктуре и спектру ЗС 58 аналогичен Крабовидной туманности и может быть отнесён ко второму типу остатков. У большинства объектов этого типа имеется четко выраженная оболочка, формирующаяся при взаимодействии ударной волны с межзвёздной средой. У ЗС 58 такой оболочки не наблюдали. Высказывались предположения [1,2], что большая часть массы предсверхновой выброшена при взрыве и движется в межзвёздной среде со скоростью 5000 — 12000 км/с, формируя за пределами источника слабое гало. Авторы работы [3] на частоте 1446 МГц вокруг источника такой структуры не обнаружили в радиусе $12'$.

В настоящей работе сообщается об исследованиях структуры и окрестностей источника ЗС 58 на длине волны $\lambda = 5$ см, выполненных с помощью радиотелескопа РТ-70 [4] в июне 1987г. На этой длине волны диаграмма антенны симметрична и равна $2'.7$ на уровне половинной мощности. Флуктуационная чувствительность радиотелескопа составляла 50 мЯн/луч. Калибровка радиотелескопа проводилась по источнику ЗС 295, его плотность потока S (6 ГГц) $= 5.0$ Ян в абсолютной радиоастрономической шкале [5].

На рис. 1 нанесено изображение источника ЗС 58 в координатах α и δ , приведённых на эпоху 1950.0. В первом приближении изображение может быть представлено эллипсом, ориентированным в картинной плоскости с позиционным углом 94° . Измерения проведены на одной поляризации, близкой к направлению север-юг в картинной плоскости. Максимум интен-

сивности совпадает с центром источника и поток равен 10 Ян/луч . Поскольку в центре поляризация излучения отсутствует [6], то приведенная величина представляет полный поток в центре. Наружный контур изофот

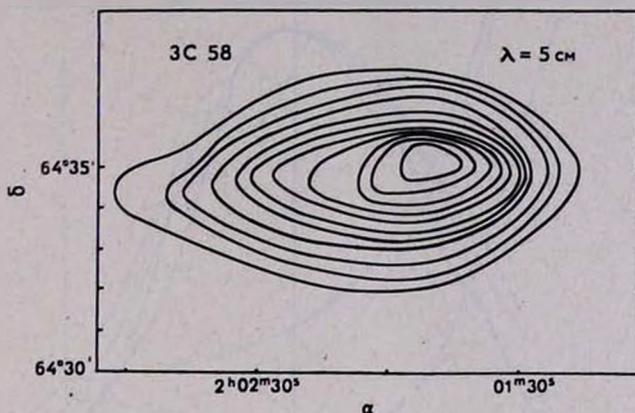


Рис.1. Карта радионизофот ЗС 58 на волне 5 см. Крайняя изофота соответствует 0.02 от максимального уровня, следующая — 0.05, затем — 0.1 и далее через 0.1.

соответствует 2% уровню от максимальной интенсивности. Размеры остатка СН по малой и большой осям эллипса на малых уровнях даны в таблице 1.

Таблица 1

Уровень интенсивности (в %)	Малая ось(сек.дуги)	Большая ось (сек.дуги)
2	320	690
5	290	590
10	250	540
50	135	350

При расстоянии до туманности 2.6 кпк [7] ее размеры на уровне 2% равны 4.1×8.7 пк, что порядка измеренных ранее (4.5×7.6 пк) [6], но на уровне 10%.

На рис.2 приведено распределение яркости по источнику вдоль малой оси, на котором также нанесены распределения, полученные из радиокарт на частотах 151 и 2695 МГц [11], 1420 и 2880 МГц [6]. Графики на рис.2 показывают некоторую частотную зависимость крупномасштабной структуры: на уровнях интенсивности, меньших 0.5, размеры источника на частоте



тах 6000 МГц и 151 МГц отличаются на 20-30 сек. дуги, увеличиваясь в сторону низких частот, однако не исключено, что это различие объясняется ошибками при синтезе изображений.

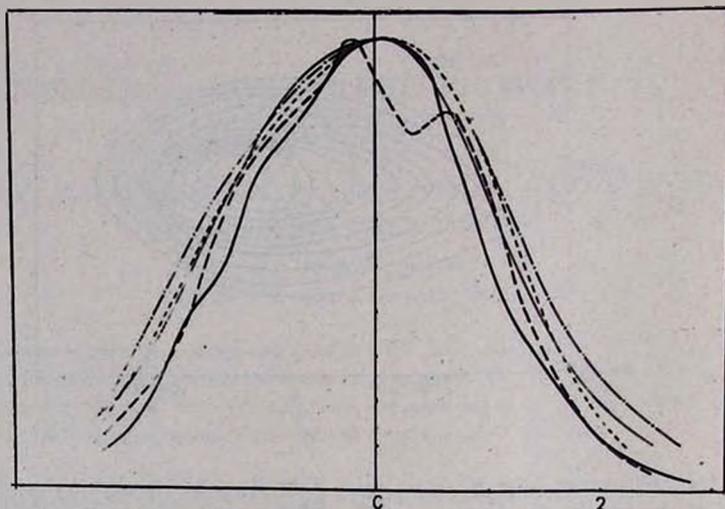


Рис.2. Распределение яркости ЗС 58 по малой оси: — на 1420 МГц [6]; - - на 2880 МГц [6]; - · - на 151 МГц [11]; — — на 2695 МГц [11]; · · · на 6000 МГц [наст. работа].

Окрестности ЗС 58 были исследованы при сканировании антенны с 3' интервалом области с центром, совпадающим с центром источника, по $\pm \Delta\delta = 30'$ и по $\Delta\alpha = +4.6 \text{ min}(30')$
 $-2.7 \text{ min}(-18')$.

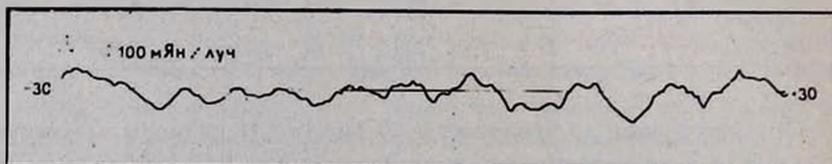


Рис.3. Пример записи скана в окрестности ЗС 58 на $\lambda = 5$ см.

Измеренное среднеквадратичное отклонение на сканах составляет $\sigma = 90$ мЯн/луч. Пример записи скана приведен на рис.3. В исследованной

площадке не обнаружены протяженные структуры с поверхностной яркостью $\Sigma \sim 10^{-21}$ или отдельные детали, от которых поток превышал бы $3\sigma = 270$ мЯн/луч и которые можно интерпретировать как гало или его остаток.

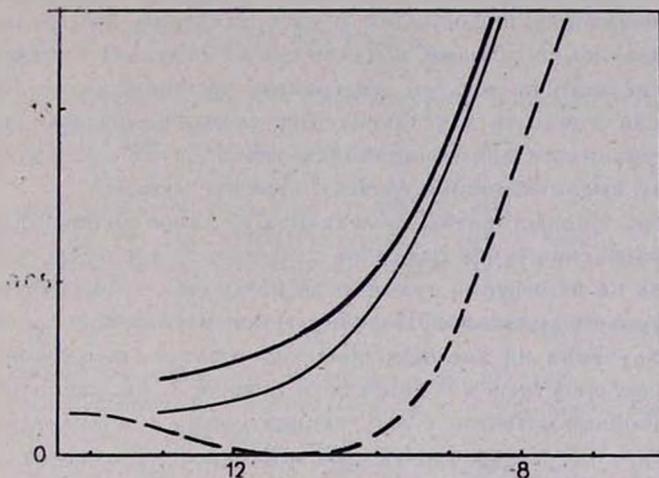


Рис. 4. Край скана ЗС 58. --- скан на $\lambda = 18$ см; — скан, полученный при свертке радиоиображения на $\lambda = 5$ см с диаграммами на $\lambda = 18$ см; ---- диаграмма антенны на $\lambda = 18$ см.

Реальная чувствительность радиотелескопа 90 мЯн/луч почти в 2 раза хуже флуктуационного порога (50 мЯн/луч). ЗС 58 находится в 3^0 от плоскости Галактики ($Z = 140$ пк), поэтому мы не исключаем, что причиной ухудшения чувствительности являются вариации антенной температуры из-за теплового излучения НII-областей. Соответствующий уровню 3σ верхний предел поверхностной яркости $\Sigma(6\text{ГГц}) \leq 2.7 \cdot 10^{-21} \text{Вт/м}^2\text{ГГц}$ ср. В [3] на 1446 МГц получена $\Sigma < 0.47 \cdot 10^{-21} \text{Вт/м}^2\text{ГГц}$ ср, в круге с радиусом около $12'$. До этих границ расширилась бы оболочка, если материя предсверхновой разлеталась со скоростью 5000 км/с. Наши измерения охватывают в 4 раза большую площадь, что исчерпывает весь возможный интервал скоростей.

Из статистических моделей для $\Sigma-D$ зависимости у остатков сверхновых следует, что на частоте 6 ГГц по модели [8] $\Sigma_0(6\text{ГГц}) = 70 \cdot 10^{-21} \text{Вт/м}^2\text{ГГц}$ ср. и по модели [9] $\Sigma_0(6\text{ГГц}) = 42 \cdot 10^{-21} \text{Вт/м}^2\text{ГГц}$ ср. В среднем эти величины примерно в 20 раз превышают измеренную поверхностную яркость, подобное превышение было отмечено для Крабовидной туманности [10].

На периферии Крабовидной туманности была обнаружена оболочка,

по светимости и спектру типичная для молодых остатков сверхновых [10]. Остаток сверхновой 1181г. по структуре подобен Крабу, и поэтому нами были проведены исследования радиоизлучения на периферии этого объекта. С этой целью на радиотелескопе РТ-70 на длине волны $\lambda=18$ см были сделаны сканы в направлении, близком большой и малой осям источника. С целью получения информации о распределении спектрального индекса они сравнивались со сканами, полученными в результате свёртки изображения, приведённого на рис.1, с диаграммой антенны на $\lambda=18$ см.

Лучшая точность восстановления скана по свертке получена для NE-края туманности при позиционном угле $PA=77^{\circ}.5$, поскольку диаграмма антенны имела меньший уровень первого лепестка.

На рис. 4 представлены края сканов на длине волны 18см: измеренного и восстановленного. Их различие свидетельствует о том, что относительная яркость на периферии туманности на $\lambda=18$ см несколько больше, чем в сантиметровом диапазоне. Поэтому вероятно возрастание спектрального индекса излучения во внешних областях остатка сверхновой.

На северо-востоке, в 9 минутах от центра 3С 58, расположен внегалактический двойной источник с расстоянием между компонентами $35''$. Источник имеет крутой спектр $\alpha=1.4\pm 0.1$ и плотность потока на 2.7 ГГц равна 0.029 ± 0.003 Ян [11]. На $\lambda=18$ см его вклад в плотность потока равен $S_i \leq 0.06$ Ян, поэтому его влиянием нельзя объяснить подъём края скана на 1%, т.е. на 0.3 Ян.

При позиционном угле $PA=257^{\circ}.5$ измеренный и восстановленный сканы полностью совпали.

В [12] при синтезе изображения на частотах 1420 МГц и 2880 МГц получено (с ошибкой, превосходящей сами величины спектральных индексов) увеличение крутизны спектра в северных и восточных наружных частях туманности. Наши измерения подтверждают реальность этого эффекта, но вопрос о существовании слабой радиоболочки, окружающей плерион, остаётся открытым.

Институт радиофизики и электроники

АН Арм. ССР

НИИРФИ, г.Горький

A STRUCTURE OF 3C 58 SUPERNOVA REMNANT AND ITS NEIGHBOURHOOD

H.H. AYJVAZIAN, A.M. ASLANIAN, A.G.GULIAN, V.P. IVANOV,
R.M., MARTIROSIAN, K.S. STANKEVICH, S.P. STOLYAROV

The image of supernova remnant of 1181 at 5 cm with resolution 2.7' is obtained and the neighbourhood of source with radius 30' is investigated.

No radiation with flux greater than $3\sigma=270$ mJy/ beam were registered which could be interpreted as halo. At the outer parts of the nebula an increase of the spectral index is possible.

ЛИТЕРАТУРА

1. *R.A.Chevalier*, in «Supernovae», ed. D.N.Schramm, Reidel, Dordrecht, 1977, p.53.
2. *И.С.Шкловский*, Астрон.ж., 55, 726, 1978.
3. *S.P.Reynolds, H.D.Aller*, Astron. J., 90, 2312, 1985.
4. *А.М.Аслаян, А.Г.Гулян, А.Н.Козлов, В.Б.Тарасов, Р.М.Мартirosян, В.А.Гришмановский, Б.Г.Сергеев*, Изв.вузов. Радиофиз., 27, №5, 543, 1984.
5. *В.П.Иванов, К.С.Станкевич*, Изв. вузов. Радиофиз., 29, №1, 3, 1986.
6. *A.S.Wilson, K.W.Weiler*, Astron. and Astrophys., 53, 89, 1976.
7. *D.A.Green, S.F.Gull*, Nature, 299, 606, 1982.
8. *Т.А.Лозинская*, Сверхновые звезды и звездный ветер. Взаимодействие с газом Галактики, Наука, М., 1986.
9. *J.L.Caswell, I.Lerche*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 182, 201, 1979.
10. *М.И.Азафонов, А.М.Аслаян, А.Г.Гулян, В.П.Иванов, Р.М.Мартirosян, К.С.Станкевич, С.П.Столяров*, Астрон. ж., 64, 60, 1987.
11. *D.A.Green*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 218, N3, 533, 1986.
12. *K.W.Weiler, G.A.Seielstad*, Astrophys. J., 163, N3, 455, 1971.
13. *T.Velusamy*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 212, 359, 1985.
14. *N.S.Wilson, K.W.Weiler*, Nature, 300, 155, 1982.

УДК: 524.358—325.4

НОВАЯ ОРБИТА ДЛЯ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКОЙ ЗВЕЗДЫ
ТИПА ВОЛЬФА-РАЙЕ HD193077

К. Э. АННУК

Поступила 15 сентября 1988

Принята к печати 20 января 1989

Измерены лучевые скорости звезды HD193077 по 76 спектрограммам, полученным в 1980-87 гг. Получено, что орбитальный период этой WR двойной около 1538 дней и полуамплитуда лучевой скорости $K \approx 31$ км/с. Определены следующие элементы орбиты: $e \approx 0.3$, функция масс WR-компонента $f(m) \approx 4 \cdot 13 M_0$, а большая полуось орбиты $a(WR) \times \sin i \approx 900 R_0$. Из анализа остаточных лучевых скоростей мы не нашли периодических изменений.

1. Введение. Из 157 галактических WR-звезд 31 звезда [1] отличается наличием абсорбционных линий в спектре второго компонента. Традиционно считается, что эти звезды двойные, причем эмиссия происходит от WR-компонента, а абсорбция от спутника типа O или B. К настоящему времени довольно надежно установлено, что 19 звезд из них двойные системы первого типа (SB2).

HD 193077 — одна из двух известных долгопериодических двойных. В каталоге ван дер Хухта и др. [1] она классифицирована как WN5+abs. До сих пор лучевые скорости HD 193077 опубликованы только в трех работах [2-4]. Как Брэчер [2], так и Масси [3] не обнаружили периодических изменений лучевых скоростей. Однако, объединив свои наблюдения с данными Брэчера и Масси, Ламонтан и др. [4] нашли, что HD 193077 — вероятная тройная система. Вокруг звезды WR обращается маломассивный невидимый спутник с периодом $2.^d3238$, а они сами обращаются вокруг O-звезды с периодом 1763 дня.

В данной работе мы публикуем наши результаты измерения лучевых скоростей WR-звезды HD 193077, а также определяем новые орбитальные элементы этой системы.

2. Наблюдения и редукция спектрограмм. Спектрофотометрические наблюдения проводились на 1.5-м рефлекторе им. А.Киппера Тартуской обсерватории в течение 1980-87 гг. Использовались дифракционные спектрографы UAGS (в 1980-82 гг.) с решеткой 1302 штрихов/мм и АСП 32 (в 1982-87 гг.) с решеткой 1200 штрихов/мм. Обратные дисперсии в синей

спектральной области были соответственно 44 А/мм и 37 А/мм. Спектры фотографировались на пластинках Па-О и расширялись до $0.30 \div 0.42$ мм.

Некоторые спектры получены с оптическим многоканальным анализатором (ОМА) в фокусе Кудэ 1.5-м телескопа с дисперсией 12 А/мм.

Дополнительно использованы две спектрограммы, полученные Т.Нугисом на 1.25-м телескопе Крымской обсерватории в 1970 г.

Все спектрограммы измерялись на микроденситометре PDS-1010 Тартуской обсерватории. Шаг сканирования был выбран 5 микрон, а ширина щели 10 микрон. Обработка спектрограмм проводилась в диалоговом режиме при помощи мини-ЭВМ IN-96 В. Методика обработки описана более подробно в нашей предыдущей работе [5].

Лучевые скорости эмиссионных и абсорбционных линий определены по методу подгонки гауссовых профилей к наблюдаемому контуру по методу наименьших квадратов. Для двух самых сильных эмиссионных линий (NIV $\lambda 4058$ и HeII $\lambda 4686$) лучевые скорости вычислены и по методу биссектрисы.

3. *Описание спектра и лучевые скорости.* WR-компонент звезды HD 193077 классифицируется как WN5 [1,6] или как WN6 [4]. Наши определения интенсивностей эмиссионных линий показывают, что линии ионов NIII и NIV сравнимы по интенсивности, а линии ионов NV в несколько раз слабее. Это значит, что WR-компонент в системе HD 193077 должен быть немного позднее, чем WN5, но не столь поздний, как WN6. Мы подтверждаем определение подтипа WN5.

В спектре звезды HD 193077 самые сильные линии — HeII $\lambda 4686$ и NIV $\lambda 4058$. Эти линии довольно симметричны и почти не блендированные, поэтому они самые удобные для измерения лучевых скоростей. Линии серии Пикеринга также сильные, но они все блендированные и часто имеют несимметричные профили. Кроме того, на эти линии влияют абсорбционные линии O-компонента. Несмотря на эти трудности, мы попробовали измерить лучевые скорости и пяти линий серии Пикеринга ($n=8 \div 12$).

Достаточно хорошо измерена линия NV $\lambda 4604$. Эта линия имеет профили типа P Cуг, причем абсорбционный компонент смещен в коротковолновую сторону в среднем до — 610 км/с. Профили типа P Cуг имеют и линии He I $\lambda 3889$ и He I $\lambda 4471$. К сожалению, только часть спектрограмм охватывала область, содержащую линию He I $\lambda 3889$. По этим спектрограммам средняя лучевая скорость абсорбционного компонента линии He I $\lambda 3889$ была — 1178 км/с, что очень хорошо согласуется со значением Масси [3]: — 1165 км/с.

Недавно Моффат и др. [7] установили методом спекл-интерферометрии, что HD 193077 не имеет визуального спутника с разрешением $0.''05 \div 3''$. Итак, вероятно, можно предполагать, что абсорбционные линии

происходят от спутника типа O, гравитационно связанного со звездой WN5, или от звезды WN5. Предполагая, что абсорбция возникает в спутнике, получаем спектральный класс спутника O9 I—II или O9.5 I—II [3.8].

Нам удалось измерить лучевые скорости только для некоторых абсорбционных линий: He I λ 4471, He I λ 4144, He I λ 4388 и частично для He I λ 3820, H₉ и H₁₀.

Гелиоцентрические лучевые скорости эмиссионных линий и усредненные скорости абсорбции определены по методу подгонки гауссовских профилей и приведены в табл. 1. Фазы вычислены с элементами JD 2445284 + 1538 \times E (см. ниже):

Нами измерены и лучевые скорости межзвездных линий кальция (K- и H-линии). Средние значения были: $v(K) \approx -10.1 \pm 9.8$ км/с и $v(H) \approx -15.7 \pm 12.9$ км/с. Эти результаты очень хорошо согласуются со значением Масси [3]: $v = -10.4 \pm 3.6$ км/с.

4. *Определение периода.* Для определения периода мы использовали программы поиска периодичностей [9], которые базируются на частотном анализе временных рядов. Поскольку уже непосредственное представление лучевых скоростей (юлианский день — лучевая скорость) показывает, что они периодически изменяются с периодом около 1500 дней, то пробные периоды выбирались нами в интервале 900 ÷ 2000 дней. Мы проанализировали лучевые скорости линий HeII λ 4686 и NIV λ 4058 и их суперпозиции сперва по нашим данным, а затем по данным, объединенным с опубликованными.

Результаты приведены в табл. 2. Как видно, доминируют два периода: приблизительно 1540 и 1420 дней. По нашим наблюдениям как линия NIV λ 4058, так и линия HeII λ 4686 дают первый период. С использованием всех данных, линия NIV λ 4058 дает первый период, а линия HeII λ 4686 — второй. Надо отметить, что общее число наблюдений для линии NIV λ 4058 больше, чем для линии HeII λ 4686, но подавляющая доля наблюдений простирается в обоих случаях немного более, чем на два периода (~3380 дней). Лишь некоторые отдельные наблюдательные точки находятся за пределами двухкратного периода, но они могут играть довольно заметную роль при определении периода. Например, если удалить наблюдение, проведенное во время JD 2433711 (из работы [4]), значение лучевой скорости для которого кажется ошибочным, то и линия HeII λ 4686 дает период, близкий к первому, — 1529 дней. Итак, мы считаем, что период системы HD 193077 около 1540 дней.

5. *Орбитальные элементы.* Орбитальные элементы определены по программам, данным в работе [10]. Использовались наши и опубликованные данные. Сперва мы варьировали шесть элементов: P, γ , K, e, ω и T₀.

Таблица 1

ГЕЛИОЦЕНТРИЧЕСКИЕ ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ HD193077

JD			Лучевая скорость (км/с)			
Дата	2440000+	фаза	NIV	NV	HeII	Абс.
1	2	3	4	5	6	7
2.09.80	4485.371	0.4808	-110	36	71	-31
2.09.80	4485.441	0.4809	-105	35	53	-6
9.10.80	4521.433	0.5043	79	...
20.10.80	4533.285	0.5120	-71	54	74	...
21.10.80	4534.398	0.5127	...	82	76	...
22.10.80	4535.308	0.5133	-98	91	97	38
22.03.81	4686.592	0.6116	-89	77	67	35
7.04.81	4702.399	0.6219	...	53	57	...
7.04.81	4702.540	0.6220	-108	51	64	-34
8.04.81	4703.399	0.6226	...	101	66	...
16.05.81	4741.375	0.6473	59	...
18.05.81	4743.367	0.6486	83	...
20.05.81	4745.389	0.6499	65	...
20.05.81	4745.458	0.6499	97	...
25.05.81	4749.417	0.6525	56	...
1.05.81	4756.458	0.6571	53	...
11.11.81	4920.250	0.7636	-109	78	6	51
17.12.81	4956.159	0.7869	-108	-15	28	22
18.12.81	4957.160	0.7876	-91	25	7	128
19.01.82	4989.208	0.8084	-118	24	65	...
8.03.82	5037.604	0.8399	-105	31	49	-25
25.04.82	5085.513	0.8710	-121	46	...	81
29.08.82	5211.316	0.9528	-108	21	53	12
29.08.82	5211.385	0.9529	-106	45	54	-81
31.08.82	5213.368	0.9541	-111	7	44	-9
17.09.82	5230.450	0.9653	-101	69	51	-78
20.09.82	5233.313	0.9671	116	3	25	37
4.10.82	5247.293	0.9762	-94	114	79	-20
4.10.82	5247.403	0.9763	-95	73	72	-120
5.10.82	5248.483	0.9770	-105	65	65	101
2.12.82	5306.311	0.0146	-69	51	80	2
8.12.82	5312.172	0.0183	-135	-4 2
8.12.82	5312.229	0.0184	-82	-13 0
19.05.83	5473.427	0.1232	-76	-43
11.08.83	5557.370	0.1778	-62	75	75	44
11.08.83	5557.422	0.1779	-91	74	92	77
15.08.83	5561.481	0.1805	-67	83	89	-158
2.09.83	5579.335	0.1921	-53	84	83	-112
5.09.83	5582.351	0.1941	127	...
9.09.83	5587.314	0.1973	-32	12	107	-123
10.09.83	5587.370	0.1973	-59	68	122	...
26.09.83	5604.304	0.2083	-69	95	102	-78
27.09.83	5604.362	0.2084	-62	94	114	24
18.10.83	5626.292	0.2226	-78	48	91	8
17.11.83	5656.292	0.2421	-89	62	102	-175
22.11.83	5661.270	0.2454	-78	110	92	-78
16.12.83	5685.184	0.2609	-85	91	91	-69
16.12.83	5685.266	0.2610	-111	135	95	-96
12.03.84	5771.614	0.3171	-83	105	80	-38
14.03.84	5773.596	0.3184	-58	114	86	63
19.03.84	5778.590	0.3217	-100	108	90	11
27.04.84	5817.433	0.3469	-99	74	99	-174
4.05.84	5824.486	0.3515	-60	81	100	7
12.05.84	5832.381	0.3566	-82	59	93	-96
1.09.84	5944.340	0.4294	-65	96	84	-50
8.09.84	5951.442	0.4340	-93	90	85	-13
12.09.84	5955.387	0.4366	-111	26	78	-19

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
16.09.84	5660.288	0.4398	-80	70	73	-12
20.04.85	6175.531	0.5797	-120	60	69	...
14.05.85	6199.460	0.5953	-76	57	57	-191
3.09.85	6311.446	0.6681	-141	53	42	13
27.11.85	6397.187	0.7239	-167	16	29	-135
26.04.86	6546.500	0.8209	-168	0	24	68
9.05.86	6559.402	0.8293	-144	19	20	10
1.09.86	6674.379	0.9041	-146	33	34	...
27.09.86	6700.482	0.9211	-170	9	52	-102
19.10.86	6723.219	0.9358	-103	21	71	0
20.10.86	6723.387	0.9360	...	52	61	...
8.12.86	6773.177	0.9683	-133	31	54	171
4.01.87	6800.239	0.9859	1	...
8.04.87	6893.476	0.0465	-62	83	74	-120
14.08.87	7021.442	0.1297	-40	70	108	119
18.08.87	7025.393	0.1323	-76	74	95	-83
21.08.87	7028.400	0.1343	-50	87	128	29
22.08.87	7029.384	0.1349	-85	68	84	26
22.08.87	7029.479	0.1350	100	...
	Средняя	(км/с)	-95	61	73	-30
	σ	(км/с)	30	32	26	79

За начальное приближение периода было выбрано 1540 дней. Линия NIV $\lambda 4058$ дала лучшее решение с периодом $P = 1538 \pm 14$ дней. Другие линии дали также лучшие решения при периодах, совпадавших в пределах ошибок с периодом $P = 1538$ дней. Окончательные элементы орбиты мы определили

Таблица 2

НАИЛУЧШИЕ ПЕРИОДЫ (ДНИ)

По всем			По нашим	
$n^*=140$	$n=114$	$n=97$	$n=61$	$n=71$
NIV	HeII	NIV+HeII	NIV	HeII
1549	1416	1410	1568	1522
1756	1528	1557	1436	970
1442	1278	1264	1073
1386	1168	1171
1917	1060	1736

при фиксированном значении периода ($P = 1538$ дней). Полученные решения для трех эмиссионных линий (NIV $\lambda 4058$, He II $\lambda 4686$ и NV $\lambda 4604$) приведены в табл. 3. Измеренные лучевые скорости и соответствующие теоретические кривые лучевых скоростей представлены на рис. 1.

Как видно из табл. 3, орбита довольно эксцентричная, как этого можно ожидать от долгопериодических двойных. До сих пор было известно три WR-двойных (γ^2 Vel, HD 190918 и HD 193793), у которых орбиты эксцентричные. Периоды у всех длиннее, чем 75 дней. По нашим решениям

у HD 193077 $e \approx 0.3$. Лишь линия HeII $\lambda 4686$ дала почти в два раза меньшее значение: $e \approx 0.14$.

ОРБИТАЛЬНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ HD 193077

Таблица 3

Элементы	NIV $\lambda 4058$	HeII $\lambda 4686$	NV $\lambda 4604$	Абс.
r (дм)	1538	---	---	---
γ (км/с)	-96.0 ± 1.3	70.1 ± 1.2	59.6 ± 2.3	-7.9 ± 6.2
k (км/с)	30.6 ± 1.9	32.1 ± 1.9	31.8 ± 4.0	37.1 ± 8.1
e	0.29 ± 0.05	0.14 ± 0.06	0.35 ± 0.11	0.30
T (2445000+)	271 ± 12	239 ± 22	207 ± 18	91
$a \times \sin i (R_0)$	284 ± 39	235 ± 93	110 ± 59	284
i (град)	890	967	905	---
f (м)	4.01	5.13	4.22	---
σ (км/с)	12.65	11.74	16.78	42.7

Так как абсорбционные линии у звезды HD 193077 очень широкие и слабые, то измерение их лучевых скоростей не очень точное. Ранее лучевые скорости абсорбции были измерены лишь в работе [3]. Расхождение между отдельными линиями и между спектрограммами очень большое, но периодическое изменение лучевых скоростей, по-видимому, существует и находится в антифазе с эмиссией.

Мы попробовали определить орбитальные элементы и по абсорбции. Варьировались только γ -скорости и полуамплитуда при следующих фиксированных элементах: $e=0.3$, $T_0(abs)=T_0(NIV \lambda 4058)$ и $\omega(abs) = \omega(NIV \lambda 4058) + 180^\circ$. Результаты приведены в последнем столбце в табл.3.

По эмиссионным линиям мы заключаем, что $K_e \approx 31$ км/с и $e \approx 0.3$. Эти значения дают для функции масс звезды WR $f_{WR}(m) \approx 4.13 M_0$ и проекции большой полуоси $a(WR) \times \sin i \approx 900 R_0$. Используя решение для абсорбционных линий, мы получаем отношение масс $q = M(WR)/M(O) \approx 1.2 \pm 0.3$. Но этот результат может быть неправильным, поскольку решение кривой лучевых скоростей по абсорбции не очень достоверное.

С другой стороны, Моффат [11] обратил внимание на то, что отношение масс у WR-двойных, по-видимому, коррелирует с WR-подтипом. Если это действительно так, то мы можем предполагать, что отношение масс у HD 193077 близко к его значению у других двойных типа WN5+O. Отношения масс у двух хорошо изученных WN5+O двойных следующие: у V 444 Cyg -0.40 [12] и у CX Ser -0.43 [13]. Итак, предполагая, что $q \approx 0.4$ и у HD 193077 и принимая $M(O) \approx 30 M_0$, типичное значение для поздних O-звезд, из выражения

$$f(m) = \frac{M(O) \cdot \sin^3 i}{(q+1)^2}$$

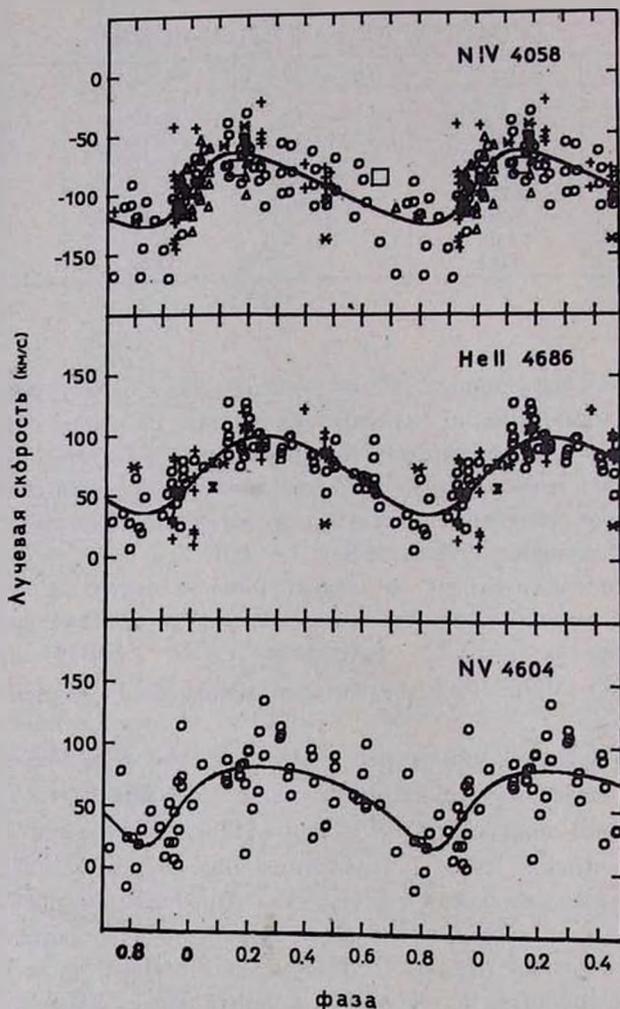


Рис. 1. Сводные кривые лучевых скоростей по эмиссионным линиям. Символы обозначают следующие источники: (+) — по работе [4]; (Δ) — по работе [3]; (\circ) — настоящая работа; (*) — отдельные пластинки по [4]; (\square) — средние значения из наблюдений Бречера по [3]; (\times) — пластинки, полученные в Крыму.

получаем, что $i \approx 40^\circ$ и $M(WR) \approx 12M_0$. При $q=1.2$ получаем, что $i \approx 60^\circ$ и $M(WR) \approx 36M_0$.

Согласно [3], ширина абсорбционных линий He I $\lambda 3820$ и H_{11} соответствует очень большой скорости вращения $-v \times \sin i \approx 500$ км/с. Если предполагать, что ось вращения спутника приблизительно перпендикулярна к плоскости орбиты, то скорость вращения О-звезды превосходит критическую скорость. Скорость вращения приближается к критической даже в случае $i \approx 90^\circ$. Следовательно, такая большая ширина абсорбционных линий, по-видимому, вызвана не только вращением О-звезды, но и другими причинами. По всей вероятности, наблюдаемая абсорбция в спектре HD 193077 может образоваться из нескольких компонентов, происходящих от разных источников: например от двух О-звезд или от О-звезды и от WR-звезды. Таким образом, можно объяснить и большой разброс измеренных лучевых скоростей абсорбционных линий. К сожалению, наш наблюдательный материал не позволяет детально изучить абсорбционный спектр. В дальнейшем необходимы наблюдения более высокого разрешения и качества для того, чтобы уяснить природу абсорбции.

6. *Существует ли третий компонент в системе HD 193077?* Помимо исследования долгопериодического изменения, в работе [4] утверждалось, что лучевые скорости линий N IV $\lambda 4058$ у HD 193077 изменяются еще с периодом $2.^d3238$ и с полуамплитудой 16.2 км/с. Эти изменения интерпретировались как признаки существования компактного спутника вокруг звезды WR. По линии He II $\lambda 4686$ никакой периодичности не обнаружено. Из рис. 1 видно, что разброс лучевых скоростей вокруг теоретической кривой значителен. Периодические ли эти отклонения?

Сперва мы представили остаточные лучевые скорости (наблюдаемая (O) минус вычисленная (C)) с периодом $2.^d3238$. Эти фазовые диаграммы для линии N IV $\lambda 4058$ и He II $\lambda 4686$ приведены на рис. 2 и 3. Видно, что они не подтверждают наличия этого периода.

Вспомним, что Ламонтан и др. [4] обнаружили период $2.^d3238$ следующим образом. Они подразделяли все наблюдения на группы и подгруппы и вычитали из каждой индивидуальной точки средние значения соответствующей подгруппы. Их метод поиска периода состоял в подгонке синусоидальной кривой остаточной наблюдаемой кривой при пробных периодах. Лучшим периодом они считали тот, который давал наименьшую дисперсию. Надо сказать, что разные группы дали разные наилучшие периоды, причем амплитуды и формы кривых изменялись от группы к группе.

Далее, мы использовали программы Пельга [9] поиска периодичности для остаточных лучевых скоростей линий N IV $\lambda 4058$ и He II $\lambda 4686$. Пробные периоды были выбраны в пределах от $0.^d2$ до $20.^d0$. Ни одного явного периода не было обнаружено ни по нашим данным, ни по данным [3] и [4].

Как сказано выше, лучевые скорости для двух линий (N IV $\lambda 4058$

и He II λ 4686) были измерены и по методу биссектрисы. Лучевые скорости, как средние биссектрисы, несущественно различались от значений, приведенных в табл. 1, хотя среднеквадратичные отклонения усредне-

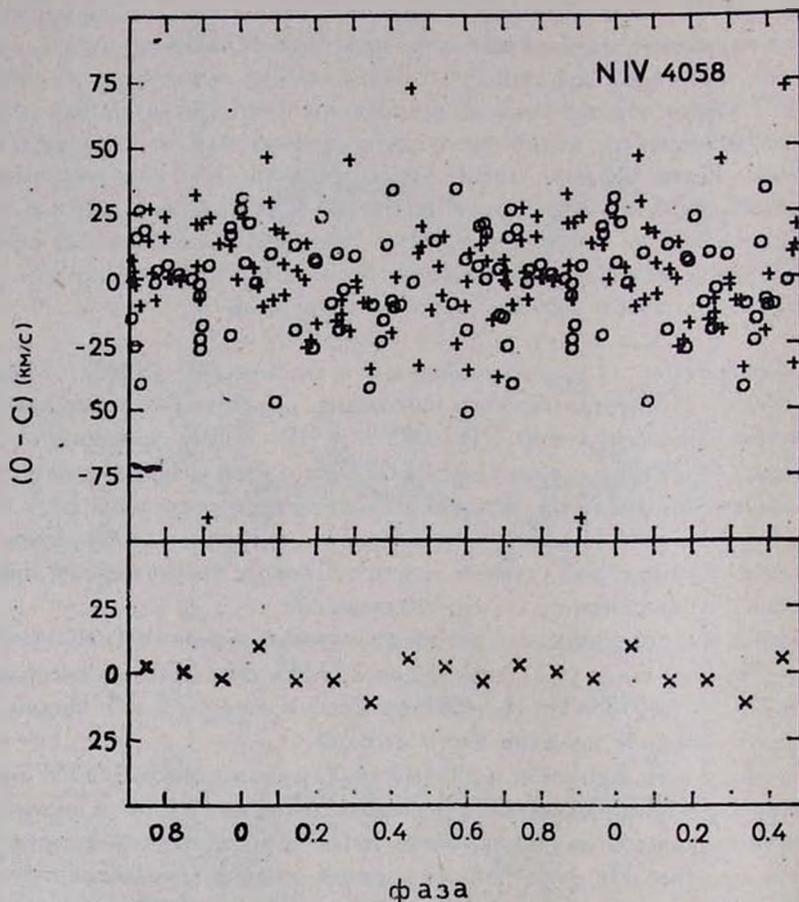


Рис.2. Остаточные лучевые скорости с периодом $2^d. 3238$ по линии NIV 4058; сверху — индивидуальные точки; снизу — усредненные через фазу 0.1; кружки — наши наблюдения; крестики — все остальные.

ний были порядка $1 \sigma \approx 10 \div 30$ км/с. Последний факт указывает на то, что линии немного асимметричны и эта асимметрия, по-видимому, изменяется со временем. Изменения профиля у HD 193077 регистрировались и ранее [14]. На рис. 4 представлены усредненные биссектрисы и их среднеквадра-

тичные отклонения по всем спектрограммам. Видно, что усредненный профиль у линии N IV $\lambda 4058$ почти симметричный, а у линии He II $\lambda 4686$

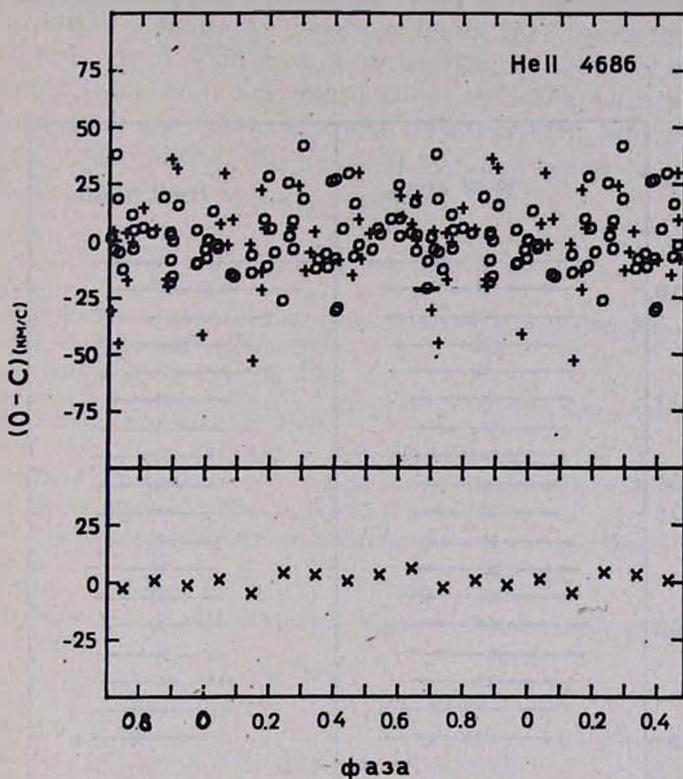


Рис.3. Обозначения те же, что на рис.2., но для линии He II $\lambda 4686$.

асимметричный (вершина линии смещена в синюю сторону до $20 \div 25$ км/с). Анализ изменений асимметрии показал, что они неперiodические в пределах $0.2 \div 0.4$.

Итак, мы заключаем, что по нашему исследованию изменения остаточных лучевых скоростей и асимметрии неперiodичны. По всей вероятности, они связаны с изменением звездного ветра. Но в то же время мы не можем исключить возможность того, что они связаны с нерадиальными пульсациями или существованием компактного спутника.

Интересно отметить, что короткопериодические изменения не обнару-

жены и по наблюдениям IUE [15]. Фотометрические наблюдения [16]

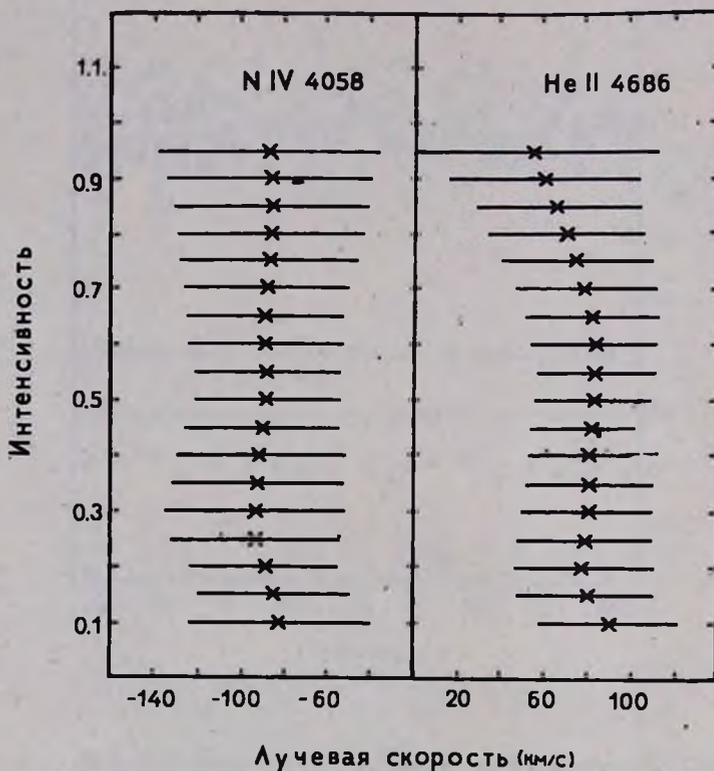


Рис.4. Усредненные биссектрисы и их среднеквадратичные отклонения.

также не показали наличия переменности с периодом $2.^d3238$, хотя и были измерены слабые изменения с вероятным периодом $11.^d6$.

Институт астрофизики и физики атмосферы
АН ЭССР

A NEW ORBIT FOR THE LONG PERIOD
WOLF-RAYET STAR HD193077

K. E. ANNUK

Radial velocities of HD193077 have been measured on 76 spectra obtained during 1980-87. It has been found that the period of this WR binary star is about 1538 days and the semi-amplitude of radial velocity $K \approx 31$ km/s. It has been determined following orbital elements: $e \approx 0.3$, the mass function of the WR component, $f(m) \approx 4.13 M_{\odot}$ and the semi-major axis, $a(WR) \times \sin i \approx 960 R_{\odot}$. We have not found any short periodic variations from analysis of radial velocity residuals.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. A. van der Hucht, P.S. Conti, I. Lundström, B. Stenholm, Space Sci. Rev., 28, 227, 1981.
2. K. Bracher, Thesis Indiana Univ., 1966.
3. P. Massey, Astrophys. J., 296, 526, 1980.
4. R. Lamontagne, A.F.J. Moffat, G. Koenigsberger, W. Seggewiss, Astrophys. J., 253, 230, 1982.
5. K. Annuk, ENSV TA Prepr. A-5, 1986.
6. L.F. Smith, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 138, 109, 1968.
7. A.F.J. Moffat, R. Lamontagne, M.M. Shara, H.A. McAlister, Astron. J., 91, 1392, 1986.
8. K. Annuk, Tartu Astrofüüs. Observ. Teated, 74, 7, 1985.
9. Я. Пельт, Частотный анализ астрофизических временных рядов, Изд. «Валгус», Таллин, 1980.
10. F.C. Bertiau, J. Grobben, Ric. Astron. 8, 1, 1969.
11. A.F.J. Moffat, in «Effects of Mass Loss and Stellar Evolution», IAU Colloq. №59, Dordrecht, 1981, p. 301.
12. G. Münch, Astrophys. J., 112, 266, 1950.
13. P. Massey, P.S. Conti, Astrophys. J., 244, 169, 1981.
14. G.F. Bislacci, C. Firmani, E. de Lara, in «Wolf-Rayet Stars: Observations, Physics, Evolution», IAU Symp. №99, Dordrecht, 1982, p. 583.
15. G. Koenigsberger, L.H. Auer, Astrophys. J., 297, 255, 1985.
16. A.F.J. Moffat, M.M. Shara, Astron. J., 92, 952, 1986.

УДК: 524. 5-355

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЪЕКТА
С КОЛЛИМИРОВАННЫМ ВЫБРОСОМ 1548 C27

Т. Ю. МАГАКЯН, Т. А. МОВСЕСЯН, В. Л. АФАНАСЬЕВ, А. Н. БУРЕНКОВ

Поступила 1 ноября 1988

Принята к печати 15 января 1989

Приведены результаты спектральных наблюдений на 6-м телескопе объекта 1548 C27 — кометарной туманности, связанной с оптически коллимированным выбросом. Показано, что центральная звезда туманности относится, вероятнее всего, к классу Ae/Be—звезд Хербига и имеет сильную спектральную переменность. Выброс имеет постоянную лучевую скорость на всем протяжении и состоит из отдельных сгустков. В целом объект напоминает NGC 2261.

1. Введение. Небольшая кометарная туманность 1548 C27, расположенная вблизи диффузной туманности и звездного скопления NGC 6820/23, была обнаружена в ходе выполнения обзора неба в ближнем ИК—диапазоне NIPSS [1]. Тогда же при фотографировании ее в полосе H_α была замечена длинная струя, исходящая из конуса туманности. Как стало ясно впоследствии, эта струя является коллимированным выбросом (джетом). Аналогичные джеты затем были найдены у других молодых звезд [2]. Таким образом, выброс в 1548 C27 оказался первым обнаруженным примером этого неожиданного и в высшей степени интересного явления.

Объект 1548 C27 подвергся довольно подробным фотометрическим и спектральным исследованиям [2,3]. В частности, было установлено, что в вершине конуса туманности находится эмиссионная звезда, в спектре которой наблюдается сильнейшая линия H_α и ряд других эмиссий. Профили некоторых линий имеют вид типа P Cyg и указывают на потерю вещества звездой. Хотя расстояние и спектральный класс звезды пока надежно не определены, первые оценки указывают, что она имеет довольно высокую светимость и по спектру относится к раннему классу. Во всяком случае несомненно, что 1548 C27 является объектом на ранней эволюционной стадии. Морфологически туманность 1548 C27 и связанный с ней джет напоминают NGC 2261, а также объект Наго 6—5B и являются хорошим примером непосредственно наблюдаемой взаимосвязи звезда — кометарная туманность — коллимированный поток. В джете можно заметить отдельные сгущения, в целом он протягивается на расстояние порядка $4.''5$ почти

прямолинейно [2]. Лучевая скорость в джете неизменна [4], однако деталь-ные спектры джета не были опубликованы.

Таблица 1

СКАНЫ ОБЪЕКТА 1548С27

Дата	Спектр. диапазон(А)	Разрешение(А)	Время накопления (мин)
14.6.86	5350—7250	4	21
15.6.86	3400—5050	3	29
15.6.86	5900—6900	2	27
24.10.86	5800—6800	2	32
27.10.86	6200—6900	3	101

Примечание. Спектр от 27.10.86 получен с двумерной системой счета фотонов в первичном фокусе БТА.

В объекте наблюдается заметная поляризация: 6% в полосах V и I [3], причем электрический вектор направлен параллельно оси туманности. Нужно отметить, что во всех других известных случаях у туманностей, связанных с коллимированными выбросами, электрический вектор направлен перпендикулярно к направлению выброса [2].

2. Наблюдения. Вышеописанные характеристики объекта 1548 С27 позволили включить его в программу спектральных наблюдений коллимированных выбросов на 6-м телескопе САО АН СССР. Основной задачей являлось получение точных лучевых скоростей линий в спектрах звезды и джета, а также изучение синей области спектра звезды. Спектры объекта были получены в 1986 г.: с 1000—канальным ТВ—сканером в фокусе Несмита (для центральной звезды) и в режиме спектроскопии с длинной щелью с двумерной системой счета фотонов в первичном фокусе (щель была ориентирована вдоль джета). Сведения о полученных спектрах приведены в табл. 1. Качество изображений в период наблюдений было хорошим (0.''5 — 1.''5). Обработка результатов наблюдений была выполнена в БАО с помощью автоматизированной системы АДА.

а) Звезда. Говоря в дальнейшем о спектре звезды, следует указать, что реально наблюдалось яркое сгущение в туманности, поскольку звезда практически не отделяется, особенно в красной области спектра, от чрезвычайно тесно связанной с ней туманности (так же, как и в случае R Моп).

На рис. 1 показан типичный спектр звезды в красной области в относительных интенсивностях. По общему виду он почти не отличается от спектров, описанных в [3,4]. Хорошо заметны эмиссии H_{α} , [OI] и более слабые Fe II. На скане, полученном в синей области спектра, видны лишь

H_β , имеющая профиль типа Р Суг, и λ 4921 FeII. Несмотря на достаточно высокое отношение сигнал/шум, уверенно отождествить какие-либо другие линии (в частности, H_γ , H и K CaII) в более коротковолновой части

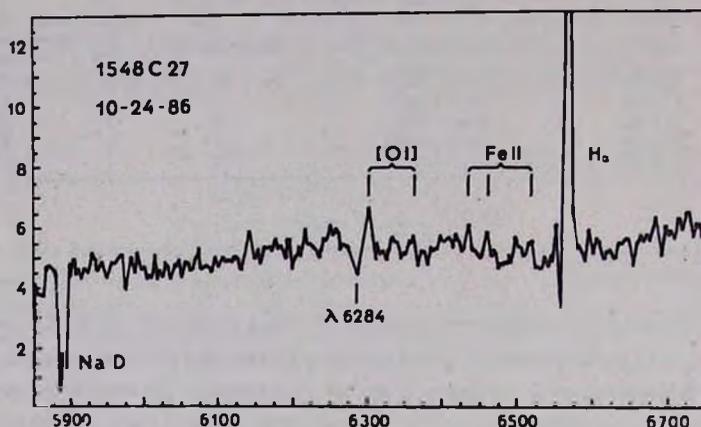


Рис.1. Спектр объекта 1548C27 в красной области.

спектра не удается. Поэтому уточнить спектральный класс звезды в 1548 C27 не представляется возможным, но, судя по форме континуума, он должен быть не позднее F. Сведения об эквивалентных ширинах и лучевых скоростях (гелиоцентрических) наиболее заметных линий приведены в табл.2, а профили H_α , H_β и Na D показаны на рис.2.

Таблица 2

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ И ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ ОСНОВНЫХ
ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ 1548C27 (ЗВЕЗДЫ)

Линия	14.6.86		15.6.86		24.10.86	
	EW, A	V_r , км/с	EW, A	V_r , км/с	EW, A	V_r , км/с
6563 H_α (эмисс.)	62.	+153	66.	+153	40.	+121
6516 FeII	2.2	+67	2.0		1.0	+92
6432 FeII					0.9	+111
6364 [O I]	+	-144	+		+	
6300 [O I]	4.0	-15	+		1.5	+169:
(D_1+D_2) NaI (абс.)	6.2	-123			8.3	-152
4861 H_β (эмисс.)			8.8	+321		

Наши спектры подтверждают сильную переменность профиля линии H_α : 15 июня 1986 г. абсорбционный компонент практически отсутствовал, а 24 октября он очень заметен (рис.2.) Из табл.2 видно, что меняется

также и эквивалентная ширина эмиссии H_{α} ; это, вероятнее всего, вызвано переменностью абсорбционного компонента. Отметим, однако, что и другие линии 24 октября имеют меньшие значения эквивалентных ширин. Во

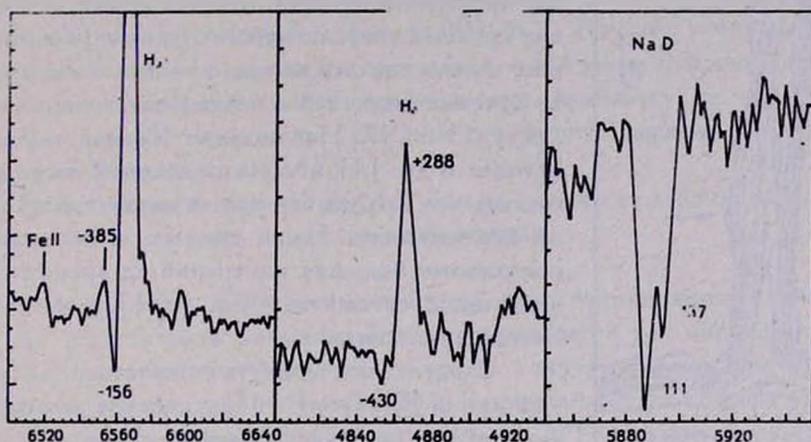


Рис.2. Профили линий H_{α} , H_{β} и NaD в спектре звезды (сканы от 15.6.86 и 24.10.86).

всяком случае, измеренные значения W_{λ} для H_{α} и H_{β} согласуются с данными, приведенными в [3]. Следует указать, что по нашим данным полная ширина линии H_{α} еще больше, чем в [3] и составляет около 30Å, что соответствует 1300—1400 км/с.

В спектре объекта, полученном с длинной щелью, линия H_{α} у звезды также имеет ясно выраженный абсорбционный компонент, который, однако, не опускается ниже уровня континуума. Впрочем, это может быть следствием меньшего спектрального разрешения. Трудности учета фона неба мешают подсчитать эквивалентную ширину, но, судя по общему виду спектра, он почти не изменился за трое суток.

Из абсорбционных линий хорошо заметны также сильный дублет NaD и межзвездная диффузная полоса λ 6284. Линии NaD имеют, несомненно, оболочечное происхождение. Профили типа P Cyg у эмиссий Fe II, отмечавшиеся в [4], неразличимы при данном разрешении.

Обращаясь к рассмотрению лучевых скоростей, мы обнаруживаем значительно более существенные расхождения с данными предыдущих наблюдений. Это относится, в первую очередь, к линиям бальмеровской серии и NaD. Достаточно сопоставить значения для основного пика эмис-

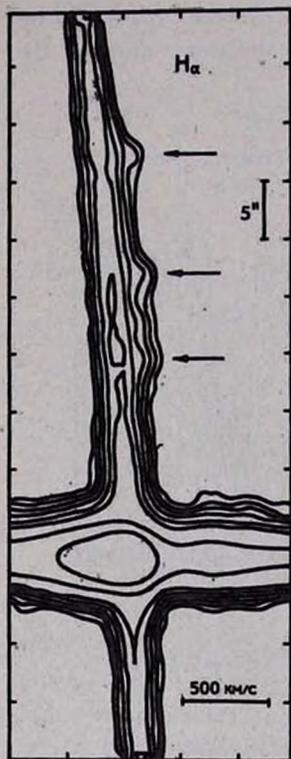


Рис.3. Контуры линии H_{α} в спектре джета 1548C27. Конденсации в джете обозначены стрелками.

ти NGC 6820. В связи с этим линии джета оказываются наложенными на линии туманности.

На рис.3 показаны изолинии H_{α} . Хорошо видно, что по всей длине джета к узкой эмиссии фона с коротковолновой стороны примыкает заметная смещенная эмиссия, принадлежащая выбросу. Помимо H_{α} , аналогичная структура наблюдается также в линиях [S II]; есть признаки джета и в линии $\lambda 6300$ [OI]. На нашем спектре, однако, нет никаких следов линии $\lambda 6584$ [N II], упомянутой в [4].

Джет отчетливо прослеживается до расстояния $49'$ от звезды, что соответствует его виду на прямых снимках. В нем хорошо заметны три

сии H_{α} : $+39$ км/с [4] и $+120 \div +150$ км/с (наши данные). И в других случаях расхождения достигают $70-100$ км/с, а то и больше, что, конечно, намного превосходит ошибки наблюдений. В то же время оценки V , для линий Fe II близки к значениям, приведенным в [4], что указывает на отсутствие крупных систематических ошибок. Таким образом, можно сделать вывод о заметной переменности лучевых скоростей основных спектральных деталей у 1548 C27. Наблюдения Крэйна и др. [3], Мундта и др. [4] и наши разделены несколькими годами, что затрудняет оценку характерного времени переменности. Наши данные, в частности, не показывают больших изменений за время порядка нескольких суток, но, судя по [3], они все же иногда происходят.

Следует подчеркнуть отсутствие запрещенных линий [S II] и [N II] в спектре звезды. В то же время в нем хорошо заметны линии [OI], но нет полной уверенности, что они принадлежат объекту, а не окружающей фоновой туманности. В спектре, приведенном в [3], они хорошо видны, а в [4] их присутствие не указывается. Вопрос не могут прояснить и данные о лучевых скоростях, которые сильно различаются от спектра к спектру. К тому же скорость по линии $\lambda 6300$ искажается наложением близлежащей полосы $\lambda 6284$.

б) Джет. Спектроскопия джета осложняется тем обстоятельством, что объект 1548 C27 наблюдается на фоне довольно яркой диффузной туманности

конденсации на расстоянии 22", 30" и 44" от звезды. Все они также видны на прямых снимках, причем последняя из них совпадает с концом джета. Помимо эмиссионных линий, до расстояния в 15" от звезды можно различить также непрерывный спектр отражательной туманности.

Физические условия вдоль джета, судя по интенсивностям линий, меняются мало. Отношение интенсивностей линий $\lambda 6717/\lambda 6730$ [SII] составляет около 1.1, то есть N_e порядка 300 см^{-3} . Лучевая скорость вдоль джета также почти не меняется и составляет — 151 км/с. Ширина линий не превосходит инструментальный профиль, что указывает на небольшую дисперсию скоростей в джете. Все эти результаты хорошо согласуются с данными Мундта и др. [4].

Таким образом, данный выброс можно отнести к джетам невысокой плотности и достаточно большого возбуждения.

3. *Обсуждение.* Хотя точных сведений о расстоянии объекта 1548 С27 нет, оно должно быть большим. Это подтверждается как предполагаемой связью с туманностью NGC 6820, так и наличием в спектре звезды диффузной межзвездной полосы $\lambda 6284\text{A}$. Ее эквивалентная ширина (усредненная по имеющимся спектрам) составляет 1.8 А. Расстояние, соответствующее этому значению, будет порядка 2.0 кпк [5]. Это указывает, что джет в 1548 С27 — один из наиболее длинных среди известных к настоящему времени. Длина его (при данном расстоянии) будет 0.45 пк, что является большим, но правдоподобным значением (ср. с [4]). При данной оценке расстояния до объекта его видимый блеск вполне соответствует предположительному спектральному классу А. Точно оценить светимость нельзя из-за неизвестного поглощения, но она должна быть не менее $15L_{\odot}$. Если учесть существенные отличия спектра звезды от типичных спектров звезд класса Т Тау [4] и ее высокую светимость, объект с достаточной уверенностью можно отнести к классу Ae/Be—звезд Хербига. Тогда аналогия между 1548 С27 и R Моп становится еще более ярко выраженной, так как и вблизи R Моп наблюдается оптический коллимированный выброс [6].

В заключение необходимо отметить, что исследования 1548 С27 лишь раз доказывают, что явление кометарной туманности непосредственно связано с анизотропным выбросом вещества из звезд на ранней эволюционной стадии, как это предполагалось Амбарцумяном [7] еще в 1955 г.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Специальная астрофизическая
обсерватория

SPECTRAL INVESTIGATION OF 1548 C27:
OBJECT WITH COLLIMATED OUTFLOW

Т. Ю. МАГАКЯН, Т. А. МОВСЕССИАН, В. Л. АФАНАСЕВ, А. Н. БУРЕНКОВ

Results are presented of spectral observations on 6-meter telescope for 1548 C27 object — cometary nebula connected with optical collimated outflow. It has been shown that the central star of the nebula most probably belongs to Herbig Ae/Be stars class and has strong spectral variability. Jet has constant radial velocity on all length and consists of separated condensations. As a whole the object is similar to NGC 2261.

ЛИТЕРАТУРА

1. *E.R.Craige, G.O.Boeshaar, P.L.Byard, Astron.J., 86, 751, 1981.*
2. *R.Mundt, T.Bührke, J.W.Fried, T.Neckel, M.Sarcander, J.Stocke, Astron. and Astrophys., 140, 17, 1984.*
3. *E.R.Craige, D.E.Turnshek, D.A.Turnshek, B.T.Lynds, E.J.O'Neil, Steward observ. Prepr. No.413, 1983.*
4. *R.Mundt, E.W.Brugel, T.Bührke, Astrophys.J., 319, 275, 1987.*
5. *К.У.Аллен, Астрофизические величины, Мир, М., 1977.*
6. *E.W.Brugel, R.Mundt, T.Bührke, Astrophys.J., 287, L73, 1984.*
7. *В.А.Амбарцумян, Вопросы космогонии, 4, 76, 1955.*

УДК 524.6

АНАЛИЗ ПОДСЧЕТОВ ЗВЕЗД A0-A2 ПО КАТАЛОГУ SAO

Р. Б. ШАЦОВА, Г. Б. АНИСИМОВА, И. А. ЗЕНИНА

Поступила 3 мая 1988

Принята к печати 5 июня 1988

Распределение звезд A0-A2 ярче $V=9^m$ из каталога SAO в первых приближениях подтверждает известные концентрации к плоскости Галактики, к локальному спиральному рукаву и к его ответвлению. В следующих приближениях обнаруживается микроструктура, связанная с деталями Местной системы: поясами Долидзе, Гулда и известными по радионаблюдениям петлями.

1. *Распределение звезд в первых приближениях.* Подсчеты звезд, подразделенных по разным признакам, служили и продолжают служить для изучения структуры Галактики. Анализ подсчетов ярких звезд ограничивает область исследования окрестностями Солнца. Здесь должны проявляться как общие черты структуры Галактики, которые давно изучаются, так и локальные вокруг нас, интерес к которым возрос в последнее время. Есть необходимость в разделении глобальных и локальных эффектов.

В данной статье дается анализ подсчетов звезд классов A0-A2 с $V \leq 9^m$, проведенных Анисимовой [1] по каталогу SAO [2]. Их общая численность — 18113 звезд. Согласно [3], уровень полноты каталога меняется в зависимости от звездной величины и зоны по склонению. Севернее $\delta = -40^\circ$ каталог охватывает около 97% звезд ярче 9^m , южнее — менее полно. Около южного полюса мира ($\delta < -64^\circ$) охват снижается до 56%. Мы полагаем, что представленность A-звезд не хуже. Несмотря на этот и другие недостатки, каталог SAO может быть использован для статистического изучения распределения звезд по небу.

В [1] даны $n(l_3, b_3)$ — числа звезд в площадках со сторонами $\Delta l = 3^\circ, \Delta b = 3^\circ$. По ним находились $n(l_{45}, b_3)$ — средние в интервалах $\Delta l = 45^\circ, \Delta b = 3^\circ$, а также числа звезд на 1 кв. град: $n(l_3, b_3)/9 \cos b$ и соответствующие средние. Рис. 1 изображает их долготные зависимости для фиксированных b . Рис. 2 дает широтные зависимости средних в восьми интервалах по долготе. Отношение $\frac{n(b=0^\circ)}{n(b=90^\circ)}$ по рис. 2 варьируется между 7 и 20, то есть значительно больше, чем для ярких звезд без учета спектра (3 — 4, по ван-Райну и Сирсу, [4]). Учет поглощения света мало увеличивает это

отношение для ярких звезд, так как на $l \leq 100-150$ пк вокруг Солнца обнаружена область, практически свободная от пыли [5].

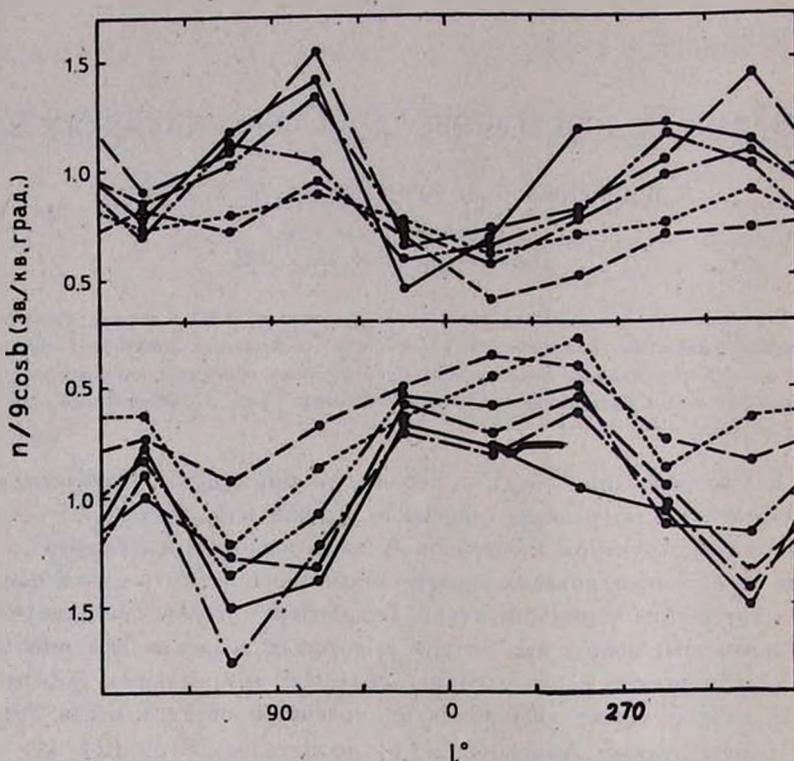


Рис. 1. Зависимость средней плотности звезд $\bar{n}(l, b_3)/9\cos b$ от галактической долготы l . Кривые для $b > 0$ проведены выше оси абсцисс, для $b < 0$ — ниже оси абсцисс. — 0—3°; - - - 3—6°; - · - 6—9°; · · · 9—12°; - - - 12—15°; - - - 15—18°.

Концентрация к малым широтам обязана тому, что А-звезды входят в плоскую подсистему Галактики и в Местную систему (МС), внутри которых пространственная плотность нарастает к плоскостям симметрии.

Максимумы кривых на рис. 1 связаны с тем, что в этих направлениях мы смотрим вдоль спирального рукава (если он здесь проходит) и вдоль вытянутости МС. Минимум у кривых около $l = 300^\circ$ и $b < 0$ на рис. 1 и большая асимметрия в блоке $l(270^\circ - 315^\circ)$ на рис. 2 связаны с неполнотой каталога в зоне южного полюса мира (З.Ю.П.), соответствующей $b(0^\circ - 53^\circ)$.

Средние $\bar{n}(l, b_3)/9\cos b$, по которым составлены рис. 1 и 2, автоматически комбинируют перечисленные глобальные эффекты, включая даже поглощение света, притом именно для совокупности А0-А2 звезд ярче 9^m

из каталога SAO.

Специальная проверка показала, что немонотонность кривых на рис. 1 и 2, используемых ниже, мало влияет на результаты.

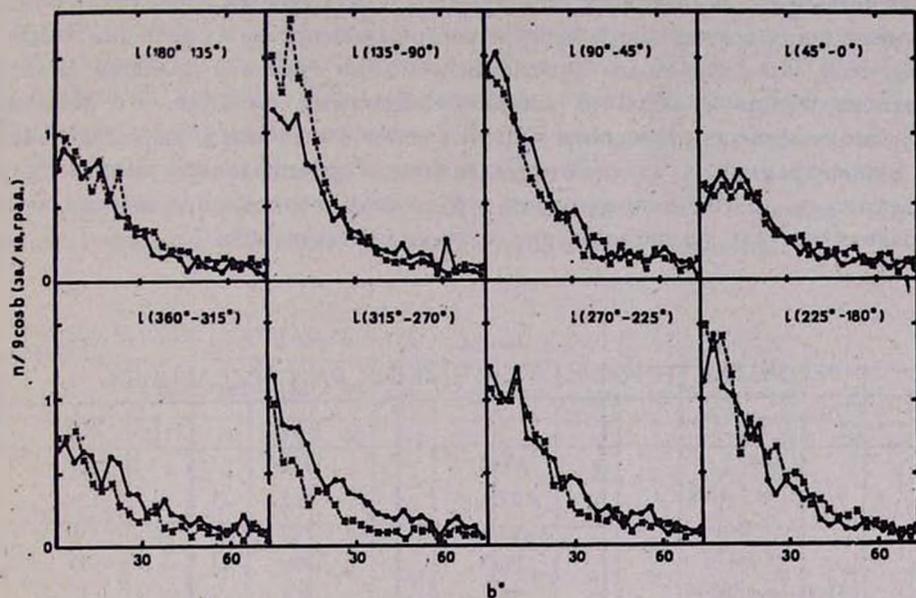


Рис.2. Зависимость средней плотности звезд $\bar{n}(l, b_3)/9\cos b$ от галактической широты b в каждом из интервалов по l . Сплошные линии относятся к $b > 0$, пунктирные — к $b < 0$.

2. Корреляция между распределениями звезд и протяженных источников радиоэмиссии. Распределение звезд A0-A2 мы сопоставили с распределением яркостной температуры T_n непрерывного радиоизлучения на частоте 820 МГц по данным Беркхьюзен [6]. Оба они являются интегральными в отношении охвата расстояний: A-звезды от ярчайших до $V=9^m$ находятся, в основном, ближе 400 пк от Солнца; радиоизлучение исходит как с этих же расстояний, так и с больших. Карты Беркхьюзен покрывают область неба со склонениями от -7° до $+85^\circ$. По ним определены средние T_n в каждой площадке $(\Delta l, \Delta b) = (3^\circ, 3^\circ)$. T_n , пропорциональные интенсивности излучения, сопоставлены с соответствующими числами звезд A0-A2 — $n(l, b_3)$. Всего рассмотрено 2538 площадок или пар значений (n, T_n) . По ним получены средние: $\bar{n} = 2.04, T_n = 6.31\text{K}$ и стандартные отклонения: $\sigma_n = \pm 3.07, \sigma_T = \pm 1.59\text{K}$. Коэффициент корреляции оказался равным $r = 0.53 \pm 0.02$. Надежность этого значения определяется порогом вероятнос-

ти безошибочного прогноза $b > 0.999$, поскольку $t = r/e_r = 26.5$, что значительно превышает значение критерия Стьюдента $t_{\alpha} = 3.3$ для столь большого числа сравниваемых пар [7]. Коэффициент r для А-звезд оказался лишь немного меньше, чем по всем звездам до 9^м каталога SAO, по подсчетам [8], для которых $r = 0.59 \pm 0.02$. Аналогичная корреляция обнаружена и для других частот непрерывного радиоспектра на больших площадях неба. По полученным значениям r можно судить о большом вкладе радиоизлучения из области, занимаемой данными звездами, и о сходстве в расположении протяженных радиоисточников и А-звезд, выражающемся в концентрациях к плоскости Галактики и к спиральной ветви. Если имеются и другие концентрации, то в силу корреляции, они должны проявляться как по звездам, так и по радиоизлучению.

Таблица 1
ВЕРОЯТНОСТИ $P(n > n_i)$ В СЛУЧАЙНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ

Распределение	N_1	N_2	N_3
Гаусса	15.87	2.28	0.14
Пуассона $\lambda=2.5$	23.0	6.2	1.1
$\lambda=3$	23.5	5.9	1.0
$\lambda=16$	18.78	3.61	0.41
Модельное $\bar{n}=16$	16.7	2.4	0.17
Случайное распределение $\bar{n}=17$	17.3	1.9	0.0

3. Отклонения от средних распределений. Локальные отклонения от крупномасштабной структуры в радиусе сотен парсеков вокруг Солнца можно, в принципе, получить из разностей: $\Delta n(l_3, b_3) = n(l_3, b_3) - n(l_{45}, b_3)$. Поскольку плотность А-звезд невелика, существенны случайные флуктуации. Чтобы установить, имеются ли на их фоне локальные закономерности, рассмотрим те площадки, где $\Delta n_k(l_3, b_3)$ превышают k -кратную среднюю квадратичную флуктуацию:

$$\Delta n_k(l_3, b_3) = n_k(l_3, b_3) - n(l_{45}, b_3) \geq k\sqrt{n} = k\sqrt{n(l_{45}, b_3)}. \quad (1)$$

Надо выяснить: 1) имеются ли отклонения в распределении этих площадок от случайных законов? 2) Нет ли особенностей в их размещении по небу? 3) Нет ли связи с локальной структурой Галактики?

1. Рассмотрим случаи $k=1, 2, 3$. Очевидно, что в n_1 входит n_2 , а в n_2 входит n_3 . Числа площадок с такими n_k обозначим через N_k . Подсчеты по всему небу, т.е. по 7200 его площадкам, обнаружили:

$$N_1=1179(\text{или } 16.38\%), \quad N_2=425(5.90\%), \quad N_3=118(1.64\%). \quad (2)$$

Для сравнения в табл.1 приведены аналогичные процентные данные для законов Гаусса, Пуассона (при трех значениях λ) [9] и модельного случайного распределения (для двух значений \bar{n}) [10], иначе говоря, приведены вероятности $P_k(n \geq n_k)$. N_1 оказалось близким к табличным значениям по Гауссу и модельному при $\bar{n}=16$, а N_2 и N_3 существенно превышают их. Соответственно $N(n \leq \bar{n} + \sqrt{\bar{n}})$ на несколько процентов меньше случайного, что, вероятно, трудно будет увидеть при больших N , близких к \bar{N} . Избыток N_2 составляет примерно 250 площадок неба. Распределение Пуассона дает N_1 больше наблюдаемых при любом λ . Превышения в N_1 , как и значения N_2 и N_3 зависят от λ . Подбор малых λ , при которых N_2 или N_3 близки к наблюдаемым, ведет к неприемлемо большим N_1 и \bar{N} . Следовательно, наблюдаемое распределение отличается от функций Пуассона.

Таблица 2

ЧИСЛА ПЛОЩАДОК $N_1(n_1), N_2(n_2), N_3(n_3)$ В УЧАСТКАХ

b	l	180	150	120	90	60	30	0	330	300	270	240	210	$N_k(b)$
a	N_1	21*	19*	13	16	14	8	12	6	12	17	18	19*	14.6
	N_2	2	1	1	4	3	3	1	2	5*	5*	6*	—	2.8
	N_3	2*	—	—	1	2	3*	1	—	2*	1	—	—	1.0
б		18	16	19	15	23*	19	26*	13	19	12	15	17	17.7
		5	7	9	7	12*	5	11*	4	3	10	8	11*	7.7
		2	4*	1	2	2	3*	1	2	—	—	—	3*	1.7
в		27*	12	26*	24	34*		6	21	13	23	19	24	10
		10*	1	9	11*	18*	3	10*	1	8	2	9	3	7.1
		3	—	4*	2	8*	—	2	—	3	1	2	—	2.1
г		14	29**	18	16	22	16	24*	4	31*	14	21	24*	19.4
		5	10*	8	7	4	7	6	2	15*	15	4	4	11*
		2	4*	1	—	1	3	4*	—	8*	—	1	4*	2.3
д		19	12	19	21*	15	7	17	15	11	15	20*	19	15.8
		15**	7	12*	11*	9	1	4	9	8	7	10	8	8.4
		3	—	2	3	2	—	1	2	4*	1	4*	2	2.0
е		11	13	7	11	15*	12	11	10	10	7	13	10	10.8
		4	3	1	6*	2	3	6*	—	2	1	2	1	2.6
		2*	3**	1	1	—	—	1	—	—	1	—	—	0.8
№		12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	

В отдельных участках неба N_1, N_2, N_3 еще сильнее отклоняются от табл.1. Это видно из табл. 2, относящейся к 72 участкам неба в интервалах

$(\Delta l, \Delta b) = (30^\circ, 30^\circ)$. Каждый участок содержит 100 площадок $(\Delta l, \Delta b) = (3^\circ, 3^\circ)$. В последнем столбце даны N_k по каждой широтной зоне.

Таким образом, большинство А-звезд неба ($N < N_1$) имеют распределение, близкое к нормальному, но в области больших отклонений от средних \bar{n} распределение явно превышает случайное. Таков первый признак, в общем, неслучайного распределения части А-звезд.

II. Значения $N_k(l, b) \geq N_k(b) + k\sqrt{N_k(b)}$ отмечены в табл. 2 k звездочками ($k=1, 2, 3$). Статистика по небу этих участков приведена в табл. 3.

Таблица 3

ЧИСЛА И ПРОЦЕНТЫ УЧАСТКОВ N_k^* , N_k^{**} , N_k^{***} ПО НЕБУ

	$>^*$	$>^{**}$	$>^{***}$	$>^*$	$>^{**}$	$>^{***}$
N_1	15	4	1	20.8%	5.6%	1.4%
N_2	18	6	2	25.0	8.3	2.8
N_3	16	4	2	22.2	5.6	2.8

Частоты N_k^* и N_k^{**} при всех k меньше отличаются от пуассоновских (по сравнению с частотами площадок), но они существенно выше, чем в двух других случайных распределениях по табл. 1. N_1^{***} гораздо выше всех N_3 в табл. 1.

Отмеченные участки крайне неравномерно размещены по небу. По табл. 2 можно выделить несколько связанных полей состоящих из многих плотных участков. Точно также имеются большие связанные поля средней и ниже средней плотности. В этом смысле левая половина табл. 2 заметно отличается от правой. Вероятность случайной сегрегации оценим, если разделим небо на не менее крупные области. Например, на 9 областей, т.е. по 8 участков в каждой или по 800 площадок $(3^\circ, 3^\circ)$. На одну область, в среднем, приходится 3 участка с N_2 или N_3 , отмеченными звездочками. Вероятность того, что в некоторой области 8 участков отмечены, т.е. принадлежат одному полю, равна $P(N_2=8) \approx P(\bar{v} + 3\sqrt{\bar{v}}) = P(v_3)$, что по табл. 1 (последний столбец) и по (2) заключено между 0 и 1.6%. В итоге вероятность случайной концентрации звезд к этим полям (P) есть произведение малых вероятностей трех независимых событий: концентрации звезд в площадке, концентрации площадок в участке и концентрации участков в поле

$$P = P(n \geq n_2) P(N_2 \geq N_2^*) P(v \geq v_3). \quad (3)$$

Подставляя значения для распределений нормального и наблюдаемого (по

(2)), находим соответственно $P_k = 0.023 \cdot 0.16 \cdot 0.0014 = 5.1 \cdot 10^{-6}$ и $P_k = 0.059 \cdot 0.16 \cdot 0.016 = 1.5 \cdot 10^{-4}$

4. *Связь концентрации с локальной структурой.* Коль скоро обнаруженные концентрации относятся к ярким звездам, есть основание связать их с околосолнечной локальной структурой. Воспользуемся ее описанием, данным Долидзе [11, 12].

Она считает, что здесь имеются две основные структуры: 1) Ответвление локальной спиральной ветви, наблюдаемое, главным образом, в направлениях $l = 180^\circ - 240^\circ$ и 2) Местная система (М.С.), представленная Поясом Гулда и вновь открытым Поясом Долидзе, а также связанными с ними другими деталями-облаками, кольцами и оболочками.

С таким описанием вполне согласуются данные табл. 2. Ответвлению спиральной ветви на $l(180^\circ - 240^\circ)$ соответствует цепь участков $\langle 2а, 1б, 2в, 1г, 2д \rangle$. В участке (2в) $N - N_1^* = -0.3$ звезды. Большой диапазон их широт не означает большие z -координаты, он связан с близостью к Солнцу. Главные пояса МС почти симметричны галактической плоскости и наклонены к ней примерно на 17° . Но наиболее близкие к нам детали этих поясов достигают в максимуме синусоиды больших широт (до $b \approx 50^\circ$). Пояс Долидзе в северном полушарии проходит по долготам $l \approx 30^\circ - 210^\circ$, а Пояс Гулда в южном — на $l \approx 60^\circ - 240^\circ$. Вдоль пояса Долидзе расположены следующие участки, отмеченные звездочками и близкие к ним по численности: ниже экватора — 1г, 2г, 4г, 6г, 7г, выше экватора — 8в, 9в, 10в, 11б, 12в. Участок (5г) находится в ЗЮП и потому имеет неполную статистику. На $l(180^\circ - 240^\circ)$ Пояс Долидзе пересекает в проекции указанное выше спиральное ответвление.

Слабее выражена концентрация к Поясу Гулда. На него попадают: очень плотный участок (11г) с ассоциацией α Per, участок (6в) с ассоциацией Sco-Cep, а также (1г, 12в), находящиеся на пересечении поясов, и некоторые другие.

Однако даже расширение зоны поясов до $|b| \lesssim 50^\circ$ вблизи максимумов синусоид не может охватить все участки, отмеченные звездочками. В рамках описанной Долидзе структуры МС остается еще одна возможность: соотнести концентрации звезд с концентрациями газа, обнаруженными по радио и рентгеновским наблюдениям. Такое право дает нам и установленная выше корреляция между распределениями А0-А2 звезд и интенсивности непрерывной радиоэмиссии. Известно, что на неоптических частотах ярко проявляются детали галактической структуры, названные шурами или петлями. По оценкам Беркхьюзен [13], Петли I — IV находятся не дальше 400 пк, т.е. в пределах МС. Едва ли коэффициенты корреляции были бы столь большими, если бы значительные части совокупностей звезд

не повторяли узоров радиопетель. Об этом говорит и тот факт, что в областях неба, где находятся отдельные петли, коэффициент корреляции ближе к 1, чем найденный выше. Например, по данным Зениной [14], на $l(80^\circ-110^\circ)$ и $b(0^\circ-40^\circ)$, где проходит Петля III, $r=0.85\pm 0.05$ (по звездам A0-A2 и частоте 820 МГц).

Таким образом, возникло предположение о звездной составляющей радиопетель [15,16] — образований радиусом порядка 100 пк. На рис.3 схематично изображены четыре радиопетли (I-IV) по Ландекеру и Вилебинскому [17], полученные на частоте 150 МГц. Там же видны границы наших участков. Сопоставляя рис.3 с табл.2, видим, что левой части таблицы, пестрящей звездочками, соответствует область карты, где сближаются и даже пересекаются радиопетли. И во второй половине неба самый населенный участок (4г) тоже попадает на Петлю 1.

Прослеживаются и более детальные связи: вдоль каждой из четырех петель расположены цепи участков, густо населенных А-звездами, по крайней мере, с $N_k(l,b) \geq N_k(b)$. Перечислим их:

I. 4а, 3б, 4в, 4г, 8в, 8б, 7а.

II. 9в, 10в, 11г, 12д, 12е, 11е, 9е, 8д(или 9д), 8г(или 9г).

III. 10в, 10б, 11б, 12в, 11г, 10г.

IV. 4б, 6б.

Реальные радиопетли отличаются от схематичных на рис.3 переменностью толщины и интенсивности вдоль петли, рядом ответвлений. Судя по табл.2, это повторяется и по звездам.

Как отмечает Долидзе [12], с каждым поясом связаны свои объекты, входящие в МС, в том числе и петли. Если плоскость, связанная с Поясом Гулда, проходит через центры Петель I и II, а Пояс Долидзе огибает их, то для Петли III наоборот: через центр проходит Пояс Долидзе, а Пояс Гулда огибает ее. Еще один интересный факт: наиболее плотные участки на каждой петле почти диаметрально противоположны. Таковы I(4г и 8в), III(12в и среднее из 9в+10в), IV(4б и 6б). Сильная растянутость проекции на карте южного края Петли II мешает четко увидеть, что противостоит (IIг). Возможно, это среднее из (8е, 8д, 9е, 9д). Эти геометрические обстоятельства-своеобразные доводы в пользу как принадлежности петель к МС, так и связи между звездами и петлями. Петли определяют протяженность МС по z-координате. И не удивительно, что имеются участки, которые одновременно показывают концентрацию звезд и к поясам, и к петлям. Но свести все к двум поясам не удастся.

5. Детализация связи. Вернемся от больших участков к исходным площадкам ($3^\circ, 3^\circ$). На рис.3 нанесены те из них, в которых $n \geq n_1, n_2, n_3$. Неравномерность в распределении этих площадок видна и теперь, но нет

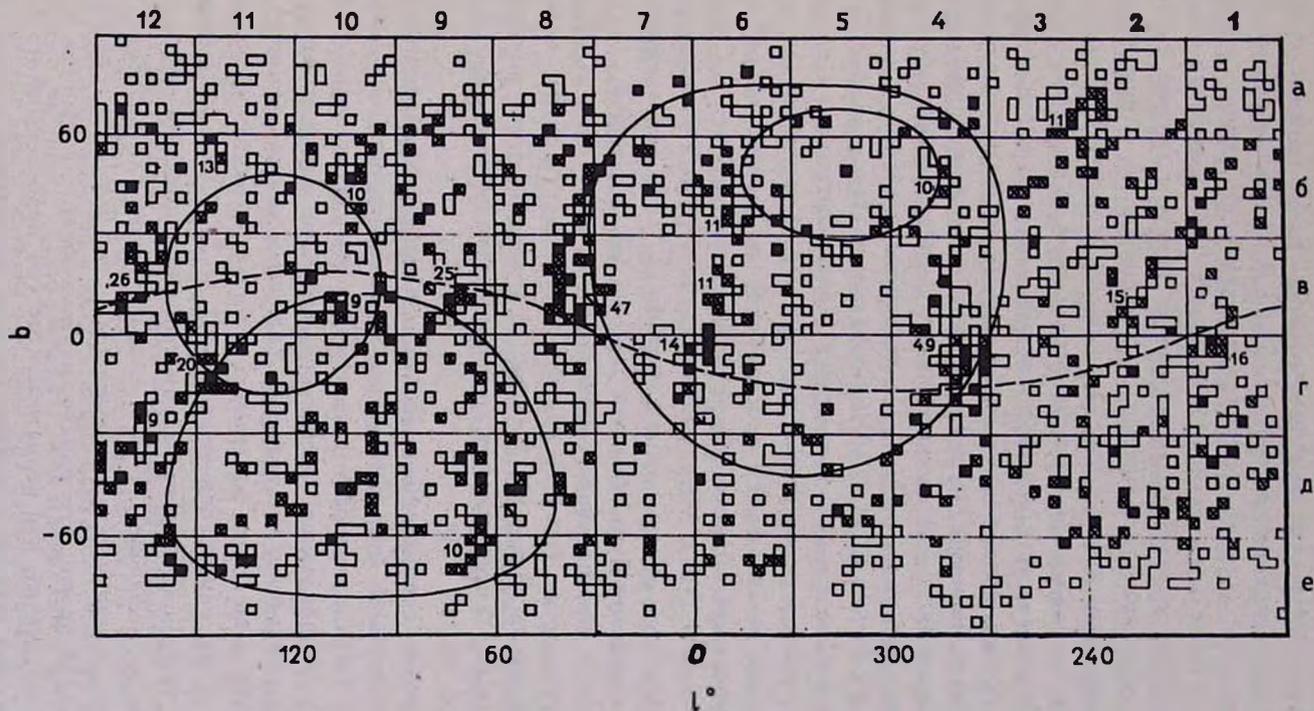


Рис.3. Расположение на небе полшаров, число звезд A0 - A2 в которых превосходит среднее $\bar{n}(l_{45}, b_3)$ больше, чем на величину k -кратной средней квадратичной флуктуации $k\sqrt{\bar{n}}$ ($k=1$ —□, $k=2$ —□, $k=3$ —□). Малые круги — радиопетли I — IV на частоте 150Мгц. Пунктирная линия — Пояс Долидзе.

таких больших сплошных полей, как по участкам. Они распались на меньшие, хотя и достаточно крупные группы. В 17 группах $m \geq 9$, в 8 группах $m > 13$. Среди них есть $m=25, 26, 47$ и 49. Распределение чисел площадок в группах (m) не удается представить ни одним случайным законом. Так, в модельном случайном разбросе 16% клеток на площади 120×60 , во всех просчитанных 11 вариантах найдены группы с $m=13$. В некоторых вариантах встречаются и большие m , в одном варианте $m_{\max}=22$. Общее число групп с $m > 13$ в каждом варианте от 0 до 3, а на рис. 3 их 8. Отклонение наблюдаемого распределения от модельного случайного, как и от гауссовского и пуассоновского, значимо по критерию χ^2 . Нетрудно установить конкретное соответствие между большими группами плотных площадок, поясами МС и связанными с ними четырьмя петлями. Все группы на $l \approx 200^\circ - 250^\circ$ можно связать с ответвлением спирального рукава, с его внутренней структурой, на которой мы здесь не останавливаемся. 8 групп с $m=26, 9, 25, 47, 14, 49, 15, 16$ попадают на Пояс Долидзе. Одновременно большинство из них, как отроги Пояса, вытянуты в широтном направлении и повторяют очертания радиопетель. В частности, две самые большие группы ($m=47$ и 49) простираются по широте на 66° и 57° вдоль противоположных сторон Петли I. Первая совпадает с Северным полярным шпуром (СПШ). Между этими двумя отрогами выделяется еще один, представленный цепью групп с $m=14, 11, 11$ и ряда меньших, и, вероятно, расположенный на оболочке Петли I за ее центром.

Нам видится, что противостоящие друг другу группы с $m=25$ и 26 вместе с рядом других ($m=20, 13, 10$) составляют, по [18], внешнюю оболочку раздвоенной Петли III (на рис. 3 показана только внутренняя, по [17]). В Петле IV противостоят друг другу группы площадок (с $n \geq n_1$, или n_2) числом $m=10$ и 11.

Иллюстрацию совпадений можно продолжить практически на все группы, отмеченные на рис. 3. Правда, с одной стороны, это реальные распределения звезд, с другой — схематичные по радиоданным. Поэтому напомним, что установленная выше корреляция, как и найденные в [14] и [15], этим недостатком не страдают. Уязвимым местом можно считать конкретные очертания групп, выделение которых основывалось на принятии $\bar{n}(l_4, b_3)$ с их немонотонностью (рис. 1 и 2). Однако проверка по средним \bar{n} со смещенными интервалами координат показала, что влияние этого фактора не решающее, хотя и создает некоторые вариации [10]. Таким образом, практически все кластеры с $m \geq 9$ удастся соотнести с локальными структурами, что однако, не исключает случайности некоторых из них. Это значит, что вероятности по (3) надо домножить еще на один очень малый фактор случайности всех совпадений с локальными структурами. В реальных группах звезды, по-видимому, имеют общее про-

исхождение. Естественно каждую группу считать кластером, коль скоро ей присущи общие характерные черты: спектр А0-А2, звездная величина $V < 9^m$, контакт многих площадок с $n \geq n_1$, собственная структура, концентрация к известному элементу локальной структуры Галактики.

6. *Области дефицита звезд.* Противоположная крайность в распределении звезд в площадках особо низкой плотности. Очевидно, что из-за усечения $n=0$ распределение по обе стороны от \bar{n} не симметрично. Известно, что в радиопетлях имеются целые области низкой интенсивности излучения, что нашло теоретическое обоснование (ссылки в [19]). Судя по достаточно высокой корреляции между радиоданными и распределением звезд, можно ожидать в тех же областях дефицита звезд. И это подтвердилось в тех областях Петель I и III, для которых проводилось детальное сопоставление [14, 20]. Используя данные по всему небу, можно убедиться в общности и этих результатов. В трех больших петлях можно выделить обширные поля или полости, состоящие из контактирующих между собой площадок с $0 \leq n < \bar{n} - \sqrt{\bar{n}}$. На рис. 3 они приходятся на белые пятна, где $n < n_1$, хотя и меньше их. В петлях I и II каждое поле объединяет более 50 площадок, в Петле III — 38 площадок. Малая Петля IV оставлена без внимания.

Области особо низкой плотности внутри петель обычно примыкают к наиболее компактным группам в оболочках. Это видно даже по парам участков в табл. 2: (7в, 8в) и (4г, 5г). Контраст плотности в них не меньше $n_{об}/n_{пол} \geq (\bar{n} + \sqrt{\bar{n}})/(\bar{n} - \sqrt{\bar{n}}) = (\sqrt{\bar{n}} + 1)/(\sqrt{\bar{n}} - 1)$, что близко к 4 для \bar{n} между 2,5 и 4. Число 4 приводится и для отношения интенсивностей 21-см излучения в СПШ, и в соседней полости Петли 1 (Хейлес и Дженкинс [21]).

В трактовке дефицита звезд обычно привлекается поглощение света. Известно, что внутри Петли I имеется большой комплекс темных облаков Орф. Однако специальное рассмотрение Анисимовой [16] показало, что он не может объяснить весь дефицит звезд, например, в полосе $l = 10^0 - 20^0$ и $b > 0$, где пространство очень прозрачно, по крайней мере до 200 пк. По обе стороны от полосы, т. е., в ядре Петли ($l \approx -45^0, +10^0$) и на оболочке СПШ ($b \approx 20^0 - 40^0$) поглощение $A_v = 3E_{B-V}$ в несколько раз выше: $0^m.2 - 0^m.4$. Между тем, в этих участках наблюдаются большие избытки плотности звезд. Стало быть, поглощение света может лишь немного занизить эти избытки, а не увеличить контраст. Аналогичное заключение получено Зениной [14] по Петле III. Так проявляется пылевая составляющая петель. Таким образом показана еще одна сторона сходства распределений звезд (и пыли) с радиопетлями: реальность полостей.

7. *Заключение*. Анализ распределений А0-А2 звезд с $V \leq 9^m$ по небу подтвердил известные концентрации к плоскости Галактики, к локальному спиральному рукаву и к его ответвлению, а также обнаружил локальные концентрации к деталям Местной Системы. Заметим, что они подтверждены и для более ярких А-звезд ($V \leq 8^m.5$ и $V \leq 7^m.5$). Однако найденные корреляции пока основываются на проекциях на небесную сферу. Проверка аналогичных корреляций по лучу зрения встречается с трудностями. С одной стороны, это остающаяся неопределенность в расстояниях деталей МС. Так, согласно [13], расстояния и размеры петель имеют ошибки в пределах $\pm(40 \div 135)$ пк. С другой стороны — отсутствие определений классов светимостей большинства северных А-звезд и неоднозначность существующих калибровок (S_p, M_v) , в которых различия подчас близки к 1^m , что соответствует $\Delta r = \pm 0.58r$. В рамках таких больших неопределенностей имеются варианты совпадения расстояний звездных кластеров и радиоволокон, то есть совпадения и третьей координаты. Например, припишем СПШ и звездному кластеру с $m=47$ хорошо определенное расстояние ассоциации Sco—Cen ($r=170$ пк или $V-A_p-M_p=6^m.2$), поскольку эта ассоциация является ядром Петли I, [22].

С абсолютными величинами M_p из калибровки [23] при поглощении $A_p=0^m.4$ звезды кластера всевозможных классов светимости должны иметь V между $6^m.7$ и $8^m.2$. Интервал V можно расширить до предельного в работе $V=9^m$ за счет протяженности кластера по лучу зрения, а также за счет неопределенности калибровки и ошибок в V .

Снижение ошибок в r , конечно, желательно, но едва ли это изменит вывод о неслучайности концентраций звезд к деталям МС, имеющий по рассмотренным в статье факторам очень большую вероятность. Во всяком случае, неизвестны альтернативные детали локальной структуры, с которыми можно связать все аспекты распределения А-звезд так же хорошо, как с поясами и петлями.

Звездная форма материи превалирует как в Галактике в целом, так и в ее части — МС. Повтому допущение о звездной составляющей таких крупных деталей, как петли, не должно казаться удивительным, если их возраст не сильно отличается от возраста МС. Уивер [22] полагает, что Петля I имеет возраст породившей ее ассоциации Sco—Cen ($1 \div 3 \cdot 10^7$ лет). А если звездная составляющая Петли I порождена не этой ассоциацией, а какой-то из ее предшественниц, возникших рядом, в том же гигантском молекулярном облаке (ГМО), то ее возраст еще больше ($\geq 10^8$ лет). Пусть наблюдаемое внутри Петли I ГМО имеет массу, близкую к средней для облаков этого класса ($10^6 - 10^7 M_\odot$), тогда приливной радиус системы, контролируемой им, не меньше наблюдаемого радиуса петли ($R \approx 115$ пк [13]). В таком случае ГМО обеспечит динамическую замкну-

тость системы Петли I, противостоящую ее разрушению [10]. Сходная ситуация (по Уиверу) [22] имеется в системе ассоциации α Рег и Петель II и III.

Исследования динамики и кинематики этих систем помогут понять взаимосвязи между ГМО, ассоциациями, петлями и МС и создать непроторечивую картину локальной структуры.

Ростовский педагогический
институт

THE ANALYSIS OF THE A0-A2 STELLAR COUNTS FROM THE SAO CATALOGUE

R.B.SHATSOVA, G.B.ANISIMOVA, I.A.ZENINA

The overall distribution of A0-A2 stars brighter than $V=9^m$ taken from the SAO catalogue confirms the known concentrations to the Galactic plane, the local spiral arm and its branch. A closer treatment of that background reveals a microstructure connected with such details of the local system as the Dolidze and Gould belts and the loops known from radio observations.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Б.Анисимова, в Деп. ВИНТИ, № 3058-83, 112стр., 1983.
2. Smithsonian Astrophysical Observatory Catalogue of 258997 stars with astrophysical data, Washington, 1980. (магнитная лента ЦАД Астросовета АН СССР).
3. F.Ochsenbein, Bull. Inform. CDS, 19, 74, 1980.
4. П.Г.Куликовский, Звездная астрономия, Наука, М., 1985.
5. T.N.G.Westin, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 60, 99, 1985.
6. E.M.Berkhuijsen, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 5, 263, 1972.
7. Н.А.Плохинский, Биометрия, изд. МГУ, М., 1970.
8. Г.Б.Анисимова, Деп. в ВИНТИ, № 3059-83, 112стр., 1983.
9. Я.Янко, Математико-статистические таблицы, Госстатиздат, М., 1961.
10. Р.Б.Шацова, Г.Б.Анисимова, Сб. Астрон-Геод. исслед. Статистические методы, УрГУ, Свердловск, 1987, стр.37.
11. М.В.Долидзе, Письма в Астрон.ж., 6, 92, 1980.
12. М.В.Долидзе, Письма в Астрон.ж., 6, 745, 1980.
13. E.M.Berkhuijsen, Astron. and Astrophys., 24, 143, 1973.
14. И.А.Зенина, Деп. в ВИНТИ № 952-84, 37стр., 1984.
15. Г.Б.Анисимова, Астрон.ж., 61, 1226, 1984.
16. Г.Б.Анисимова, Сб. Вопр. астрофиз., Саранск, 1984, стр. 25.
17. T.L.Landecker, R.Wielebinski, Austr.J.Phys., Suppl. Ser., 16, 1, 1970.
18. E.M.Berkhuijsen, Astron. and Astrophys., 14, 359, 1971.
19. Т.А.Лозинская, Сверхновые звезды и звездный ветер. Взаимодействие с газом Галактики. Наука, М., 1986.

20. Р.Б.Шацова, Г.Б.Анисимова, Сб.Звездн. скопления, УрГУ, Свердловск, 1987, стр.207.
21. С.Heiles, E.B.Jenkins, *Astron. and Astrophys.*, **46**, 333, 1976.
22. H.Weaver, *The Large-Scale characteristics of the Galaxy*, E.A.Dordrecht, IAU 1979, 295.
23. W.A.Deutschman, R.J.Davis, R.E.Schild, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **30**, 91, 1976.

УДК: 524. 337: 524. 57

ПЫЛЬ ВОКРУГ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД.
МОДЕЛЬ АЛГОЛЕПОДОБНЫХ МИНИМУМОВ ЗВЕЗД
ТИПА UX ОРИОНА

Н.В.ВОЩИННИКОВ

Поступила 29 марта 1988

Принята к печати 15 мая 1988

Для звезд типа UX Ориона с глубокими непериодическими минимумами блеска рассчитаны изменения показателей цвета $U-B$, $B-V$, $V-R$, и $V-I$ и степень линейной поляризации P_U, P_B, P_V, P_R и P_I . Рассматривалось однократное рассеивание света звезды графито-силикатной смесью частиц в сплюснутой сферондальной пылевой оболочке. Считалось, что наблюдаемые алголеподобные минимумы являются результатом затмения звезды оптически толстыми пылевыми облаками, находящимися в оболочке. На основе существующих наблюдательных данных получены ограничения на оптическую толщину оболочки вдоль большой полуоси $0.2 \leq \tau_0''(U) \leq 0.5$ и отношение ее полуосей $3 \leq A/B \leq 10$.

1. Введение. Среди молодых объектов — Ae - звезд Херbigа выделяется ряд звезд со значительными непериодическими изменениями блеска. В глубоких (алголеподобных) минимумах видимая величина звезд UX Ori, WW Vul, VX Cas, SV Ser, VV Ser, RZ Psc и некоторых других уменьшается на $2^m - 3^m$ в полосах B и V (см. сводку наблюдательных данных в работах [1-3]). В процессе уменьшения блеска показатели цвета $U-B$ и $B-V$ сначала растут, а затем уменьшаются, причем зачастую в минимуме блеска цвет звезды может стать более голубым, чем в максимуме. Впервые подобный эффект был обнаружен Венцелем [4] для звезды CQ Tau и Г.В.Зайцевой [5] для неправильной переменной UX Ori.

Одна из гипотез происхождения глубоких минимумов (а также наблюдаемых мелких вариаций блеска) предполагает ослабление света звезды пылью в неоднородной оболочке (модель переменной околозвездной экстинкции). Эта идея была высказана Венцелем [4] еще в 1969 г. Подтверждениями присутствия околозвездной пыли является изменение распределения энергии в непрерывном спектре звезд (покраснение) [6] и наличие значительных инфракрасных избытков у Ae-звезд Херbigа [7]. Отметим, что связь глубоких минимумов блеска звезд типа UX Ori с пылью обсуждалась неоднократно (см., например, [8-10]). Однако, источником голубого свечения в минимумах обычно считался горячий газ. Лишь недавно

В.П.Гринину [11] удалось в рамках модели переменной околозвездной экстинкции объяснить диаграммы «цвет-величина» для звезд UX Ori и WW Vul. При этом предполагалось, что оптически толстые пылевые облака, вызывающие алгоподобные затмения, погружены в оптически тонкую оболочку, содержащую мелкие пылинки. Рассеянное этими частицами излучение и является причиной «поголубения» света звезд в минимумах блеска. В [11] было указано также на вероятную несферичность околозвездной оболочки и предсказана возможность увеличения линейной поляризации при ослаблении блеска звезды, что затем наблюдалось для UX Ori [12]. Во время двух глубоких минимумов в 1986г. степень поляризации излучения этой звезды в полосе V возросла до $P_V \approx 7\%$. Предварительное рассмотрение изменений показателей цвета и поляризации, проведенное в [12], показало, что результаты наблюдений можно объяснить в рамках модели переменной околозвездной экстинкции, используя графито-силикатную смесь сферических пылинок.

Целью данной работы является моделирование изменений показателей цвета и степени поляризации излучения звезд типа UX Ori во время глубоких минимумов блеска. Результаты выполненных расчетов позволяют из наблюдаемых диаграмм «цвет-величина» и изменений зависимостей $P(\lambda)$ в ходе затмения оценить геометрию и оптическую толщину оболочки, а также характеристики рассеивающих пылевых частиц.

2. Модель. Была рассмотрена следующая модель: оптически тонкая рассеивающая пылевая оболочка вокруг звезды однородна и имеет форму сплюснутого сфероида с отношением полуосей A/B . Ось вращения сфероида (B) лежит в картинной плоскости (т.е. угол между осью B и лучом зрения $i=90^\circ$). В околозвездной оболочке имеются также оптически толстые пылевые облака, экранирующие излучение звезды. Если эти облака (экраны) являются достаточно плотными и большими, то при покрытии звезды облаком наблюдается лишь рассеянное в оболочке излучение звезды (глубокий минимум блеска или полное затмение). Отметим, что расчеты поляризации излучения для эллипсоидальных оболочек (но без учета экрана) выполнялись и ранее (см., например, [13,14]).

Зависимость оптической толщины экранирующего облака от длины волны излучения λ и времени t задавалась в следующем виде:

$$\tau_1(\lambda, t) = \tau_1^{\max}(\lambda) \cdot t/t^{\max}, \quad (1)$$

где принято, что в начальный момент затмения ($t=0$) $\tau_1(\lambda, 0) = 0$, а в момент наибольшего ослабления блеска звезды ($t=t^{\max}$) $\tau_1(\lambda, t^{\max}) = \tau_1^{\max}(\lambda)$. Из (1) следует, что в ходе затмения вид зависимости оптической толщины экрана от λ не меняется. Это означает, что экранирующее

облако неоднородно, но состоит из одинаковых частиц, т.е. рост $\tau_1(\lambda, t)$ связан лишь с увеличением числа пылинок на луче зрения, а не с изменением их оптических свойств. Форма зависимости $\tau_1^{max}(\lambda)$ выбиралась такой, что

$$\tau_1^{max}(\lambda_X)/\tau_1^{max}(\lambda_Y) \sim (\lambda_X/\lambda_Y)^{-\alpha}, \quad (2)$$

где λ_X и λ_Y — эффективные длины волн полос X и Y. В дальнейшем при расчетах считалось, что $\alpha=1$ (по аналогии с кривой межзвездного поглощения). На самом деле величина α определяет наклон треков на диаграммах «цвет-величина» на начальном этапе затмения (до точки поворота) и может быть задана из наблюдений (см. обсуждение в [12]).

В атмосферах столь горячих звезд, как UX Ori, VX Cas, CO Ori и др. ($T_* = 6000\text{K} - 10000\text{K}$) пыль не образуется [15], поэтому пылевые частицы в оболочке скорее всего являются реликтовыми, т.е. оставшимися после возникновения звезды из межзвездного облака. Однако, за время жизни звезд ($\sim 10^6$ лет [9]) характеристики ансамбля пылинок могут измениться: частицы могли быть выметены давлением излучения, либо испариться.

В качестве исходной модели рассеивающих пылинок была выбрана графито-силикатная смесь, предложенная Матисом и др. [16] для объяснения кривой межзвездного поглощения (смесь MRN). Согласно данной модели однородные сферические пылинки имеют радиусы от $a_- = 0,005$ мкм до $a_+ = 0,25$ мкм и степенное распределение по размерам

$$n_{si,C}(a) = K_{si,C} n_H a^{-q}. \quad (3)$$

где n_H — концентрация водорода, а коэффициенты K_{si} и K_C определяются с учетом космической распространенности кремния и углерода соответственно. Значение q в смеси MRN взято равным 3.5. Отметим, что распределение $n(a) \sim a^{-3.5}$, по-видимому, может быть конечным этапом эволюции спектра размеров частиц, сталкивающихся в околозвездной среде [17]. Отношение числа силикатных частиц к числу графитовых в стандартной смеси MRN составляет $n_{si}/n_C = K_{si}/K_C \approx 1.07$ [16].

3. Основные соотношения. Выберем декартову систему координат, в центре которой находится звезда. Ось z направлена к наблюдателю, а оси x и y располагаются соответственно вдоль и перпендикулярно большой оси сплюснутой сфероидальной оболочки. Степень линейной поляризации для системы звезда + оболочка $P(\lambda)$ и изменения показателей цвета $\Delta(X-Y) = (X-Y)_t - (X-Y)_0$ вычислялись в приближении однократного рассеяния с учетом ослабления света в оболочке ($(X-Y)_0$ — показатель цвета в момент $t=0$, т.е. когда звезда не закрыта экраном). Расчеты

проводились по следующим формулам:

$$P(\lambda, t) = \frac{\langle I_x(\lambda) \rangle - \langle I_y(\lambda) \rangle}{\langle I(\lambda) \rangle + e^{-\tau_0^{opt}(\lambda) - \tau_1(\lambda, t)}}, \quad (4)$$

$$\Delta(X-Y) = 2.5 \lg \frac{[\langle I(\lambda_y) \rangle + e^{-\tau_0^{opt}(\lambda_y) - \tau_1(\lambda_y, t)}] \cdot [\langle I(\lambda_x) \rangle + e^{-\tau_0^{opt}(\lambda_x)}]}{[\langle I(\lambda_x) \rangle + e^{-\tau_0^{opt}(\lambda_x) - \tau_1(\lambda_x, t)}] \cdot [\langle I(\lambda_y) \rangle + e^{-\tau_0^{opt}(\lambda_y)}]}, \quad (5)$$

$$\langle I(\lambda) \rangle = \langle I_x(\lambda) \rangle + \langle I_y(\lambda) \rangle. \quad (6)$$

Здесь обозначения $\langle I_x(\lambda) \rangle$ и $\langle I_y(\lambda) \rangle$ относятся к потокам рассеянного поляризованного излучения с электрическими векторами, перпендикулярными осям x и y соответственно. Экспоненциальные слагаемые в (4) и (5) учитывают вклад ослабленного оболочкой излучения звезды. Нетрудно видеть, что выражения для $P(\lambda)$ и $\Delta(X-Y)$ не должны зависеть от распределения энергии в спектре звезды. Через $\tau_0^{opt}(\lambda)$ обозначены оптическая толщина оболочки в экваториальной плоскости (вдоль полуоси A): величина $\tau_1(\lambda, t)$ характеризует экранирующее облако (считалось, что эти облака не рассеивают излучение звезды, а лишь ослабляют его) и определяется соотношением (1). Выражения для $\langle I_{x,y}(\lambda) \rangle$ можно найти путем усреднения по объему оболочки и ансамблю пылинок. Переходя к сферической системе координат, имеем

$$\begin{aligned} \langle I_{x,y}(\lambda) \rangle = & \frac{2}{\pi} \frac{\tau_0^{opt}(\lambda)}{Q(\lambda)} \int_0^{\pi/2} \int_{R_0}^R \int_{\theta_1(\varphi, r)}^{\theta_2(\varphi, r)} [\Phi_{1,2}(\lambda, \theta) \cos^2 \varphi + \\ & + \Phi_{2,1}(\lambda, \theta) \sin^2 \varphi] e^{-\tau_0^{opt}(\lambda, \theta, r, \varphi) - \tau_{об}^{opt}(\lambda, \theta, r, \varphi)} \cdot \sin \theta d\theta d\left(\frac{r}{A}\right) d\varphi. \end{aligned} \quad (7)$$

В (7) через $\Phi_1(\lambda, \theta)$ и $\Phi_2(\lambda, \theta)$ обозначены потоки излучения с электрическим вектором, соответственно перпендикулярным и параллельным плоскости рассеяния, и с учетом функции распределения частиц по размерам (3). Они могут быть найдены следующим образом:

$$\Phi_{1,2}(\lambda, \theta) = \int_{x_-}^{x_+} \frac{n_s}{nc} \xi_{1,2}^i(m, x, \theta) + \xi_{1,2}^r(m, x, \theta) x^{-q} dx, \quad (8)$$

где $x = \frac{2\pi a}{\lambda}$, $x_- = \frac{2\pi a_-}{\lambda}$, $x_+ = \frac{2\pi a_+}{\lambda}$. Оптическая толщина оболочки определяется следующими соотношениями:

$$\tau_0^{ext}(\lambda) = \tau_A k_c n_H \left(\frac{\lambda}{2\tau}\right)^{3-q} Q(\lambda). \quad (9)$$

$$Q(\lambda) = \int_{r_c}^{r_s} x^2 \left[\frac{n_{Si}}{n_c} Q_{ext}^{Si}(m, x) + Q_{ext}^C(m, x) \right] x^{-q} dx. \quad (10)$$

В соотношениях (8), (10) $Q_{ext}^{Si,C}(m, x)$ — факторы эффективности ослабления. $i_{1,2}^{Si,C}(m, x, \theta)$ — параметры безразмерной интенсивности для сферических частиц, которые рассчитывались по теории Ми [18]. Верхние индексы относятся к силикатным (Si) и графитовым (C) частицам, показатели преломления которых брались из работ [19,20].

Экспоненциальный множитель в (7) учитывает оптические толщины для излучения звезды проходящего до данного объема оболочки ($\tau_*(\lambda, \theta, r, \eta)$) и рассеянного этим объемом излучения до выхода из оболочки ($\tau_{sh}(\lambda, \theta, r, \eta)$). Выражение для суммарного оптического пути выглядит следующим образом:

$$\tau_{*sh}^{ext}(\lambda, \theta, r, \eta) + \tau_{sh}^{ext}(\lambda, \theta, r, \eta) = \tau_0^{ext}(\lambda) \frac{r}{A} \times [(1 + \cos^2 \eta \cdot \text{ctg}^2 \theta)^{1/2} + \cos \eta (\text{ctg} \theta_1 - \text{ctg} \theta)]. \quad (11)$$

Отметим, что пределы интегрирования по θ и r/A в (7) определяются с учетом геометрии сфероидальной оболочки ($R(\eta)$ — ее внешняя граница)

$$\theta_1(\eta, r) = \arcsin[r/A R(\eta)]. \quad (12)$$

$$R(\eta)/A = \frac{B/A}{\left\{ 1 - 1 - \left(\frac{B}{A}\right)^2 \cos^2 \eta \right\}^{1/2}}. \quad (13)$$

причем в (7) учтена также возможность существования в центре оболочки полости, свободной от пыли (R_0 — радиус части оболочки, где пыли нет).

Время расчетов можно существенно сократить, если учет ослабления света в оболочке проводить приближенным образом. Это достигается вынесением экспоненциального множителя в выражении (7) из под знака интеграла по θ . Вместо (11) мы воспользовались следующим соотношением:

$$\tau_{*sh}^{ext}(\lambda, r, \eta) + \tau_{sh}^{ext}(\lambda, r, \eta) = \tau_0^{ext}(\lambda) \frac{r}{A} (1 + \cos \eta \text{ctg} \theta_1). \quad (14)$$

что дает ошибки по сравнению с точными результатами для степени поляризации $< 0.1\%$ и показателей цвета ≤ 0.02 .

По формулам (3), (9) и (10) можно оценить лучевую концентрацию пылинок в оболочке

$$N_d = n_d A = \frac{\tau_0^{ext}(\lambda) \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^{q-3} \left(\frac{n_{Si}}{n_c} + 1\right) (a_-^{1-q} - a_+^{1-q})}{(q-1)\pi Q(\lambda)} =$$

$$= 3.05 \times 10^{-2} \tau_0^{ext}(u) / Q(u) \cdot \left(\frac{n_{Si}}{n_c} + 1\right) (a_-^{-2.5} - a_+^{-2.5}) \text{ см}^{-2} \quad (15)$$

и массу рассеивающих частиц

$$m_i = n_d m_d V = \frac{16\pi^2 (q-1) (a_+^{4-q} - a_-^{4-q}) (\rho_{Si} \frac{n_{Si}}{n_c} + \rho_c) A^2}{9(4-q) (a_-^{1-q} - a_+^{1-q}) \left(\frac{n_{Si}}{n_c} + 1\right) \frac{A}{B}} N_d =$$

$$= 8.77 \times 10^{-11} \frac{(a_+^{1/2} - a_-^{1/2}) (\rho_{Si} \frac{n_{Si}}{n_c} + \rho_c) A^2}{(a_-^{-2.5} - a_+^{-2.5}) (n_{Si}/n_c + 1) A/B} N_d \text{ г.} \quad (16)$$

Здесь $\rho_{Si} = 3.4 \text{ г/см}^3$ и $\rho_c = 2.0 \text{ г/см}^3$ плотность вещества силикатных и графитовых частиц. Численные коэффициенты в [15] и [16] получены при условии, что $q = 3.5$, а $\lambda_u = 0.36 \text{ мкм}$.

Следует также указать, что выбор угла наклона оси вращения сферической оболочки в картинной плоскости ($i = 90^\circ$) не ограничивает общность рассмотренной модели. Нетрудно видеть, что уменьшение i эквивалентно росту видимой площади оболочки, которая при $i = 0^\circ$ должна восприниматься как круг ($A/B = 1$). Для связи между моделями, рассчитанными при $i = 90^\circ$, и видимыми под углом i , можно использовать соотношение*

$$(B/A)_i = (B/A)_{90^\circ} + [1 - (B/A)_{90^\circ}] \cos i. \quad (17)$$

Это означает, что, например, для оболочки с истинным отношением полуосей $(A/B)_{90^\circ} = 5$ и видимой под углом $i = 60^\circ$ можно воспользоваться резуль-

* Если в оболочке имеются очень мелкие (релеевские) частицы, то для оценки степени поляризации можно использовать соотношение (А. Э. Долгинов и др. «Распространение и поляризация излучения в космической среде», М., 1979, с. 194)

татами расчетов с $A/B \approx 1.7$.

4. *Результаты расчетов и обсуждение.* Вычисления показателей цвета и степени поляризации для описанной выше модели проводились для пяти длин волн $\lambda\lambda$ 0.36, 0.44, 0.55, 0.70 и 0.88 мкм — эффективных длин волн системы $UBVR_I$. При расчетах варьировались параметры смеси $MRN(a_-, a_+, n_{Si}/n_c, q)$. Изменялись также отношение полуосей сферондальной оболочки A/B и ее оптическая толщина $\tau_0^{ext}(U)$.

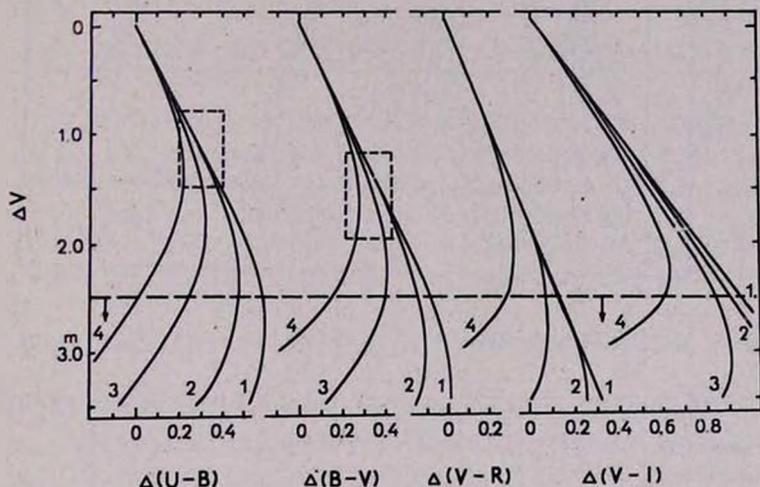


Рис. 1. Диаграммы цвет - величина для моделей с параметрами $a_- = 0.005 \mu\text{м}$, $a_+ = 0.25 \mu\text{м}$, $n_{Si}/n_c = 1.07$, $A/B = 5$; 1 — $\tau_0^{ext}(U) = 0.05$, 2 — 0.1, 3 — 0.25, 4 — 0.5. Пунктиром обозначены накладываемые из наблюдений ограничения: $\Delta V_{max} \geq 2^m.5$; $\Delta V \approx 0^m.8 - 1^m.5$, $\Delta(U-B) \approx 0^m.2 - 0^m.4$; $\Delta V \approx 1^m.2 - 2^m.0$, $\Delta(B-V) \approx 0^m.2 - 0^m.4$.

Диаграммы «цвет-величина» представлены на рис. 1 и 2 при различных значениях $\tau_0^{ext}(U)$ и A/B соответственно. Как уже отмечалось, на начальном этапе затмения вид этих диаграмм определяется зависимостью $\tau_1^{max}(\lambda)$ в экранирующем облаке. Затем наступает момент, когда рост показателей цвета прекращается, и они начинают уменьшаться. Положение точек поворота зависит от вклада в суммарное свечение системы «звезда + оболочка» рассеянного излучения, которое, естественно, сначала проявляется в голубой части спектра. Доля рассеянного излучения увеличивается с ростом $\tau_0^{ext}(U)$ и уменьшением A/B (см. рис. 1, 2 и табл. 1). Помимо этого, важное значение играет и альbedo пылинок, которое больше для силикатных частиц, чем для графитовых (см. данные для моделей 7 и 8 в табл. 1).

Отметим попутно, что точно определить положение точек поворота как из расчетов, так и из наблюдений затруднительно (это видно, например, из рис. 1, 2, а также рис. 1—4 в [3]).

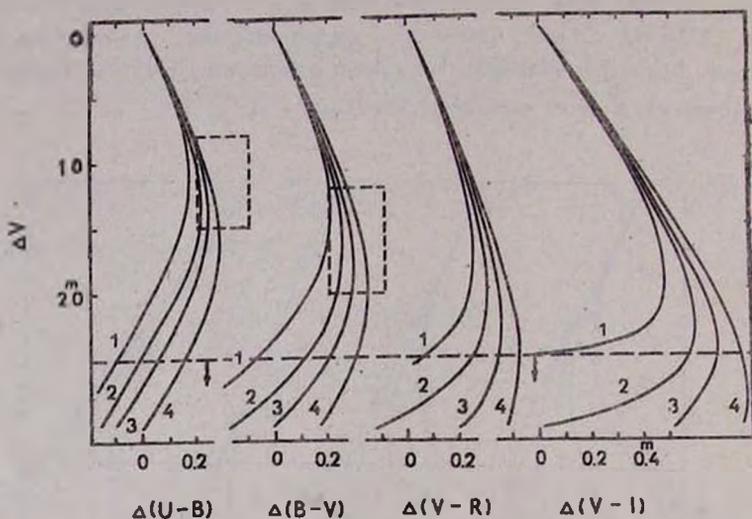


Рис. 2. Диаграммы цвет - величина для моделей с параметрами $a_- = 0.005$ мкм, $a_+ = 0.25$ мкм, $n_{S1}/n_c = 1.07$, $\tau_0^{ext}(U) = 0.5$; 1— $A/B=2$, 2—4, 3—6, 4—10.

Если экранирующее облако достаточно плотное и затмение звезды продолжается, то наступает момент, когда звезда перестает быть видна в данном диапазоне длин волн. При этом затмение раньше наступает в полосе U . Значение ΔX_{max} для полос $UBVRI$ и ряда моделей собраны в табл. 1. Разности между ними дают показатели цвета для системы звезда + оболочка, наблюдающиеся при полном затмении. Из табл. 1 следует, что величины ΔX_{max} , как и точки поворота, определяются значениями $\tau_0^{ext}(U)$, A/B и n_{S1}/n_c . Важным оказывается и наличие или отсутствие мелких (или крупных) пылинок в оболочке (ср. модели 1 и 9, 10 и 11 в табл. 1).

Еще одним проявлением околосредней пылевой оболочки является поляризация рассеянного излучения. Если рассеивающие частицы в оболочке и ослабляющие излучение частицы в экране — сферические, то рассеянное излучение будет линейно поляризованным. В ходе затмения степень поляризации должна увеличиваться, причем ее поведение с ростом ΔV (или t ; связь между ΔV и t можно установить из соотношения (5))

Таблица 1

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МОДЕЛЕЙ АЛГОЛЕПОДОБНЫХ МИНИМУМОВ
ЗВЕЗД ТИПА UX ОРИОНА

Наблюдаемые величины		Модели												
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Максимум блеска $\Delta V=0$	P_a	0.29%	0.17%	0.04%	0.02%	0.21%	0.29%	0.43%	0.06%	0.23%	0.42%	0.28%	0.11%	0.33%
	P_b	0.29	0.16	0.03	0.01	0.23	0.28	0.39	0.12	0.30	0.43	0.26	0.14	0.29
	P_c	0.31	0.16	0.03	0.06	0.26	0.29	0.38	0.20	0.37	0.43	0.26	0.21	0.26
	P_R	0.33	0.16	0.03	0.09	0.29	0.29	0.36	0.26	0.41	0.36	0.28	0.29	0.23
	P_I	0.32	0.16	0.03	0.12	0.29	0.27	0.35	0.26	0.41	0.23	0.29	0.36	0.20
Точки поворота	ΔV	1. ^m 35	1. ^m 80	2. ^m 85	1. ^m 05	1. ^m 20	1. ^m 60	1. ^m 60	1. ^m 15	1. ^m 35	1. ^m 30	1. ^m 40	1. ^m 35	1. ^m 65
	$\Delta(U-V)$	0.22	0.33	0.60	0.15	0.18	0.28	0.27	0.16	0.22	0.20	0.23	0.22	0.27
	ΔV	1.70	2.30	3.60	1.25	1.50	2.00	2.00	1.40	1.55	1.70	1.70	1.60	2.10
	$\Delta(B-V)$	0.26	0.39	0.69	0.18	0.22	0.33	0.33	0.19	0.23	0.26	0.27	0.25	0.35
	ΔV	2.15	2.90	4.50	1.60	1.90	2.55	2.45	1.80	1.90	2.25	2.10	2.05	2.75
	$\Delta(V-R)$	0.31	0.46	0.79	0.21	0.26	0.39	0.38	0.24	0.27	0.33	0.31	0.28	0.43
	ΔV	2.35	3.15	4.90	1.75	2.05	2.80	2.60	2.00	2.10	2.55	2.20	2.15	3.00
	$\Delta(V-I)$	0.62	0.90	1.54	0.42	0.53	0.78	0.73	0.50	0.54	0.68	0.62	0.27	0.85
затмение	ΔU_{max}	2. ^m 77	3. ^m 60	5. ^m 41	2. ^m 16	2. ^m 48	3. ^m 22	3. ^m 11	2. ^m 38	2. ^m 60	2. ^m 79	2. ^m 78	2. ^m 66	3. ^m 31
	ΔB_{max}	2.95	3.79	5.62	2.32	2.65	3.42	3.26	2.59	2.70	3.09	2.92	2.79	3.58
	ΔV_{max}	3.20	4.05	5.87	2.53	2.89	3.68	3.42	2.93	2.92	3.49	3.09	2.99	3.89
	ΔR_{max}	3.55	4.39	6.21	2.84	3.22	4.04	3.60	3.47	3.24	4.05	3.32	3.28	4.23
	ΔI_{max}	3.98	4.82	6.63	3.25	3.64	4.48	3.86	4.19	3.65	4.72	3.58	3.66	4.61
Полное		3.72%	4.65%	5.40%	0.18%	2.10%	5.64%	7.44%	0.58%	2.51%	5.47%	3.58%	1.29%	6.90%
		4.44	5.28	5.97	0.13	2.66	6.49	7.91	1.29	3.63	7.44	3.83	1.80	7.92
		5.98	6.83	7.92	0.57	3.79	8.51	7.75	3.01	5.45	10.74	4.53	3.29	9.31
		8.54	9.41	10.11	1.26	5.63	11.85	10.00	6.36	8.17	15.17	5.93	5.96	11.30
	12.32	13.21	13.93	2.30	8.35	16.78	12.09	12.55	11.85	17.70	7.75	10.37	13.99	

Модели

1- $a_- = 0.005$ мкм, $a_+ = 0.25$ мкм, $n_{ii}/n_c = 1.07$, $A/B = 5$, $\tau_0^{ext}(U) = 0.5$, $q = 3.5$, 2- то же, что 1, но $\tau_0^{ext}(U) = 0.25$, 3- то же, что 1, но $\tau_0^{ext}(U) = 0.05$, 4- то же, что 1, но $A/B = 1.5$, 5- то же, что 1, но $A/B = 3$, 6- то же, что 1, но $A/B = 10$, 7- то же, что 1, но $n_{ii}/n_c = 0$, 8- то же, что 1, но $n_{ii}/n_c = \infty$, 9- то же, что 1, но $a_- = 0.05$ мкм, 10- то же, что 1, но $a_+ = 0.15$ мкм, 11- то же, что 1, но $a_+ = 0.35$ мкм, 12- то же, что 1, но $q = 2.5$, 13- то же, что 1, но $q = 4.5$.

в различных цветовых полосах выглядит примерно одинаково. В качестве примера на рис. 3 нанесены зависимости $P_V(\Delta V)$.

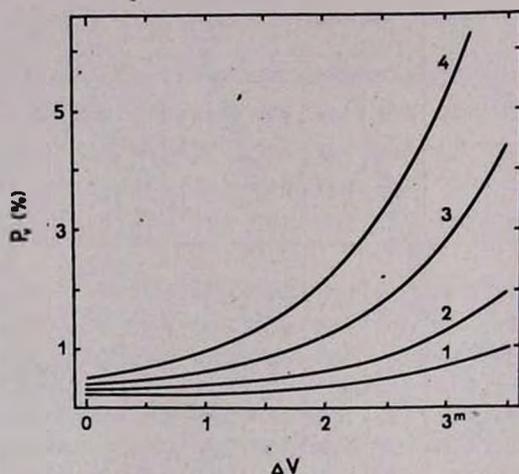


Рис. 3. Зависимость линейной поляризации в полосе V от изменения блеска системы звезда + оболочка в ходе затмения ΔV . Рассмотрены модели с параметрами $a_- = 0.005$ мкм, $a_+ = 0.25$ мкм, $n_{Si}/n_c = 1.07$, $A/B = 5$; $1 - \tau_{Si}^{ext}(U) = 0.05$, $2 - 0.1$, $3 - 0.25$, $4 - 0.5$.

Гораздо более интересными и информативными являются изменения кривых $P(\lambda, \Delta V)$ в ходе затмения. Оказывается, что на их форму влияют почти все параметры модели (см. рис. 4—6 и табл.1). Однако общая картина изменений степени поляризации с ΔV примерно одинакова. При увеличении ΔV степень поляризации сначала растет в полосе U , достигая максимума, затем она продолжает расти и достигает максимума в полосе B и т. д. Рост поляризации практически прекращается, когда приближается затмение звезды в данной полосе. При полном затмении звезды во всех полосах оболочка проявляется как отражательная туманность, и ход $P(\lambda)$ оказывается типичным для отражательных туманностей [21]. Следует, однако, заметить, что, несмотря на внешнюю похожесть кривых на рис. 4—6, каждая из них индивидуальна, т.е. соответствует определенному значению ΔV и характеризуется соответствующей степенью поляризации и зависимостью $P(\lambda)$. Это позволяет надеяться, что зависимости $P(\lambda, \Delta V)$ могут быть использованы для нахождения параметров модели a_- , a_+ , n_{Si}/n_c и др. Отметим также, что появление небольшой отрицательной поляризации в полосе U для модели 4 (табл.1) объясняется значительным отклонением оптических свойств пылинок от релеевских (параметр $x = 2\pi a/\lambda$ для полосы U максимален). Поляризация излучения, рассеянного такими части-

цами при малых углах рассеяния (а именно они составляют весомый вклад для модели 4 с $A/B=1.5$), отрицательна. Этот эффект хорошо изучен для отражательных туманностей (см. например, [21]).

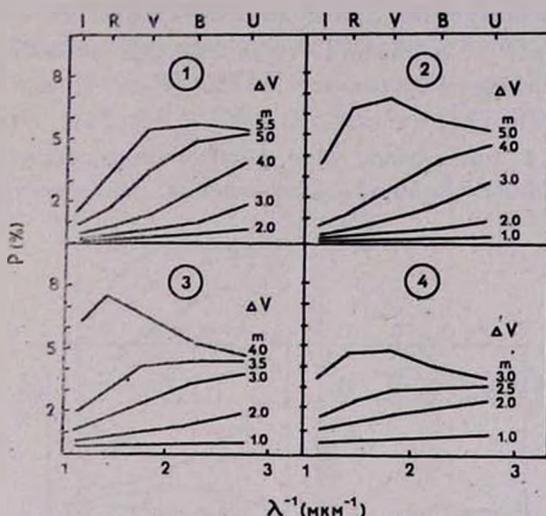


Рис.4. Изменение зависимостей $P(\lambda, \Delta V)$ в ходе затмения. Рассмотрены модели с параметрами $a_{-}=0.005$ мкм. $a_{+}=0.25$ мкм, $n_x/n_c=1.07$, $A/B=5$; $1-\tau_0^{*sl}(U)=0.05$, $2-0.1$, $3-0.25$, $4-0.5$.

По результатам фотометрических наблюдений ряда звезд, приведенным в работах [1—6, 8, 10, 12], можно оценить значения ΔB_{max} и ΔV_{max} (по наблюдаемым амплитудам изменения блеска) и точки поворота на диаграммах $V/(U-B)$ и $V/(B-V)$ (на диаграммах $V/(V-R)$ и $V/(V-I)$ поворот цветных треков пока не наблюдался). Это дает возможность получить ограничения на параметры оболочки $\tau_0^{*sl}(U)$ и A/B . Изучение наблюдательных данных для ~ 10 звезд с алгоподобными изменениями блеска показывает, что для них обычно $\Delta B_{max} \geq 2^m$, а $\Delta V_{max} \geq 2^{m.5}$, что приводит к оценке $\tau_0^{*sl}(U) \leq 0.5$, поскольку иначе полные затмения в полосах B и V наступали бы раньше. По той же причине должно быть $A/B \geq 3$ (см. модели 4 и 5 в табл. 1). Положения наблюдаемых точек поворота примерно составляют $\Delta V \approx 0^m.8-1^m.5$, $\Delta(U-B) \approx 0^m.2-0^m.4$, $\Delta V \approx 1^m.2-2^m.0$, $\Delta(B-V) \approx 0^m.2-0^m.4$. Эти пределы нанесены на рис. 1 и 2. Они позволяют ограничить значения $\tau_0^{*sl}(U)$ снизу и A/B сверху

($\tau_0^{ext}(U) \geq 0.2$ и $A/B \leq 10$), в противном случае поворот цветовых треков происходил бы при существенно больших значениях ΔV (см. модели 2, 3 и 6 в табл. 1). Скорее всего не следует серьезно рассматривать и модель 8 (с одними лишь силикатными пылинками), поскольку в этом случае значения $\Delta(U-B)$ и $\Delta(B-V)$ в точке поворота меньше наблюдаемых. Отметим, что и поляризация излучения для модели 8 оказывается небольшой (см. рис. 6 и значения P^{max} в табл. 1), тогда как вблизи минимума блеска наблюдаемая поляризация составляет 5–7% ($P_V \approx 7\%$ для UX Ori [12], $P_U \approx 5\%$ для WW Vul [22] и $P_B \approx 6.5\%$ для VV Ser [23]). Эти наблюдения можно объяснить в том случае, если в оболочке находятся пылинки с низким альбедо (типа графита), а отношения полуосей сфероидальной оболочки $A/B \geq 3$.

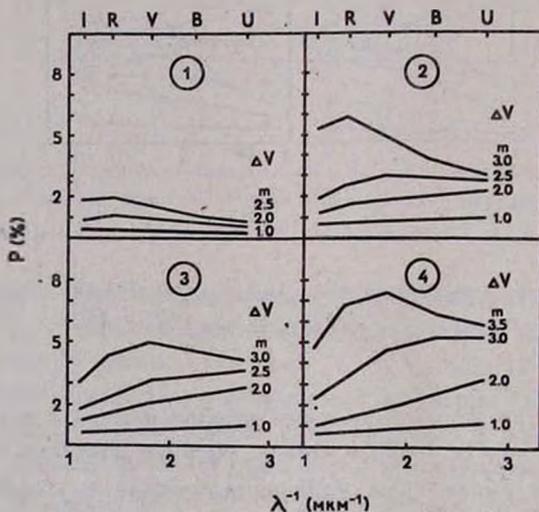


Рис. 5. Изменение зависимостей $P(\lambda, \Delta V)$ в ходе затмения. Рассмотрены модели с параметрами $a_- = 0.005 \text{ мкм}$, $a_+ = 0.25 \text{ мкм}$, $n_{Si}/n_c = 1.07$, $\tau_0^{ext}(U) = 0.5$; а — $A/B = 2$, б—4, в—6, г—10.

Наконец, следует отметить, что в процессе эволюции пылинки в околосредной оболочке могут слипаться во внешних ее частях и испаряться во внутренних. Это может привести к изменению параметра q в функции распределения по размерам (3) и появлению вблизи звезды зоны, свободной от пыли. Расчеты для моделей с $q = 2.5$ и $q = 4.5$ (см. модели 12 и 13 в табл. 1) показывают, что вариации q сильнее влияют на степень поляриза-

ции, чем на показатели цвета системы звезда + оболочка. Учитывая результаты работы [24], можно сказать, что внутренний радиус зоны без пыли вокруг звезды класса А $R_0 \leq 1$ а.е.. Если считать, что внешний радиус оболочки $A \approx 100$ а.е., то нижний предел интегрирования в соотношении (7) $R_0/A \leq 0.01$. Сравнение моделей, рассчитанных с $R_0/A=0$ и 0.01 , показывает, что появление полости в оболочке ведет лишь к небольшому увеличению степени поляризации (на 0.2—0.5%) при $\Delta V \geq 2^m$.

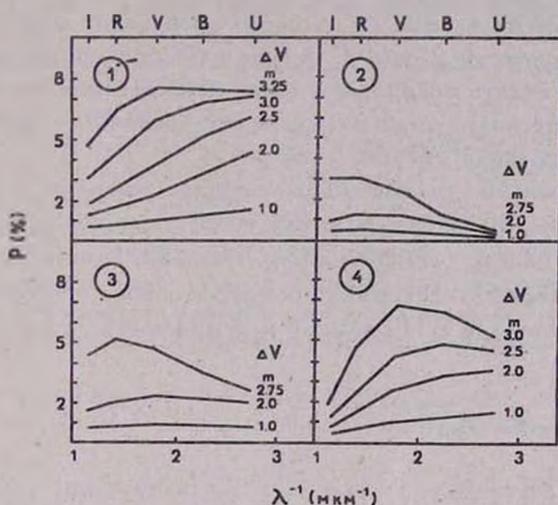


Рис.6. Изменение зависимостей $P(\lambda, \Delta V)$ в ходе затмения. Рассмотрены модели с параметрами $A/B=5, \tau_0''(U)=0.5$; $a-a_-=0.005$ мкм, $a_+=0.25$ мкм, $n_{Si}/n_c=0$, $b-a_-=0.005$, $a_+=0.25$ мкм, $n_{Si}/n_c=\infty$, $v-a_-=0.05$ мкм, $a_+=0.25$ мкм, $n_{Si}/n_c=1.07$, $g-a_-=0.005$ мкм, $a_+=0.15$ мкм, $n_{Si}/n_c=1.07$.

Дальнейшее уточнение модели целесообразно проводить для каждой конкретной звезды с учетом наблюдаемых изменений $P(\lambda, \Delta V)$. При этом важное значение приобретает точное установление положения максимума, от которого производится отсчет значения ΔV . Подобный анализ был выполнен в работе [12] для звезды UX Ori.

5. Заключение. Для звезд типа UX Ori рассмотрена модель сферической пылевой оболочки. Проведены расчеты изменений показателей цвета $U-B, B-V, V-R$ и $V-I$ и степени линейной поляризации в полосах $UBVRI$ системы звезда + оболочка в ходе затмения звезды оптически

толстыми облаками.

Найдено, что положение точек поворота на диаграммах «цвет—величина», а также максимальные амплитуды ослабления блеска прежде всего зависят от оптической толщины оболочки $\tau_0^{ex}(U)$ и отношения длин ее полуосей A/B . Вид зависимости $P(\lambda)$ определяется всеми параметрами модели ($\tau_0^{ex}(U)$, A/B , минимальным и максимальным радиусами пылинок и т.д.), которые, по-видимому, можно оценить, если известно, на сколько блеск звезды в момент наблюдения отличался от максимального, т. е. надежно определена величина ΔV . При этом, с точки зрения изучения свойств рассеивающих пылинок, наиболее важным является установление положения максимума блеска, от которого происходит отсчет ΔV , а также наблюдения зависимости $P(\lambda, \Delta V)$. В ходе алгоподобных затмений предпочтение следует отдать поляризационным наблюдениям в широком диапазоне длин волн, поскольку диаграммы «цвет—величина» малоинформативны (особенно в красной области спектра).

Предварительный анализ наблюдаемых диаграмм $V/(U-B)$ и $V/(B-V)$ для ~ 10 звезд и наблюдений поляризации для 3 звезд показывает, что $0.2 \leq \tau_0^{ex}(U) \leq 0.5$ и $3 \leq A/B \leq 10$. Кроме того, в оболочке должны присутствовать частицы типа графитовых с низким альбедо.

Автор признателен В.П.Гринину и В.Б.Ильину за полезное обсуждение работы.

Ленинградский государственный
университет

DUST AROUND YOUNG STARS. MODEL OF THE ALGOL—TYPE MINIMA FOR UX ORIONIS—TYPE STARS

N. V. VOSHCHINNIKOV

The variations of color excesses $U-B$, $B-V$, $V-R$ and $V-I$ and the degree of linear polarization P_U, P_B, P_V, P_R and P_I are computed for UX Orionis-type stars with nonperiodic deep minima of brightness. The single scattering of star radiation by silicate-graphite mixture of particles in the oblate spheroidal circumstellar dust shell is taken into account. The observed Algol-type minima are the consequence of the existence of optically thick clouds in the dust shell. These clouds eclipse the star. The limits of the optical thickness along the great semiaxe $0.2 \leq \tau_0^{ex}(U) \leq 0.5$ and semiaxes ratio $3 \leq A/B \leq 10$ are found for the shell using available observations.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.В.Зайцева, Перемен. звезды, 22,181, 1985.
2. В.И.Кардаполов, Г.К.Филиппов, Перемен.звезды, 22, 153, 1985.
3. Г.В.Зайцева, Астрофизика, 25,471, 1986.
4. W.Wenzel, Non-Periodic Phenomena in Variable Stars, IAU Coll.,Acad. Press, 1969,p.61.
5. Г.В.Зайцева, Перемен. звезды, 19, 63, 1973.
6. Г.В.Зайцева, Астрофизика,7,333, 1971.
7. M.Coheп, Mon. Notic. Roy. Astron.Soc. 161, 97, 1973.
8. Г.В.Зайцева, П.Ф.Чугайнов, Астрофизика, 20, 447, 1984.
9. H.R.E.Tjп A Dje, L.Renijn,P.S.The, Astron. and Astrophys., 134, 273, 1984.
- 10.В.И.Кардаполов, Л.В.Тимошенко, Г.К.Филиппов, Перемен. звезды, 22, 137, 1985.
11. В.П.Гринин, Письма в Астрон. ж., 14, 65, 1988.
12. Н.В.Воинников, В.П.Гринин, Н.Н.Киселев, Н.Х.Миникулов, Астрофизика, 28, 311, 1988.
13. V.Zellner, Astron. J., 76, 651,1971.
14. S.J.Shawl, Astron.J., 80, 595, 1975.
15. Yu. A. Fadeyev, Circumstellar Matter, IAU Symp. №122, Reidel, 1987, p.515.
16. J.S.Mathis, W.Rumpl, K.H.Nordsieck, Astrophys. J., 217, 425, 1977.
17. K P.Biermann, M.Harwit, Astrophys. J., 241, L 105, 1980.
18. Г. ван де Хюлст, Рассеяние света малыми частицами. ИЛ, М., 1961.
19. В.Т.Draine, Astrophys.J. Suppl. Ser., 57, 587, 1985.
20. J.Bergeat, J. Lejevre, R. Kandel, M.Lunel, F.Sibille, Astron. and Astrophys., 52, 245, 1976.
21. Н.В.Воинников, Фотометрич. и поляриметрич. исслед. небесных тел, Киев, 1985, с.111.
22. В.П.Гринин, Н.Н.Киселев, Н.Х.Миникулов, Г.П.Чернова, Письма в Астрон. ж. 14, 514, 1988.
23. В.И.Кардаполов, Л.А.Павлова, Ф.К.Рспаев, Астрон. циркуляр., №1452, 1, 1986.
24. J.Leiknes, O.Havnes, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 57, 263, 1984.

Примечание при корректуре. Как было показано В.П.Грининым (см. обсуждение в [22]), для описания изменений степени поляризации системы звезда + оболочка в ходе затмения удобно воспользоваться соотношением $P(\lambda, t) = P(\lambda, 0) \cdot 10^{0,4\Delta X}$, где $P(\lambda, 0)$ — поляризация на длине волны λ в момент $t=0$, т.е. когда звезда не закрыта экраном (см. соотношение (4)), а $\Delta X = X_1 - X_0$ — изменение блеска в полосе X (оно может быть легко получено из (5)).

УДК: 524. 38-33

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД
ПО ИСХОДНОМУ ОТНОШЕНИЮ МАСС КОМПОНЕНТОВ

Э.Т.КРАЙЧЕВА, Е.И.ПОПОВА, А.В.ТУТУКОВ, Л.Р.ЮНГЕЛЬСОН

Поступила 16 марта 1988

Принята к печати 30 апреля 1988

Проанализировано наблюдаемое распределение двойных звезд различных типов по отношению масс их компонентов (q). Предложен простой способ оценки доли систем с проэволюционировавшими компонентами среди наблюдаемых двойных звезд. Она обычно не превышает 20%. Распределение по q в интервале $0.3 \leq q < 1$ для наиболее тесных систем (большая полуось орбиты $a \leq 10^3 R_{\odot}$) может быть описано функцией $dN \propto dq$. Более широкие системы обнаруживают концентрацию к малым исходным отношениям масс компонентов.

1. Введение. Одна из основных характеристик двойных звезд — их распределение по отношению масс компонентов $q = M_2/M_1$. Оно определяется условиями звездообразования при наличии значительного углового момента, динамическими процессами в звездных группах и возможными в ходе эволюции обменом веществом между компонентами и потерей массы системой.

Информация о распределении звезд по q имеет ключевое значение для теории эволюции тесных двойных систем. В рамках сценарного подхода к анализу эволюции звезд сведения о распределениях по q , а также о распределениях по массам компонентов и расстояниям между ними позволяют оценить вероятность осуществления различных вариантов эволюции и численность объектов различных типов.

Численное моделирование деления протозвезд и образования тесных двойных систем (с расстояниями между компонентами $a \leq 10^3 R_{\odot}$) пока не приводит к определенным результатам. В зависимости от упрощающих предположений моделирование дает как распределения с концентрацией звезд к $q \approx 1$, так и распределения с концентрацией звезд к малым q [1].

Относительно более широких систем показано, что их образование в результате быстрой релаксации на ранних стадиях динамической эволюции звездных скоплений должно приводить к равномерному распределению по q [2]. Если же образование широких систем является частью процесса фрагментации газопылевых облаков, то распределение по q должно соответствовать

функции масс Солпитера: $dN \propto q^{-2.35} dq$. Ниже мы проанализируем информацию о распределении звезд по q , которую можно получить по каталогам спектрально- и визуально-двойных звезд, и попытаемся определить харак-

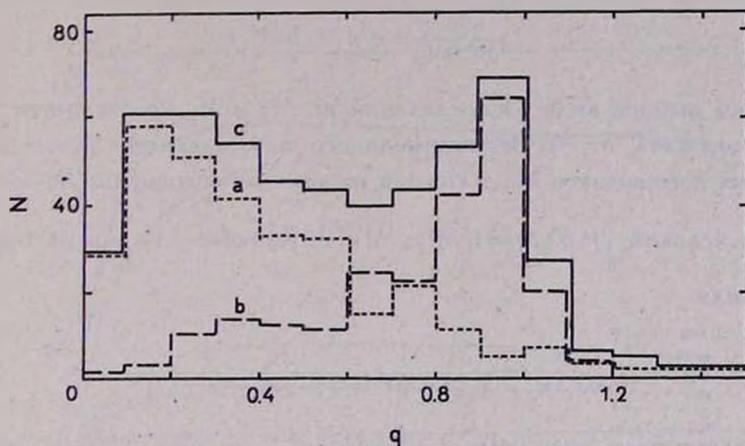


Рис.1. Распределение по отношению масс (q) спектрально-двойных звезд с главными компонентами V класса светимости: а — для систем с одним видимым спектром, б — для систем с двумя видимыми спектрами, с — суммарное распределение.

тер исходных распределений по q , оценив влияние наблюдательной селекции и эволюции звезд.

2. Спектрально-двойные звезды. Исходным материалом для исследования распределений по q тесных двойных звезд, как правило, служит каталог спектрально-двойных звезд (СДЗ) Бэттена и др.[3]. Авторы данной работы использовали собственный каталог орбитальных элементов спектрально-двойных звезд, в основе которого лежит каталог Бэттена и др.[3], дополненный на основе текущей литературы. Каталог содержит сведения о более чем 1300 объектах, для которых были определены физические параметры. Методика вычисления q описана нами в [4].

На рис.1 приведено распределение по q спектрально-двойных звезд с первичными компонентами V класса светимости. Отдельно выделен вклад в общее распределение звезд с одним (СД1) и с двумя (СД2) видимыми спектрами. Можно показать [4,5], что в СД2, для которых характерна концентрация к $q \approx 1$, обмен веществом между компонентами, как правило, не происходил. Следовательно, они сохранили исходное распределение по q . Среди СД1 есть как системы со спутниками — маломассивными звездами главной последовательности, так и с вырожденными карликами — продук-

тами эволюции первоначально более массивных компонентов.

Оценим долю систем со спутниками — вырожденными карликами. Положим, что исходные распределения звезд по массам первичных (M_1) и вторичных (M_2) компонентов описываются степенными функциями:

$$\frac{\partial^2 N}{\partial M_1 \partial M_2} = a M_1^{-\alpha} \cdot b M_2^{\beta}. \quad (1)$$

При таком выборе вида распределений по M_1 и M_2 коэффициент b в (1) должен зависеть от M_1 и минимального наблюдаемого значения массы вторичных компонентов M_{min} . Исходя из условия сохранения полного числа систем и условий $\int_0^1 f(q) dq = 1$, $M_2 \leq M_1$, выражение (1) можно преобразовать к виду

$$\frac{\partial^2 N}{\partial M_1 \partial M_2} = \frac{a}{\beta + 1} \cdot \frac{M_2^{\beta}}{M_1^{\alpha + \beta + 1} (1 - (M_{min}/M_1)^{\beta + 1})}. \quad (2)$$

Если ограничиться системами с $M_{min}/M_1 \ll 1$, то при $\beta > -1$ можно записать

$$\frac{\partial^2 N}{\partial M_1 \partial M_2} = \text{const} \cdot \frac{M_2^{\beta}}{M_1^{\alpha + \beta + 1}}. \quad (3)$$

Положим, что время жизни звезд на главной последовательности $T = g M^{-\gamma}$. Тогда система с исходными массами компонентов M_1 и M_2 до превращения первичного компонента в вырожденный карлик наблюдается в течение времени $\Delta t_1 = g M_1^{-\gamma}$, а после образования карлика $\Delta t_2 = g (M_2^{-\gamma} - M_1^{-\gamma})$. (Мы полагаем здесь, что потеря вещества в тесной двойной системе происходит через общую оболочку и поэтому масса M_2 не изменяется). Из (3) следует, что при непрерывном звездообразовании системы, в которых спутники являются звездами главной последовательности, распределяются как

$$\frac{\partial N}{\partial M_1} = a g \int_0^{M_1} M_1^{-\gamma} \frac{M_2^{\beta}}{M_1^{\alpha + \beta + 1}} dM_2 = \frac{a g}{\beta + 1} M_1^{-\alpha - \gamma}. \quad (4)$$

Системы, в которых спутники являются вырожденными карликами, распределены как

$$\frac{\partial N}{\partial M_2} = a g \int_{M_2}^{\infty} (M_2^{-\gamma} - M_1^{-\gamma}) \frac{M_2^{\beta}}{M_1^{\alpha + \beta + 1}} dM_1 = \frac{a g \gamma M_2^{-\gamma - \alpha}}{(\alpha + \beta)(\alpha + \beta + \gamma)}. \quad (5)$$

Таким образом, при каждой фиксированной массе наблюдаемого в настоящее время первичного компонента M_1 , доля систем со спутниками — вырожденными карликами среди всех систем с данной массой первичной

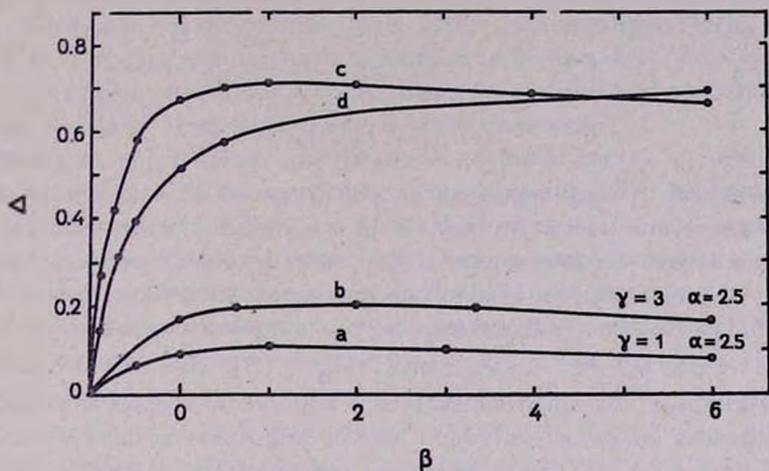


Рис.2. Зависимость доли двойных звезд со спутниками — вырожденными карликами (Δ) от параметра β для фиксированных значений параметров α , γ , ω (см. текст).

звезды M_1 составляет

$$\Delta = \frac{1}{1 + \frac{(\alpha + \beta + \gamma)(\alpha + \beta)}{\gamma(\beta + 1)}} \quad (6)$$

При $M \approx (1-5)M_\odot$ можно положить $\gamma \approx 3$, $\alpha \approx 2.5$. Для наиболее массивных звезд ($M \geq 10M_\odot$) $\gamma \approx 1$. Зависимость величины Δ от искомого параметра β для фиксированных значений α и γ приведена на рис.2 (кривые a и b). На тот же рис.2 нанесена зависимость $\Delta(\beta)$ для случая, когда предполагается, что масса спутника в результате аккреции возрастает до величины ωM_2 , при $\omega = 1.5$. Вообще говоря, не ясно, каково время жизни аккрецировавшего компонента. Можно рассмотреть два предельных случая.

1) Время жизни звезды с массой ωM_2 после аккреции равно времени жизни звезды исходной массы M_2 . В этом случае

$$\Delta = \frac{1}{1 + \frac{(\alpha + \beta)(\alpha + \beta + \gamma)}{\gamma(\beta + 1)\omega^{\gamma + \alpha}}} \quad (7)$$

и зависимость Δ от β изображается на рис.2 кривой *b*.

2) Время жизни равно времени жизни звезды с массой ωM_2 (этому предположению соответствует полное перемешивание звезды в результате аккреции). Тогда

$$\Delta = \frac{1}{1 + \frac{\alpha + \beta}{(\beta + 1)\omega^\alpha}} \quad (8)$$

и зависимость Δ от β показана на рис.2 кривой *d*.

Увеличение массы спутника в результате аккреции (т.е. реализации второго случая) можно ожидать, если звезда—донор имеет лучистую оболочку, т.е. находится на главной последовательности или вблизи нее (при $M \geq 1.5M_\odot$). Однако двойные звезды, по—видимому, образуются с большими полуосями орбит: $a/R_\odot \geq 6(M_1/M_\odot)^{1/3}$ [6]. Это обстоятельство делает маловероятным консервативный обмен веществом в преобладающих среди наблюдаемых объектов системах с массой компонентов порядка нескольких M_\odot , поэтому $\omega = 1$. Таким образом, как показывает рис.2, доля систем с невидимыми вырожденными вторичными компонентами вряд ли превышает $\sim 20\%$. С нашей оценкой согласуется оценка Халбвакса [7], полученная несколько иным методом для частного случая $\alpha = -\beta = 2.5$.

Численное моделирование наблюдаемых распределений спектрально-двойных звезд по q с учетом эффектов селекции и обмена веществом между компонентами также показывает, что доля систем с проэволюционировавшими спутниками среди наблюдаемых звезд с одним видимым спектром составляет 25—35% (в основном при $q \approx 0.3-0.4$), если в качестве исходных принимаются «плоское» распределение $dN/dq = \text{const}$ или распределение с максимумом вблизи $q = 1$ [5].

Приняв, исходя из результатов эволюционных расчетов, что массы вырожденных карликов связаны с массами их предшественников соотношением $M_1 \approx kM_1^*$, можно, фиксируя M_2 , найти на основе (1), что распределение систем с карликами по q имеет вид $\frac{dN}{dq} \propto q^{-\frac{\alpha + \beta + \varphi}{\varphi}}$. Для звезд с массами (1—10) M_\odot можно принять $k \approx 0.5, \varphi \approx 0.33$. Тогда $\frac{dN}{dq} \propto q^{-8.6-3\beta}$. Поскольку характерные массы первичных компонентов СДЗ $M_1 \approx 2M_\odot$, а типичные массы карликов $\sim 0.6M_\odot$, системы с вырожденными карликами дают все возрастающий вклад в распределение по q только при $q \leq 0.3$.

При $q \geq 0.8$ доля СД2 среди наблюдаемых объектов может быть

завышена в силу отмеченного Абтом [8] субъективного интереса наблюдателей к системам со сравнимыми светимостями компонентов. С другой стороны, возможности обнаружения СД2 ограничиваются тем, что минимальные значения полуамплитуд лучевых скоростей (k_1), при которых наблюдаются две системы спектральных линий, должны примерно на порядок превосходить минимальные k_1 для СД1 [5]. Поскольку $K \propto a^{-1/2}$, ширина интервала больших полуосей орбит наблюдаемых СД2 равна $\Delta lga \approx 1$, в то время как СД1 обнаруживается в интервале $\Delta lga \approx 2$. Возможно, что в результате происходит некоторая компенсация отмеченных эффектов селекции «субъективного» и «объективного».

Суммируя обсуждение спектрально—двойных систем с первичными компонентами V класса светимости, можно заключить, что их распределение по q в интервале $0.3 \leq q \leq 1$ близко к $dN = \text{const} \cdot dq$ или даже имеет тенденцию к возрастанию численности звезд по мере уменьшения q .

Еще одну возможность анализа исходного распределения по q дают системы с первичными компонентами-гигантами. В соответствии с начальной функцией масс Солпитера среди гигантов должны преобладать системы с $M_1 \approx M_\odot$. Спутники с массами меньшими $\sim 0.8M_\odot$ не успевают проэволюционировать за время жизни Галактики и остаются звездами главной последовательности. Вклад в распределение по q систем со спутниками — вырожденными карликами и в этом случае не должен превышать $\sim 20\%$. В основном это системы с $q \leq 0.5$. Появление двойных с $q > 1$ — следствие использования среднего значения при оценке отношения масс компонентов. Образование систем с $q > 1$ эволюционным путем маловероятно. С учетом этих обстоятельств распределение двойных звезд с первичными компонентами-гигантами оказывается почти плоским (рис.3). Следует при этом особо отметить, что поскольку спектральные линии гигантов узкие, условия обнаружения по полуамплитудам лучевых скоростей благоприятны для открытия спутников как сравнимых, так и значительно отличающихся масс. К сожалению, зависимость масса—спектр для гигантов ненадежна, что уменьшает достоверность этого распределения.

3. *Визуально—двойные звезды.* Визуально—двойные звезды (ниже — ВДЗ) принадлежат к числу наиболее широких двойных систем: большие полуоси их орбит $a \approx (10^4 - 10^6)R_\odot$. Непосредственное определение масс компонентов ВДЗ возможно лишь, если известны орбитальные элементы и параллаксы звезд. Однако, число таких объектов всего ~ 50 . Возможно косвенное определение q по известным спектрам главных звезд и разностям звездных величин компонентов Δm_V , если оба компонента являются звездами главной последовательности.

Для большинства компонентов ВДЗ отсутствует спектральная класси-

фикация. Использование наиболее обширных каталогов ВДЗ и спектральной классификации «Index Catalogue of Visual Double Stars» [9] и «CSI Catalogue with Selected Data» [10] позволило выделить всего лишь ~ 2800

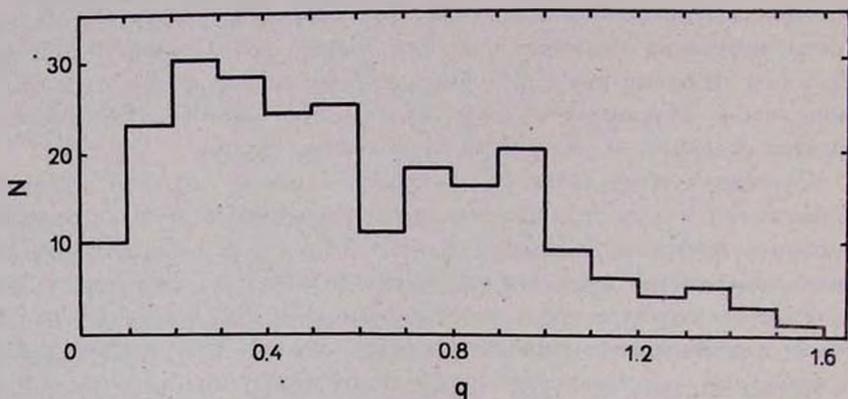


Рис.3. Распределение по отношению масс (q) спектрально - двойных звезд с главными компонентами — гигантами.

ВДЗ с главными компонентами V класса светимости [11,12]. Спутники в этих системах являются в основном звездами главной последовательности. Действительно, время жизни главных компонентов $T \approx 10^{10} (M_{\odot}/M)^3$ лет, их светимость $L_{MS}/L_{\odot} \approx (M/M_{\odot})^4$ (при преобладающих массах $1-3M_{\odot}$). Если спутники были бы остывающими белыми карликами, их светимость зависела бы от времени как $L_{wd}/L_{\odot} \approx 10^9 (T/\text{год})^{-7/5}$ [13]. Следовательно, $L_{wd}/L_{MS} \approx 10^{-5} \cdot M^{1/5}$. При $M \approx 1M_{\odot}$ характерная разность звездных величин компонентов была бы $\sim 12^m$. Однако, в выборке, которую мы анализируем, нет систем с $\Delta m_V > 9^m$ и преобладают ВДЗ с $\Delta m_V \leq 5^m$. Аналогично, оценивая времена жизни, можно показать, что спутники не могут быть и звездами на стадии гравитационного сжатия к главной последовательности [12].

В выборках ВДЗ, включающих слабые звезды («все звезды» и $m_{V_1} \leq 9^m$ на рис.4), содержится повышенное число звезд с q , близким к 1, поскольку у звезд с малым угловым разделением компонентов невозможно обнаружить слабые спутники, и у слабых главных компонентов обнаруживаются преимущественно спутники сравнимой светимости ($q \approx 1$). Поэтому лишь выборку объектов с $m_{V_1} \leq 7^m$ можно считать представительной.

Если приведенное на том же рисунке распределение наиболее ярких

$m_{v_1} \leq 7^m$ ВДЗ отражает распределение этих объектов по q , по крайней мере при $0.8 \geq q \geq 0.3$, то в этом интервале оно может быть представлено функцией $dN/dq \approx q^{-2 \pm 1}$. Солпитеровский характер функции dN/dq может

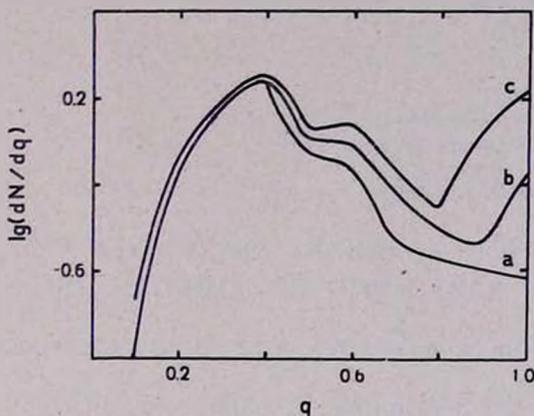


Рис.4. Распределение по отношению масс (q) визуально - двойных звезд с различной яркостью главных компонентов: а — $m_{v_1} \leq 7^m$, б — $m_{v_1} \leq 9^m$, с — все звезды.

рассматриваться как аргумент в пользу образования широких систем в результате фрагментации газопылевых облаков.

4. Заключение. Анализ, проведенный выше, показывает, что предположение об исходном распределении спектрально—двойных звезд с концентральной системой к $q \approx 1$ [5,14,15] является следствием переоценки доли систем с вырожденными карликами среди наблюдаемых систем с одним видимым спектром. В действительности доля систем с карликами среди этих звезд, вероятно, не превышает $\sim 20\%$ (рис.2). Системы с карликами встречаются только среди двойных с $q \leq 0.3$ и практически не встречаются среди звезд с большими q . Наблюдаемое распределение по q систем с $0.3 \leq q \leq 1$, вероятно, слабо искажено эффектами наблюдательной селекции и близко к распределению непроэволюционировавших систем. Таким образом, распределение непроэволюционировавших систем имеет вид почти плоской функции с некоторым избытком звезд при $0.9 \leq q \leq 1$. Последний может быть следствием того, что системы с двумя видимыми спектрами ярче систем с невидимыми спутниками на $\sim 0.^m75$, поэтому объем пространства, из которого происходит выборка систем с $q \approx 1$, больше.

Для окончательного вывода о характере исходного распределения

тесных двойных звезд по q необходимо численное моделирование, которое позволит учесть кроме обсуждаемого выше эволюционного эффекта также и влияние наблюдательной селекции.

Использование распределения $dN \propto dq$ для оценки числа катаклизмических переменных [16], голубых субкарликов [17], сверхновых I типа в Галактике [18] приводит к результатам, хорошо согласующимся с наблюдательными данными.

Болгарская академия наук
Самостоятельная секция астрономии с
Национальной астрономической обсерваторией
Астрономический совет АН СССР

DISTRIBUTION OF BINARY STARS OVER THE INITIAL MASS RATIO OF COMPONENTS

Z.T.KRAICHEVA, E.I. POPOVA, A.V.TUTUKOV, L.R.YUNGELSON

We analyse the distribution of binaries of different types over the mass ratio of components and suggest a method for the estimation of the proportion of post-mass-exchange binaries among all observed binaries. This proportion does not usually exceed 20 per cent. The distribution of the closest binaries (large semiaxis of orbit $a \leq 10^3 R_{\odot}$) over q may be represented as $dN \propto dq$ for $0.3 \leq q \leq 1$. Wider binaries concentrate into small values of q .

ЛИТЕРАТУРА

1. L.V. Lucy, in «Fundamental Problems in the Theory of Stellar Evolution», eds. D. Sugimoto et al., Reidel, Dordrecht, 1981, p. 75.
2. A.V. Tutukov, *Astron. and Astrophys.*, **70**, 57, 1978.
3. A.H. Batten, J.M. Fletcher, P.J. Mann, *Publ. Domin. Astrophys. Observ.*, XV, № 5, 1978.
4. Э.Т. Крайчева, Е.И. Попова, А.В. Тутуков, Л.Р. Юнгельсон, *Астрон. ж.*, **55**, 1176, 1978.
5. Е.И. Попова, А.В. Тутуков, Л.Р. Юнгельсон, *Astrophys. and Space Sci.*, **88**, 55, 1982.
6. Е.И. Попова, А.В. Тутуков, Л.Р. Юнгельсон, *Письма в Астрон. ж.*, **8**, 297, 1982.
7. J.L. Halbwachs, *Astrophys. and Space Sci.*, **110**, 149, 1985.
8. H. Abt, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, **21**, 343, 1983.
9. С.Е. Worley, *Index Catalogue of Visual Double Stars*, 1977. Каталог S 6018 на магнитной ленте Советского центра астрономических данных.
10. F. Ocschenbein, *CSI catalogue with selected data*, 1982. Каталог S 5026 на магнитной ленте Советского центра астрономических данных.
11. С.В. Верещагин, Э.Т. Крайчева, Е.И. Попова, А.В. Тутуков, Л.Р. Юнгельсон, *Науч. инф. Астрон. сов. АН СССР*, **63**, 3, 1987.
12. С.В. Верещагин, Э.Т. Крайчева, Е.И. Попова, А.В. Тутуков, Л.Р. Юнгельсон, *Письма в Астрон. ж.*, **13**, 63, 1987.

13. *I.Iben Jr., A.V.Tutukov*, *Astrophys. J.*, **282**, 615, 1984.
14. *З.Т.Крайчева, Е.И.Попова, А.В.Тутуков, Л.Р.Юнгельсон*. *Астрон. ж.*, **56**, 520, 1979.
15. *L.B.Lucy, E.Ricco*, *Astron. J.*, **84**, *401, 1979.
16. *A.V.Tutukov, L.R.Yungelson*, *Astrophys. and Space Sci.*, **130**, 15, 1987.
17. *A.V.Tutukov, L.R.Yungelson*, *Proc. IAU Coll. «Faint Blue Stars»*, (in press).
18. *I.Iben Jr., A.V.Tutukov*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **54**, 335, 1984.

УДК: 523.985.3

ЛИНЕЙНЫЙ Z-ПИНЧ И ЯВЛЕНИЕ
ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК

В.С.АЙРАПЕТЯН А.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 22 апреля 1988

Принята к печати 1 августа 1988

На основе качественного и количественного сравнения результатов плазменных экспериментов с наблюдательными данными о звездных вспышках делается вывод о возможности объяснения вспышек с помощью пинч-эффекта, то есть сжатия плазмы магнитным полем, находящимся в верхних слоях звезд.

1. *Введение.* Наблюдения электромагнитного и корпускулярного излучения Солнца и волнового излучения красных карликовых звезд, проведенные в последнее время, дают основание для заключения об идентичности физического механизма вспышечного явления на этих звездах. Сходство проявлений вспышечной активности указанных звезд выражается в таких наблюдательных фактах, как временные масштабы и локальность процессов, характер поведения излучения различных длин волн, вид функции распределения числа вспышек по энергиям, существование значительных магнитных полей ($\sim 1\text{кГс}$), генерация легких элементов.

Любая модель, претендующая на объяснение физики вспышек, должна интерпретировать вышеуказанные особенности с единой точки зрения с учетом различий в энергетике солнечных и звездных вспышек. Между тем, до последнего времени модели солнечных и звездных вспышек предлагались вне взаимосвязи друг с другом и объясняли лишь отдельные проявления вспышечного процесса. Так, например, данные о генетической связи между активными областями на Солнце и магнитными полями привели к концепции о токовом слое как механизме первичного энерговыделения [1]. Она является плодотворной при интерпретации солнечных вспышек малых и средних энергий, но вместе с тем сталкивается с трудностями при объяснении энергетики и малых характерных времен звездных вспышек. При рассмотрении звездных вспышек, основное внимание обычно уделяется вторичным процессам. Так, еще в 1954г. В.А. Амбарцумяном была выдвинута идея о нетепловой природе вспышечного излучения звезд типа UV Cet [2]. В работе [3] вспышечное явление рассматривается как результат отклика среды на «обжиг» фотосферных слоев звезд под воздействием

пучков частиц, однако при этом вопрос о механизме первичного энерговыделения остается открытым.

По—видимому, впервые в работах Мюлана и Гершберга звездная и солнечная активность рассматривалась с единой гидромагнитной точки зрения [4—6]. В частности, в недавней работе [6] развивается принципиально новый синэнергетический подход к решению проблемы первичного энерговыделения, основанный на модели солитонного газа.

В настоящей работе показывается, что целый ряд наблюдательных данных о солнечных и звездных вспышках возможно интерпретировать в рамках модели пинчевого разряда. К этому позволяет придти качественное и количественное сравнение вспышки с результатами плазменных экспериментов. Обсуждаются возможности образования линейного Z—пинча в атмосферах звезд.

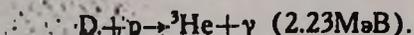
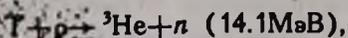
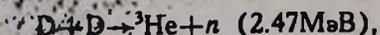
2. Наблюдательные данные о вспышках и плазменные эксперименты. Отправной точкой построения модели первичного энерговыделения является генетическая связь между активными областями и магнитными полями. В работах группы А.Б.Северного был сделан вывод о том, что вспышки генерируются в окрестности так называемых нейтральных точек (областей) при уничтожении противоположно направленных азимутальных магнитных полей. На основе наблюдательных данных о быстрой перестройке магнитных полей в результате вспышки и лабораторного исследования бальмеровского излучения пинчевого разряда авторы указанных работ пришли к заключению о возможности реализации в атмосфере Солнца пинч—эффекта [7,8]. Впоследствии в работе [9] было показано, что в рамках одномерной модели пинч—эффект не возникает. Тем не менее, как будет показано ниже, при определенной конфигурации магнитного поля пинч—эффект может реализоваться. На это указывает и сравнение ряда наблюдательных и экспериментальных фактов. В частности, о пинчевой природе солнечных вспышек свидетельствуют наблюдения предвспышечного движения потоков плазмы к нейтральной линии магнитного поля и наличие больших градиентов поля, приводящих к возникновению токов с плотностью $\sim 10^4 \text{ A/км}^2$ [10,11].

Важным преимуществом модели пинч—эффекта по сравнению с моделью токового слоя является высокая эффективность трансформации энергии магнитного поля в тепловую энергию, обеспечивающая энергетику звездных вспышек. Вместе с тем пинчевый разряд может естественным образом объяснить генерацию легких элементов в атмосферах активных звезд путем термоядерного синтеза. В самом деле, наличие значительных осевых токов ($\sim 10^{12} \text{ A}$) в атмосфере может привести к самосжатию плазмы, вызывая термоядерную волну горения вблизи оси разряда. В этом случае энергетика мощных вспышек будет определяться не только энергией маг-

нитного поля, но и термоядерной энергией, которая может оказаться существенной.

С точки зрения генерации частиц и легких элементов при вспышках, важнейшими процессами являются:

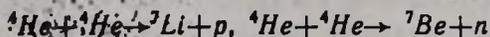
а) генерация ${}^3\text{He}$ и энергетичных нейтронов в солнечных вспышках при реакциях с участием дейтерия и трития



Заметим, что при слабых солнечных вспышках наряду с повышенным обилием ${}^3\text{He}(I_{\alpha}, I_{\beta}, I_{\gamma} > 10)$ в солнечных космических лучах наблюдается отсутствие измеримых потоков D и T [12], что, по-видимому, связано с их горением в синтезе;

б) образование γ -линий 0.511 МэВ и 2.23 МэВ в результате реакций аннигиляции $e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$ и нейтронного захвата $n + p \rightarrow D + \gamma$. Указанные линии могут иметь тепловую термоядерную природу. В то же время надтепловой «хвост» распределения протонов при возбуждении фоновых ядер C, O, N, Ne должен приводить к образованию γ -линий с энергиями 1.63, 2.34, 4.33, 6.14 МэВ [12];

в) при вспышках звезд типа UV Cet и T Tau, то есть при большей энергетике процессов ($> 10^{36}$ эрг), в результате реакций синтеза



могут генерироваться ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$. Заметим, что распад ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li} + e^+ + \nu_e$ и электронный захват ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$ также приводят к накоплению ${}^7\text{Li}$ в атмосфере звезды. Некоторые проявления вышеуказанных процессов синтеза наблюдались в лабораторном Z — пинче.

О существовании подобия между явлением вспышек и лабораторным Z — пинчем свидетельствует сравнение целого ряда наблюдательных и экспериментальных фактов. Рассмотрим наиболее важные из них.

а) Тепловой и нетепловой рентгеновский континуум. Если для солнечных вспышек малых и средних энергий наблюдаемое рентгеновское излучение обусловлено тепловым излучением и соответствует электронной температуре $kT_e = 1 - 8 \text{ кэВ}$, то при мощных вспышках наряду с тепловым компонентом торсионного излучения наблюдается нетепловой компонент излучения

со степенным спектром с показателем $m = 2-5$. В лабораторной разрядной плазме типичное распределение рентгеновского излучения по энергиям также состоит из двух компонентов: теплового компонента, описываемого экспоненциальным распределением потока $E(dN/dE) \sim \exp(-E/kT_e)$ с $kT_e = 10 \text{ кэВ}$ и нетеплового компонента (при энергиях $E > 150 \text{ кэВ}$) со степенным законом распределения $E(dN/dE) \sim E^{-m}$ и значением $m = 4.5 \pm 1$ [13]. Исследованию рентгеновского излучения плазменного фокуса посвящено много работ, из которых здесь отметим работы [14—16]. Так, например, в первой из них при различных режимах было получено степенное распределение с значением $m = 2.5 \pm 0.8$. В этой работе показано, что такой спектр можно объяснить нетепловым тормозным излучением на толстой мишени с максимумом энергии электронов $e \gtrsim 350 \text{ кэВ}$ и распределением по закону $e^{-3.3}$. Подобное объяснение приводится и при интерпретации жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек (см. например, [13, 17—19]).

б) Рентгеновские эмиссионные линии. В линейчатом спектре плазменного разряда, как и в спектре солнечной вспышки, присутствует резонансная линия K_α гелиоподобного иона Fe XXV, а линии литиеподобного иона Fe XXIV обладают сателлитовыми признаками. На сходство спектров вспышки и разряда указывается в [20]. В частности в этой работе показывается, что, полагая $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 2.5 \cdot 10^7 \text{ К}$, можно объяснить наблюдаемые интенсивности линий K_α и K_{α_1} .

в) Временное поведение жесткого рентгена и микроволнового излучения. Излучение разряда в жестком рентгене ($\gtrsim 30 \text{ кэВ}$), в К ($\sim 25 \text{ ГГц}$) и Х ($\sim 10 \text{ ГГц}$) полосах совпадает по времени [13]. Это характерно и для солнечных вспышек.

г) Морфологическая структура кривой блеска. В работе [21] описана временная эволюция непрерывного оптического излучения лабораторного пинчевого разряда в области длин волн $\lambda\lambda 2000-6000 \text{ \AA}$ в зависимости от начальных условий. Кривые блеска в указанном диапазоне характеризуются резким подъемом, острым пиком и экспоненциальным спадом, сопровождающимся вторичными колебаниями. При этом пологость пост-вспышечной кривой определяется начальным давлением газа, а максимум излучения приходится на $\lambda\lambda 2500-3000 \text{ \AA}$. Как известно, аналогичными признаками обладают и кривые блеска вспышек. Сказанное иллюстрируется рис. 1, на котором приводятся кривые блеска, типичные для лабораторного пинча и звездных вспышек.

В указанной работе [21] приводятся значения потоков излучения разряда на трех длинах волн: $\lambda\lambda 3000, 4000, 5000 \text{ \AA}$. Если экстраполировать

данные эксперимента на эффективные длины волн U , B и V диапазонов, то можно получить представление о средних цветах лабораторной вспышки. В результате такой экстраполяции получаем $U-B = -0.8 \div -0.9$,

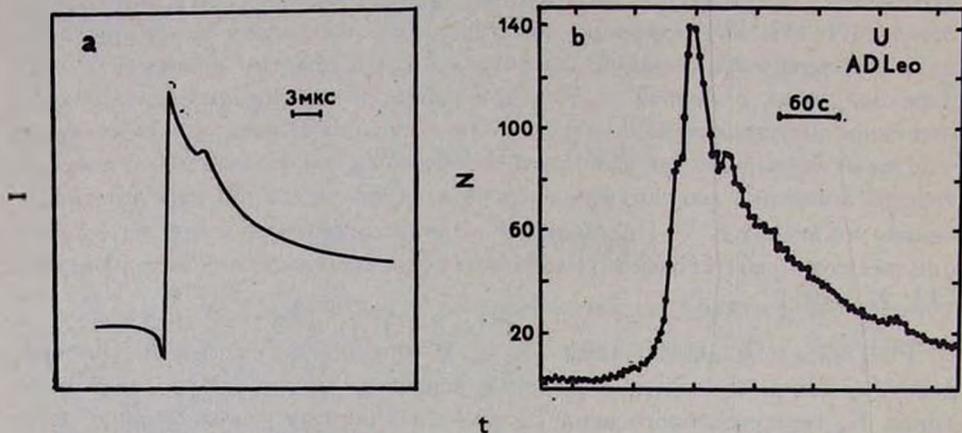


Рис.1.

$B-V = 0.84 - 0.73$. Эти значения принадлежат к области показателей цвета $U-B$, $B-V$ для вспыхивающих звезд типа UV Cet в момент максимума вспышек [22, 23].

д) Генерация энергетичных частиц. В ряде работ [24—28] указывается на генерацию заметного потока нейтронов в линейном пинчевом разряде. При этом были найдены корреляции между нейтронным потоком и появлением мягкого и жесткого рентгена. Факт существования нейтронного потока $\sim 10^{12}$ частиц/разряд (см. [26]) и отмеченные корреляции аналогичны подобным процессам, сопровождающим солнечные вспышки [12]. В обоих случаях зарегистрированы также заметные потоки протонов и электронов со степенным спектром энергии.

е) Инжекция плазмы. Известно, что взрывные вспышечные процессы приводят к истечению вещества из атмосферы Солнца. Наблюдательные данные свидетельствуют, что кинетическая энергия выбрасываемой плазмы сравнима с энергией солнечной вспышки. Вместе с тем при исследовании лабораторной разрядной плазмы также регистрируется движение плазмы с начальными скоростями $\sim 10^7 - 10^8$ см/с. При этом кинетическая энергия оказывается сравнимой с энергией разряда [13].

3. *Линейный Z—пинч и физика вспышек.* Отмеченные в предыдущем разделе качественные аналогии между экспериментальными данными об электрическом разряде большой мощности и наблюдательными данными вспышек активных звезд позволяют найти количественные соответствия между указанными двумя явлениями и на их основе в рамках феноменологической модели пинчевой природы вспышек объяснить данные наблюдений.

Рассмотрим природу линейного Z—пинча подробнее. Под линейным Z—пинчем понимается самосжатие газового разряда под действием давления собственного магнитного поля, создаваемого разрядным током. Условие равенства магнитного и газокINETического давлений выражается соотношением Беннета:

$$kTN_i = 1.6 \cdot 10^{18} I^2.$$

Здесь $N_i = n_i s$ — число ионов в сечении пинча s , n_i — концентрация ионов, I — сила тока в мегаамперах и kT — температура столба в кэВ—ах. Описанию динамики Z—пинча в магнитногидродинамическом (МГД) приближении посвящено много работ [13, 28, 29]. В них рассматривается эволюция радиальных профилей температуры и плотности с учетом термоядерного тепловыделения. Как известно, развитие разряда в Z—пинче проходит три основные стадии. В начальной стадии происходит пробой газа и формируется токовая оболочка. При этом имеет место ионизация газа и сканирование тока. Средняя стадия характеризуется ударным нагревом плазмы до температур $\sim 10 - 100$ кэВ и повышением плотности в 50—100 раз. Стадия завершается сжатием оболочки к оси и образованием квазиравновесного плазменного столба — плазменного фокуса. В конечной стадии происходит дальнейшее повышение температуры и плотности в плазменном фокусе. Вследствие вязкости плазмы плазменный столб испытывает небольшое число (два—три) колебаний и разрушается из—за действия МГД—неустойчивости. При этом вследствие расширения горячего и плотного газа в окружающую плазму происходит его охлаждение.

Время жизни плотной плазмы в Z—пинче определяется «пролетным» временем ионов по радиусу разряда

$$\tau = R(kT/m_i)^{-1/2},$$

где R — радиус разряда, m_i — масса иона. Приведем еще некоторые соотношения и количественные результаты, описывающие лабораторный пинч—эффект. Они нам понадобятся ниже при определении соответствующих параметров в случае солнечных и звездных вспышек.

Как известно [30], тепловая энергия плазмы разряда на единицу длины находится по формуле

$$W = 7 \cdot 10^9 / I^2. \quad (3)$$

С помощью (3) и соотношения Беннета (1) можно получить формулу для температуры плазменного столба в зависимости от тепловой энергии разряда E (в эргах):

$$T = 2.29 \cdot 10^8 E / n_e V_o, \quad (4)$$

где n_e — концентрация электронов в столбе, V_o — объем плазменного столба.

В результате решения двумерных МГД—уравнений в работе [29] получены следующие значения для безразмерных величин, характеризующих процесс первого сжатия. Время сжатия $\tau_c = t/t_o = 1.12$, где $t_o = R_o \sqrt{\rho_o / P_o}$; R_o — начальный радиус столба; ρ_o и P_o — начальные плотность и давление сжимающейся плазмы. Минимальный радиус столба $R_c = R_{min} / R_o$ равен $1.5 \cdot 10^{-2}$. При максимальном сжатии ионная температура вблизи оси столба $kT_c^{(i)} = kT_{max}^{(i)} \rho_o / m_i P_o$ составляет 3.4. Наконец, максимальная плотность в центральной области разряда $\rho_c = \rho_{max} / \rho_o = 100$. В используемой модели принималось, что сила тока постоянна по сечению пинча, а проводимость среды σ велика. Для солнечной хромосферной плазмы $\sigma \sim 10^{13} \text{сек}^{-1}$, поэтому последнее условие выполняется достаточно хорошо. Кроме того, поскольку длины свободного пробега ионов и электронов l_i, l_e гораздо меньше характерных начальных размеров столба $R_o \sim 5 \cdot 10^8 \text{см}$, то МГД—приближение применимо для активных областей Солнца и звезд.

Перейдем к оценке параметров разряда в солнечных активных областях на основе модели пинча, предложенной в [29]. Рассмотрим для этого солнечные вспышки с энергиями $E_j = 10^{31} \div 10^{32}$ эрг. В качестве начальных условий выберем: длина столба $h \sim 10^9 \text{см}$, $R_o \sim 5 \cdot 10^8 \text{см}$, $\rho_o \sim 10^{-12} \text{г/см}^3$, то есть значения, обычно принимаемые для верхней хромосферы. При указанных значениях параметров E_j и h сила линейного тока, протекающего в хромосфере, согласно (3), оказывается равной $I \sim 1 \div 3 \cdot 10^6 \text{МА}$. Такие значения I соответствуют напряженности магнитного поля $H \sim 0.5 \text{кГс}$.

Используя численную модель пинча, для характеристик плазменного столба получаем: время сжатия $t \sim 10 \div 20 \text{с}$ (эти значения хорошо согласуются с временами нарастания блеска до максимума вспышки), $R_{min} \sim 4 \cdot 10^7 \text{см}$, $\rho_{max} \sim 10^{-10} \text{г/см}^3$, $kT_{max}^{(i)} \sim 10 \text{кэВ}$. Последнюю оценку можно получить и с помощью формулы (1). Столь высокие значения $kT_{max}^{(i)}$ в центральных областях пинча позволяют объяснить возникновение тепловой составляющей рентгеновского излучения в области нескольких кэВ и интенсивности рентгеновских линий ионов Fe XXIV и Fe XXV. Если предположить, что излучение в мягком рентгене (характерное значение

наблюдаемой меры эмиссии $n^2 V \sim 10^{48} \text{см}^{-3}$) и в рентгеновских линиях формируется в одной и той же области и обусловлено плазменным столбом, то, принимая $kT_e = 2.2 \text{кэВ}$, $n_e \tau \leq 10^{12} \text{см}^{-3} \text{с}$ [31], где τ — время излучения в линиях, можно получить следующую верхнюю оценку для τ : $\tau \leq 10^{-12} \sqrt{V}$ (V — объем излучающей области). При $V = V_0$ указанное неравенство дает $\tau \leq 1 \text{с}$. Теоретическая оценка величины τ может быть получена из формулы (2). При значениях параметров плазменного столба, найденных на основе численной модели, имеем $\tau \sim 0.5 \text{с}$, что согласуется с полученной выше наблюдательной оценкой.

Приведенные здесь количественные оценки не дают полного представления о плазменном фокусе. Дело в том, что в процессе сжатия столба возникают нелинейные эффекты, выражающиеся в образовании перетяжек. Это приводит к уменьшению погонного числа частиц N_l в $10-100$ раз. В таком случае длины и времена свободного пробега ионного и электронного компонентов l_i, l_e, τ_i, τ_e оказываются одного порядка, соответственно, с характерным размером и временем жизни столба. Действительно, при найденных значениях параметров столба $l_i \approx l_e = (kT_i)^2 / n_e e^4 = 3 \cdot 10^7 \text{см}$ и $\tau_i = (kT_i)^{3/2} \sqrt{m_i / n_e e^4} \approx 0.2 \text{с}$. Это означает (в особенности при больших I_0), что следует обратиться к негидродинамической модели пинча [32].

Потери энергии разряда на теплопроводность и тормозное излучение охлаждают плазму, нарушая тем самым баланс между плазменным и магнитным давлением. При этом происходит дальнейшее сжатие перетяжек (радиационный коллапс), что, в свою очередь, приводит к образованию плотных и горячих ядер (микropинчей) вдоль плазменного столба и его сравнительно разреженной и холодной короны. На основе негидродинамической модели плазменного фокуса при заданных начальных условиях I_0, R_0, ρ_0 можно получить оценки для различных параметров микropинчей и короны. В нашем случае

$$R_{mp} \approx 5 \cdot 10^3 \text{см}, n_{mp} \approx 5 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}, kT_{mp} \approx 100 \text{кэВ}, h_{mp} \approx 10^7 \text{см}$$

$$\text{и } R_{cor} \approx 4 \cdot 10^7 \text{см}, n_{cor} \approx 10^{14} \text{см}^{-3}, kT_{cor} \approx 10 \text{кэВ}.$$

Время жизни микropинчей τ_{mp} можно оценить как с помощью соотношения $\tau = 10R/V_s$ [28], где V_s — скорость звука, так и из неравенства $n_{mp} \tau_{mp} \geq n_{cor} \tau_{cor}$, если положить $\tau_{cor} \approx \tau$. Оно оказывается порядка 10^{-2}с . Такие значения τ_{mp} и T_{mp} позволяют объяснить микropинчами наблюдаемую тонкую структуру жесткого рентгена и γ — излучения солнечных вспышек, характеризующуюся длительностью субимпульсов $\sim 10^{-2} \text{с}$ [12].

Что касается нетеплового рентгена и ультрафиолетового излучения,

то оно, надо полагать, имеет вторичную природу, связанную с разлетом плазмы разряда в окружающую среду и результатом взаимодействия ускоренных при разлете частиц с атмосферой звезды.

Представляет большой интерес процесс пинчевания плазмы в связи с образованием энергетичных частиц. Генерация протонов и электронов высокой энергии за характерные времена сжатия может происходить в результате последовательных столкновений со сходящейся токовой оболочкой пинча. Наряду с этим за те же времена ускоряются и тяжелые частицы. Одновременность ускорения различных частиц подтверждается данными наблюдений [33]. Механизмы генерации энергетичных частиц в пинче достаточно хорошо изучены (см., например, [34, 35]).

Как уже отмечалось в первом разделе, пинчевый разряд является источником нейтронного излучения за счет протекания термоядерных реакций. Найденные нами параметры пинча дают возможность оценить выход нейтронов, образуемых при слиянии ядер дейтерия. Согласно [28], выход нейтронов при температурах ~ 10 кэВ определяется формулой

$$W_n = 0.1 \alpha I^3 h \sqrt{n_D},$$

где n_D — концентрация ядер дейтерия; $\alpha = 10 \div 100$ — безразмерный параметр. При следующих значениях параметров плазменного столба $I = 4 \cdot 10^6$ МА, $kT_i = 10$ кэВ, $n_D = 5 \cdot 10^{-4}$ см $^{-3}$, $h \sim 10^9$ см получаем $W_n = 10^{24}$ нейтронов на один разряд, причем время генерации нейтронного излучения составляет $\tau = 10^{-8} h T_i^{5/4} \sim 7$ мин. Это находится в согласии с данными наблюдений, приведенными в [12]. Зная величину нейтронного потока, образующегося при вспышке, нетрудно оценить и верхнюю границу потока γ — фотонов с энергией 2.23 МэВ. Согласно [12], при солнечных вспышках поток фотонов в окрестности указанной линии вблизи Земли составляет примерно 0.8 ф/см 2 сМэВ. В областях плотных ядер пинча при $kT \sim 100$ кэВ и $n_n \leq 10^{13}$ см $^{-3}$ скорость pr реакции составляет $\sim 10^{19}$ см $^{-3}$ с $^{-1}$. Получаемая при этом величина потока не противоречит наблюдениям. Образование высокоэнергетичных нейтронов, регистрируемых в течение солнечных вспышек, может быть связано высокоэнергетичным дейтоном, ускоренным, например, при разлете плазмы, образующейся в перетяжках. Другие мишенные механизмы генерации нейтронов, такие, как pp и pa реакции, подробно рассмотрены в работе [12].

Атмосферы звезд типа Т Тау по сравнению с солнечной атмосферой обогащены легкими элементами, в частности ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ [36]. Обычно для объяснения наблюдаемых обилий обращаются к рассмотрению реакций скалывания, то есть расщепления ядер группы С, N, O протонами. Однако в области температур $kT \sim 1$ МэВ вклад этих процессов оказывается меньше

вклада реакций слияния ${}^4\text{He}$. При этом механизм скалывания может объяснить, в основном, лишь генерацию ядер ${}^6\text{Li}$. Поскольку последние при высоких температурах сильно разрушаются, то отношение обилий ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ должно быть больше единицы. В условиях же солнечных вспышек ($E_f \sim 10^{32}$ эрг) температуры $kT \sim 10 \div 100$ кэВ недостаточны для обеспечения заметного обогащения ядрами ${}^7\text{Li}$, тогда как эффективнее генерируется ${}^6\text{Li}$. Поэтому для солнечной атмосферы отношение ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ должно быть меньше единицы. С увеличением энергетики вспышек, в плотных ядрах пинчевого разряда $kT \sim 1$ МэВ выход реакций ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Li} ({}^7\text{Be}) + p(n)$ составляет $6.5 \cdot 10^{24}$ яд/с. В то же время обратная реакция выгорания ${}^7\text{Li} ({}^7\text{Be})$ имеет незначительный выход вследствие ничтожно малого содержания этих элементов в атмосфере. Проникновение энергетичеких частиц в фотосферу, их термализация и конвективные процессы должны приводить в таком случае к их накоплению. Принимая объем фотосферы $\sim 10^{28}$ см³, получим, что одна вспышка приводит к увеличению концентрации ${}^7\text{Li}$ в фотосфере на $3 \cdot 10^{-4}$ яд/см³. Поскольку средняя частота мощных вспышек составляет 1—2 вспышки/день, то полное число вспышек за время существования звезды ($\sim 10^8$ лет) приводит к нижней границе ${}^7\text{Li}/\text{H} \sim 10^{-6}$, что на три порядка выше солнечной распространенности этих ядер. Такое обилие соответствует данным о присутствии в спектрах звезд заметной резонансной линии Li λ 6707 Å и определяемым по ней обилиям [36].

4. *О генерации пинчевого разряда в атмосферах звезд.* Образование линейного Z—пинча, по—видимому, может быть связано со всплыванием сильных локальных магнитных полей из фотосферных слоев. Обнаружение на звездах типа UV Cet мощной пятнообразовательной деятельности и сильных магнитных полей порядка нескольких килогаусс дает возможность описать вероятную картину формирования пинчевой конфигурации.

Если какой—либо участок магнитной трубки в конвективной зоне всплывает несколько быстрее, чем остальные ее части, то это приводит к растяжению трубки и образованию арки. Неравномерное всплывание магнитной трубки вызывает в гравитационном поле перераспределение плотности плазмы в ней. В верхних областях арки плотность становится меньше плотности окружающей ее среды. В результате для арочных областей появляется выталкивающая сила, которая приводит к дополнительному продольному растяжению магнитной трубки, что, в свою очередь, увеличивает энергию магнитного поля в трубке и повышает $\beta^{-1} = H^2/8\pi kT$. При сближении конфигурации из двух трубок с противоположным продольным полем механизм пересоединения магнитных силовых линий приводит

к формированию замкнутых тороидальных силовых трубок, «очищенных» от вещества с $\beta^{-1} \geq 1$, характеризующихся высокими альфвеновскими скоростями $V_A = H/\sqrt{4\pi}$. Это, в свою очередь, должно привести к быстрому сжатию плазмы тора со скоростью V_A и образованию пинчевого столба. Более детальное описание предварительной феноменологической модели вспышки нуждается в численном расчете, который будет выполнен в дальнейшем.

В заключение приведем некоторые соображения относительно самого понятия вспышки. Тщательное и комплексное изучение наблюдательных данных об активных процессах на звездах указывает на сложность и многообразие вспышечного явления. Те проявления процесса, которые удается прояснить рассмотренным здесь пинчевым механизмом, происходят во внешних слоях атмосфер активных звезд и характеризуют то, что принято называть вспышкой. Вместе с тем, не исключено, что «поверхностная» вспышка может быть индуцирована локальным энерговыделением в нижних слоях атмосферы звезды, то есть гидромагнитный процесс, вызывающий вспышку, может носить вынужденный характер. По крайней мере, основанием для такого предположения может служить рассмотрение физических характеристик «предвестников» мощных солнечных вспышек, подозреваемая связь вспышечных событий на Солнце с появлением аномального нейтринного потока (в три раза большего фонового) [37]. Более того, оценки показывают, что имея источник первичного энерговыделения в нижних слоях (с чем можно связать явление «предвестника»), за счет расширения горячей плазмы со звуковой скоростью в верхние слои атмосферы можно обеспечить быстрый вынос больших магнитных потоков и эффективное «очищение» магнитного поля от плазмы (увеличение β^{-1}), тем более, что не существует никаких наблюдательных свидетельств накопления магнитной энергии в корональных слоях [38].

Авторы выражают глубокую признательность академику В.А. Амбарцумяну, Г.А. Арутюняну, В.В. Вихреву и М.А. Лившицу за обсуждение и полезные советы, стимулирующие работу.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE LINEAR Z—PINCH AND STELLAR FLARE PHENOMENA

V.S.HAYRAPETIAN, A.G.NIKOGHOSSIAN

On the basis of qualitative and quantitative comparison of results of plasma experiments with stellar flare observational data a conclusion on the possibility of interpretation of flare phenomena by pinch effect is made.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.И.Сыроватский, Тр. Физ. ин—та АН СССР, 110, 5, 1979.
2. В.А.Амбарцумян, Сообщ. Бюраканской обсерв., 13, 1, 1954.
3. М.М.Кацова, А.Г.Косовичев, М.А.Лившиц, Астрофизика, 17, 283, 1981.
4. D.I.Mullan, Astrophys.J., 187, 621, 1974.
5. Р.Е.Гершберг, Астрофизика, 13, 553, 1977.
6. Р.Е.Гершберг, Кинематика и физика небесных тел, 3, 3, 1987.
7. А.Б.Северный, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 20, 22, 1958.
8. А.Б.Северный, В.П.Шабанский, Астрон.ж., 37, 609, 1960.
9. С.И.Сыроватский, Астрон.ж., 39, 987, 1962.
10. В.Н.Абраменко, С.Н.Гопасюк, Тр. ежегодн. семинара «Проблемы солнечных вспышек», М., 1986, стр. 32.
11. С.Н.Гопасюк, Л.Ф.Лаварева, Тр. ежегодн. семинара «Проблемы солнечных вспышек», М., 1986, стр. 7.
12. Г.Е.Кочаров, Итоги науки и техн., ВИНТИ, Астрон., 43, 1987.
13. T.N.Lee, Astrophys.J., 190, 467, 1974.
14. H.L.L.van Paasen, R.H.Vandre, R.S.Write, Phys. Fluids, 13, 2606, 1970.
15. F.G.Jahoda, E.M.Little, W.E.Quinn, G.A.Sawyer, T.F.Stratton, Phys. Rev., 119, 843, 1960.
16. D.J.Johnson, J.Appl. Phys., 45, 1147, 1974.
17. О.Р.Шмелева, С.И.Сыроватский, Sol.Phys., 33, 341, 1973.
18. В.У.Сомов, С.И.Сыроватский, А.Р.Спектор, Sol. Phys., 73, 145, 1981.
19. «Солнечные вспышки», Наука, М., 1982.
20. Э.Я.Гольц, И.А.Житник, С.А.Мандельштам, Ю.В.Сидельников, Докл. АН СССР, 220, 560, 1975.
21. М.Р.Бедилов, В.М.Лихачев, Г.В.Михайлов, М.С.Рабинович, Тр. Физ. ин—та АН СССР, Физика плазмы, 32, 97, 1968.
22. Л.В.Мирвоян, Нестационарность и эволюция звезд, Изд—во АН Арм. ССР, Ереван, 1981.
23. S.Cristaldi, M.Rodono, Proc. IAU Symp., № 67, 75, 1975.
24. Н.В.Филиппов, Физика плазмы, 9, 259, 1983.
25. H.Fisher, Appl. Phys. Lett., 40, 460, 1982.
26. A.Rerhard, J.P.Garconnelly, A.Jolas, Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Pes. IAF, 2, 159, 1979.
27. Н.В.Филиппов, Физика плазмы, 4, 1364, 1978.
28. В.В.Вихрев, Физика плазмы, 12, 454, 1986.
29. В.Ф.Дьяченко, В.С.Имшенник, Вопросы теории плазмы, 8, 164, 1974.
30. В.В.Вихрев, С.Н.Брагинский, Вопросы теории плазмы, 10, 243, 1980.
31. С.А.Мандельштам, В сб. «Динамика токовых слоев и физика солнечной активности», М., 1982, стр. 74.

32. В.С.Имшенник, В сб. «Динамика токовых слоев и физика солнечной активности», М., 1982, стр.186.
33. Н.Ф.Лисаренко, Исследования солнечной активности и космическая система «Прогноз», Наука, М., 1984, стр.118.
34. К.Г.Гуреев, Ж.техн.физ., 50, 327, 1980.
35. V.Kondoh, K.Higano, *Phys.Fluids*, 21, 1617, 1978.
36. W.K.Bonsak, J.L.Greenstein, *Astrophys.J.*, 131, 83, 1960.
37. Г.А.Бавилевская, А.М.—А.Мухамеджанов, С.Н.Никольский, Ю.Н.Стойков, Т.Н.Чарахчян, *Ядерн.физ.*, 39, 856, 1984.
38. C.Sawyer, J.W.Warwick, J.T.Dennett, *Solar flare prediction*, Boulder, Colorado Ass.Univ.press, 1986.

УДК: 524.354.4-77

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ. I

Д. М. СЕДРАКЯН

Поступила 11 апреля 1988
 Принята к печати 15 января 1989

В предположении, что интенсивность энерговыделения в пульсарах пропорциональна интенсивности радиоизлучения, проведена проверка формулы (5) для 291 пульсара. Рассчитаны радиусы ядра для этих пульсаров и показано, что они хорошо согласуются с предсказаниями теории внутреннего строения нейтронных звезд. Согласие наблюдательных данных с теорией улучшается, если считать наличие двух подпопуляций пульсаров реально наблюдательным фактом.

1. Введение. В работе [1] было показано, что при уменьшении угловой скорости вращения пульсаров нейтронные вихри, параллельные оси вращения, движутся радиально к границе между ядром и корой звезды. Это приводит к уменьшению длин протонных вихрей в ядре, следовательно магнитная энергия, содержащаяся в этих вихрях, выделяется на границе «Пре» — фазы. Полная интенсивность энерговыделения выражается формулой [1]

$$I = \frac{1}{3} \left(\frac{k\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \right)^2 R^3 (\xi/\lambda)^{2/3} \left| \frac{\dot{\Omega}}{2\Omega} \right|. \quad (1)$$

Так как рассмотренная нами модель аксиально—симметричная, то энергия выделяется вблизи экваториальной плоскости симметрично по азимутальному углу φ [1]. При применении этой формулы к реальным моделям пульсаров мы должны предположить асимметрию выделения или распространения энергии по φ , что при вращении нейтронной звезды приведет к явлению пульсации радиоизлучения пульсаров с периодом, равным периоду вращения звезды. Что касается асимметрии, то она может быть связана или с асимметричным законом движения вихрей или с асимметричным поглощением радиоизлучения в коре нейтронной звезды. Тогда выделенная вихрями энергия проходит кору только в некотором секторе сферы звезды, и если обозначить через ω_1 временную ширину угла этого сектора, то ω_1 будет ширина радиопульса пульсара. Следовательно, для i -ого пульсара формулу (1) можно переписать в следующем виде:

$$I_i = \frac{1}{3} \left(\frac{k\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \right)^2 R_i^3 (\xi/\lambda)^{\frac{2}{3k}} \left| \frac{\Omega_i}{2\Omega_i} \right| \cdot \frac{W_i}{P_i} \quad (2)$$

Если обозначить время жизни пульсара $\tau_i = \rho_i / 2\dot{\rho}_i$ и учесть, что $k=0.5$ и $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ г} \cdot \text{см}^2$, то окончательно для интенсивности энерговыделения пульсара получим:

$$I_i = 1.76 \cdot 10^{-13} \frac{R_{i6}^3}{\lambda^4} (\xi/\lambda)^{4/3} \cdot \frac{w_i}{\rho_i \tau_{i6}} \quad (3)$$

где $\tau_i = 3 \cdot 10^{13} \tau_{i6}$ и $R_i = 10^6 R_{i6}$.

Ниже мы покажем, что почти вся эта энергия выходит на поверхность звезды в виде магнитозвуковых волн, причем основная часть энергии будет сконцентрирована в радиодиапазоне $\omega \sim 10^8 - 10^9$ Герц. Следовательно, мы вправе считать, что интенсивность энерговыделения (3) и есть наблюдаемая полная интенсивность радиоизлучения пульсаров. Если это так, то формула (3) диктует линейную зависимость между интенсивностью радиоизлучения I_i и параметром $x_i = w_i / \rho_i \tau_{i6}$ для всех пульсаров. Из наблюдательных данных можно определить I_i и x_i для 291 пульсара, для которых в работе [2] приведены все нужные для расчета наблюдательные параметры. Следовательно, мы можем проверить диктуемую формулой (3) зависимость, тем самым определив, насколько хорошо объясняет эти наблюдательные данные предложенный механизм радиоизлучения пульсаров.

2. Связь интенсивности радиоизлучения пульсаров с параметром x_i . Для проверки вышеуказанной зависимости перепишем формулу (3) в виде:

$$I_i = A_i x_i \quad (4)$$

где

$$A_i = K R_{i6}^3 \text{ и } K = 1.76 \cdot 10^{-13} \frac{1}{\lambda^4} (\xi/\lambda)^{4/3}.$$

Логарифмируя выражение (4), мы имеем:

$$\lg I_i = \lg A_i + \lg x_i \quad (5)$$

Мы взяли из работы [2] расчетные данные $\lg I_i$ для 291 пульсара и сами рассчитали $\lg x_i$ для тех же пульсаров. На рис. 1, где по ординате представлена $\lg I_i$, а по абсциссе $\lg x_i$, приведены результаты этих расчетов. На рисунке представлены также прямые линии, соответствующие формуле (5). Пересечение этих прямых с ординатой $\lg x_i = 0$ дает нам значение $\lg A_i$.

Как видно из рис.1, интенсивность радиоизлучения I_i линейно зависит от x_i , однако все точки не лежат на одной прямой, так как параметр A_i разный для разных пульсаров. Точки, лежащие на одной линии, соответст-

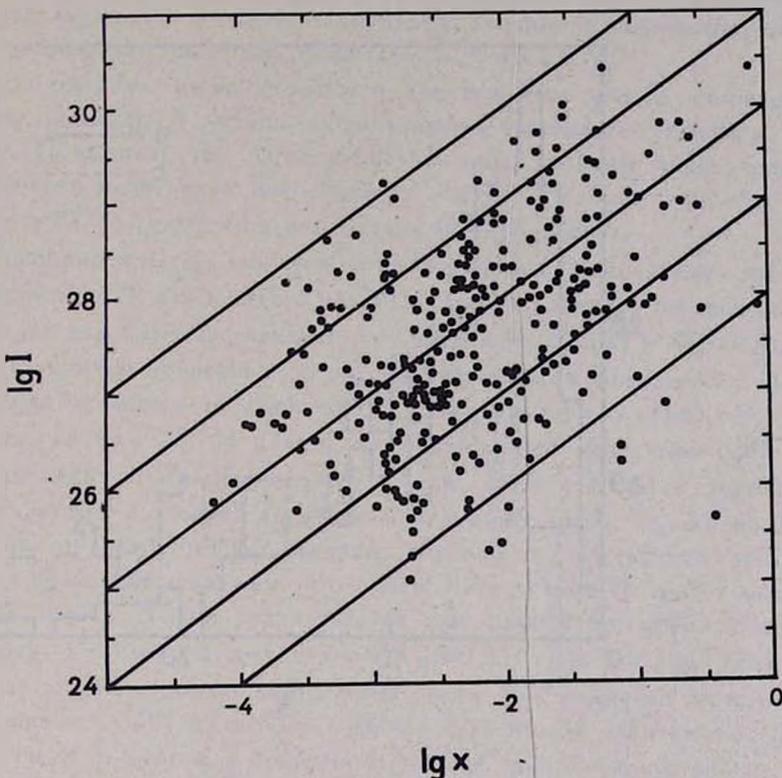


Рис.1. Зависимость логарифма интенсивности $\lg I$ от параметра $\lg x$. Прямые линии соответствуют решениям уравнения (5).

вуют пульсарам, имеющим одинаковые A_i , следовательно, одинаковые радиусы ядер пульсаров R_i . Заметим, что если разброс наблюдательных значений интенсивности радиоизлучения пульсаров I_i составляет шесть порядков, т.е. $24 \leq \lg I_i \leq 30$, то расчетный разброс A_i составляет всего три порядка, т.е. $28 \leq \lg A_i \leq 31$, для более чем 80% пульсаров. Этот результат говорит о степени достоверности линейной зависимости между I_i и x_i .

Далее, имея значение A_i из рис. 1 легко рассчитать для разных пульсаров радиусы ядра R_i . Однако для этого мы должны выбрать значе-

ние для параметра K .

Параметр K зависит от λ и ξ , которые в свою очередь зависят от плотности сверхтекучих нейтронов и протонов и эффективной массы протонов на границе между ядром и корой нейтронных звезд. Значение эффективной массы протонов зависит от отношения плотностей протонов и

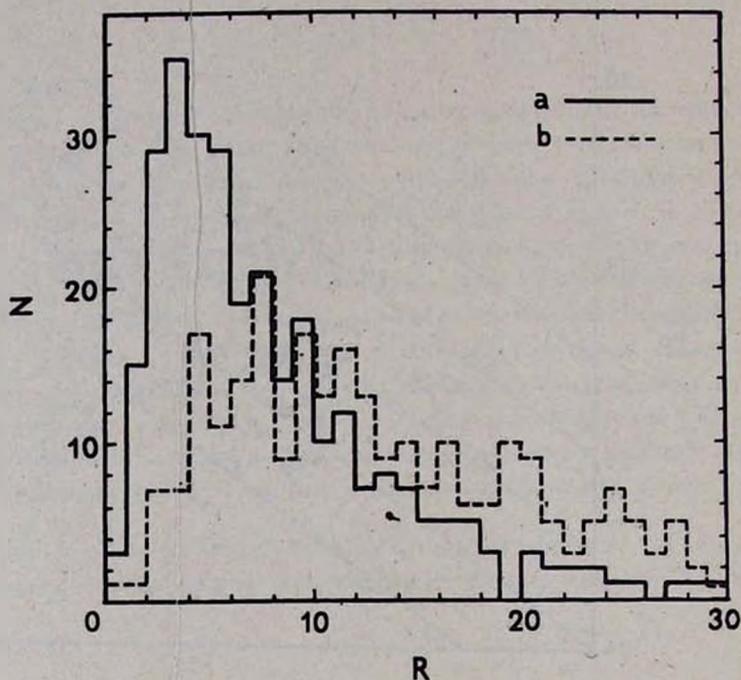


Рис.2. Зависимость числа пульсаров от радиусов (км) ядер нейтронных звезд для параметра $K_{30}=2.75$ — жирные линии и $K_{30}=0.3$ — штрихованные линии.

нейтронов n_p/n_n , однако она слабо зависит от этого отношения, и в наших расчетах мы приняли для нее значение 0.5, что соответствует значению эффективной массы при слабых растворах протонов в нейтронах [3]. Значение плотности нейтронов на границе «пре»-фазы нейтронных звезд зависит от модели нейтронных звезд, однако оно порядка плотности нейтронов в обычных ядрах, и, следуя работе [4], мы приняли для него значение $n_n=1.4 \cdot 10^{38} \text{1/см}^3$, что соответствует плотности вещества $\rho=2.4 \cdot 10^{14} \text{г/см}^3$.

Параметр K пропорционален квадрату плотности сверхтекучих протонов, следовательно он может значительно меняться в зависимости от концентрации протонного раствора $n_p^{(s)}/n_n^{(s)}$. Эта концентрация сама зависит от

моделей нейтронных звезд. Для холодных нейтронных конфигураций отношение n_p/n_n может меняться в пределах от 3% до 5%. С другой стороны, плотность сверхтекучих протонов $n_p^{(s)}$ зависит от температуры среды, если последняя на границе ядра и коры нейтронных звезд близка к температуре перехода T_c для протонов. Так как часть энергии при энерговыделении на этой границе переходит в тепло, то возможно локальное нагревание границы, и тогда температура среды может быть близка к T_c .

Таким образом, из-за сложности вопроса невозможно однозначно определить параметр K , однако можно найти возможные границы его изменения. Принимая, что из-за вышеуказанных причин концентрация протонов может меняться в интервале от 3% до 5%, легко видеть, что значение $K=10^{30}K_{30}$ находится в пределах $0.3 \leq K_{30} \leq 2.75$.

Выбирая параметр K_{30} , мы можем из формулы (4) определить радиусы ядра пульсаров R_i для каждого из 291 пульсара. Сначала мы определили R_i отдельно для крайних значений K , т.е. когда $K_{30}=2.75$ и $K_{30}=0.3$. Результаты расчетов приведены на рис. 2. Гистограммы показывают зависимости числа пульсаров от радиусов R_i для этих двух случаев.

Из рис. 2а ($K_{30}=2.75$) видно, что большинство пульсаров (241 из 291) имеют радиусы R_i меньше, чем 13 км. Этот результат довольно хорошо согласуется с теорией строения нейтронных звезд, однако из 235 пульсаров 82 пульсара имеют радиусы «пре»-фазы нейтронной звезды меньше, чем 4 км. Это означает, что почти 30% пульсаров имеют массы меньше, чем $0.5M_{\odot}$. Такой результат, на наш взгляд, по крайней мере сомнительный. Результаты для случая $K_{30}=0.3$ (рис. 2б) еще больше противоречат теории строения нейтронных звезд. Как видно из гистограммы 2б, больше, чем 50% пульсаров (160 из 291) имеют радиусы больше, чем 13 км. Число пульсаров, у которых R_i больше, чем 20 км, составляет 79 из 291. Как показывают расчеты внутреннего строения нейтронных звезд, невозможно построить модели нейтронных звезд с радиусом «пре»-фазы больше, чем 12 км, даже если работать с жестким уравнением состояния.

Таким образом, случаи $K_{30}=2.75$ и $K_{30}=0.3$ отдельно плохо согласуют наблюдательные данные с теорией внутреннего строения нейтронных звезд. Конечно, случай $K_{30}=2.75$ более благополучный и, может быть, мог бы согласовать теорию с наблюдениями, однако в этом случае необходимы добавочные предположения.

Однако возможно другое решение этой проблемы. Возможно, популяция из 291 пульсара состоит из двух подпопуляций, для которых K_{30} имеет разные значения. Тогда выбором разных K_{30} для каждой подпопуляции пульсаров можно получить еще лучшее согласие наблюдений с теорией строения нейтронных звезд. Такое решение возникшей проблемы становится

ся более привлекательным, если учесть, что к выводу о наличии двух подпопуляций пульсаров приходит автор статьи [5]. Причем его вывод опирается только на статистический анализ наблюдательных данных для тех же 291 пульсара.

3. *Расчет радиусов ядер пульсаров.* В работе [5] приведена гистограмма зависимости числа пульсаров от радиоинтенсивности пульсаров, рассмотренных выше. Тщательный статистический анализ, проведенный в этой работе, показывает наличие реального глубокого минимума в распределении пульсаров по радиоизлучению при $lg I_0 = 27.5$. Отметим, что не обнаружено ни одного пульсара с радиосветимостью от $lg I = 27.44$ до $lg I = 27.57$, причем логарифмическая ширина спада равна 0.13. Для объяснения такого спада автор предполагает наличие двух различных подпопуляций пульсаров: так называемой подпопуляции с низкой радиосветимостью $I < I_0$, где имеется 141 пульсар, и подпопуляции с высокой радиосветимостью $I > I_0$, содержащей 150 пульсаров. Далее для теоретического обоснования такого разделения пульсаров автор рассматривает одну подпопуляцию как пульсары, излучающие согласно стандартной модели [6], а другую — согласно модели нейтронных звезд с внешним диском [7]. Однако из анализа такой возможности автор приходит к заключению, что таким способом невозможно однозначно утвердить существование двух подклассов пульсаров.

Предполагая, что спад в распределении радиоинтенсивности пульсаров в действительности связан с наличием двух подпопуляций пульсаров, мы предлагаем их связать с моделями радиоизлучения нейтронных звезд с параметром $K_{30} = 0.3$ и $K_{30} = 2.75$. Если наше предположение верно, то расчет радиусов ядер нейтронных звезд, основанный фактически на этом разделении, должен дать лучшее согласие с теорией внутреннего строения нейтронных звезд. Естественно предположить, что подпопуляция пульсаров с $I < I_0$ соответствует моделям с $K_{30} = 0.3$, а подпопуляция с $I > I_0$ соответственно с $K_{30} = 2.75$. Так как для каждого пульсара мы рассчитали радиусы R_i для $K_{30} = 0.3$ и $K_{30} = 2.75$, а также знаем их радиоинтенсивности, то для пульсаров $I < I_0$ мы выбрали радиусы, рассчитанные при $K_{30} = 0.3$, а для пульсаров $I > I_0$ выбрали радиусы, рассчитанные при $K_{30} = 2.75$. Здесь мы приводим рассчитанные радиусы R_i пульсаров, однако их результаты можно представить в виде гистограмм зависимости числа пульсаров от радиусов ядер пульсаров. Как видно из рис. 3с, основная часть пульсаров (более 70%) имеет радиусы R_i в интервале $4 \text{ км} \leq R_i \leq 13 \text{ км}$. Причем пульсары с радиусом $R_i \leq 4 \text{ км}$ составляют всего 10% всей популяции пульсаров, а с радиусом $R_i > 13 \text{ км}$ составляют 20% популяции. Сравнивая эти данные со случаями, когда при расчете радиусов для всей популяции было принято $K_{30} = 0.3$ или $K_{30} = 2.75$ (см. выше), мы видим, что согласие

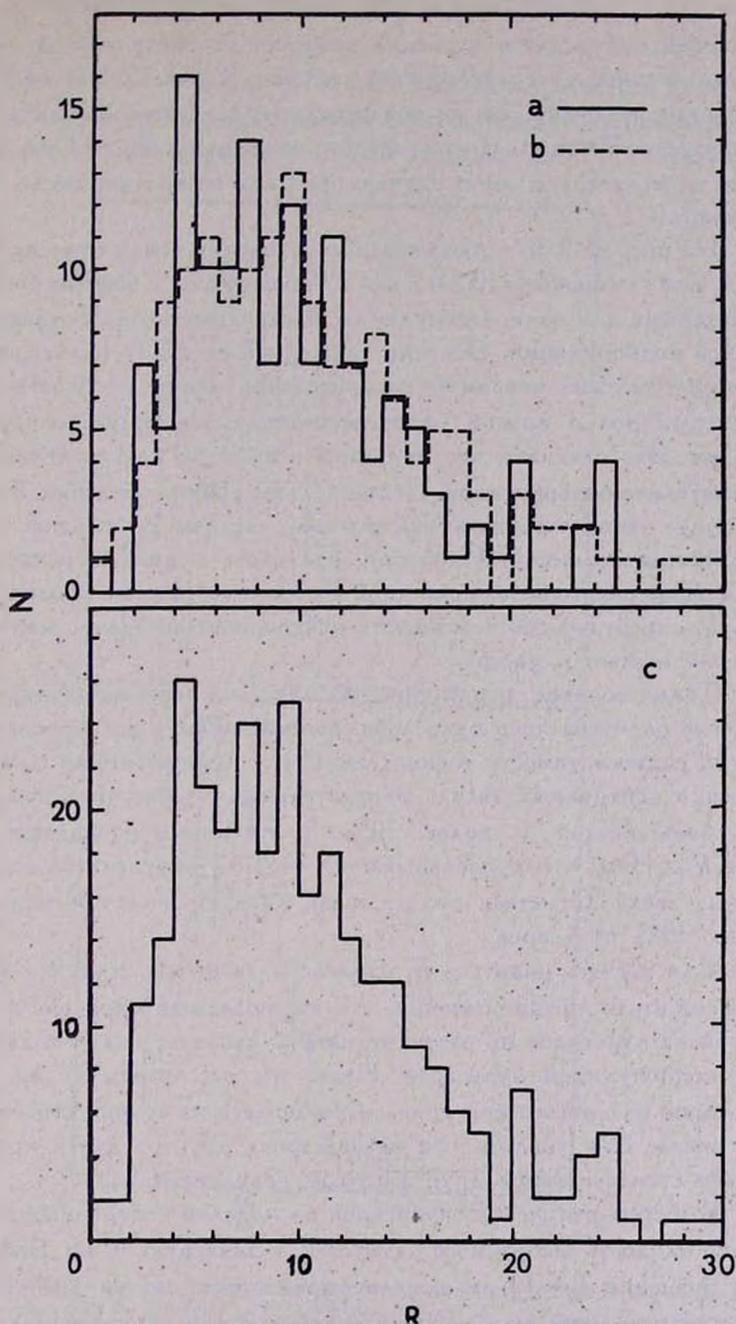


Рис.3. Зависимость числа пульсаров от радиусов (км) ядер нейтронных звезд для подпопуляции с $K_{30}=0.3$ (a) и $K_{30}=2.75$ (b). На 3с представлена вышеуказанная зависимость для полной популяции пульсаров.

с теорией внутреннего строения нейтронных звезд гораздо улучшается. Действительно, по сравнению со случаем $K_{30}=2.75$, который был более удовлетворительным, мы не обнаруживаем «перенаселенности» пульсаров с радиусами $R_i < 4$ км, а что касается пульсаров с $R_i > 13$ км, то ситуация почти не меняется; в обоих случаях их число составляет около 20% полной популяции.

На рис. 3а и 3б приведены распределения числа пульсаров по радиусам R_i для случаев $K_{30}=0.3$ и $K_{30}=2.75$ раздельно. Свойства распределения, характерные для полной популяции, отмеченные выше, сохраняются и для каждой подпопуляции. Отметим также, что если для пульсаров с высокой радиосветимостью максимум распределения лежит в области $R_i \sim 9$ км, то для пульсаров с низкой радиосветимостью максимум лежит в области $R_i \sim 5$ км. Это означает, что пульсары с высокой радиосветимостью имеют сравнительно большие ядра, следовательно, тонкие оболочки. Такие пульсары будут соответствовать нейтронным звездам с большой центральной плотностью и массой. Наоборот, пульсары с низкой радиосветимостью в основном имеют небольшие ядра и довольно толстые оболочки. Следовательно, они будут соответствовать нейтронным звездам с малой центральной плотностью и массой.

Таким образом, разделение пульсаров на две подпопуляции улучшает согласие радиусов ядер пульсаров, рассчитанных с использованием наблюдаемой радиосветимости и формулы (5), с их значениями согласно теории строения нейтронных звезд. Замечательно, что рассчитанные радиусы R_i для большинства (более 70%) пульсаров попадают в область $4 \text{ км} \leq R_i \leq 13 \text{ км}$, что предсказывается теорией внутреннего строения нейтронных звезд. Отметим, что в случае $K=2.75$, в этот интервал попадало только 55% пульсаров.

Для расчета радиусов R_i пульсаров выше мы исходили из критерия, основанного на предположении, что наблюдаемый «провал» в распределении числа пульсаров по радиосветимости означает наличие двух независимых подпопуляций пульсаров. Ниже мы рассчитаем те же радиусы R_i пульсаров из другого критерия, вытекающего из теории строения нейтронных звезд. Как увидим, оба независимых друг от друга критерия дают хорошо согласующиеся друг с другом результаты.

Выберем радиусы R_i пульсаров из моделей нейтронных звезд, требуя только близость выбранного радиуса R_i к значению 10 км. Выбор конкретного значения $R_i=10$ км конечно произволен, но он диктуется теорией строения нейтронных звезд. Результаты такого выбора приведены на рис. 4. Из 291 пульсара 153 оказались в подпопуляции с параметром $K_{30}=0.3$ и 138 — в подпопуляции с параметром $K_{30}=2.75$.

Как видно из рис. 4с, больше 80% пульсаров имеют радиусы

4 км $\leq R_i \leq$ 13 км. В точке максимума распределения пульсаров $R_i=8$ км, что хорошо согласуется с теорией строения нейтронных звезд. Мы также видим, что в область предсказуемой теории попадают уже 80% пульсаров.

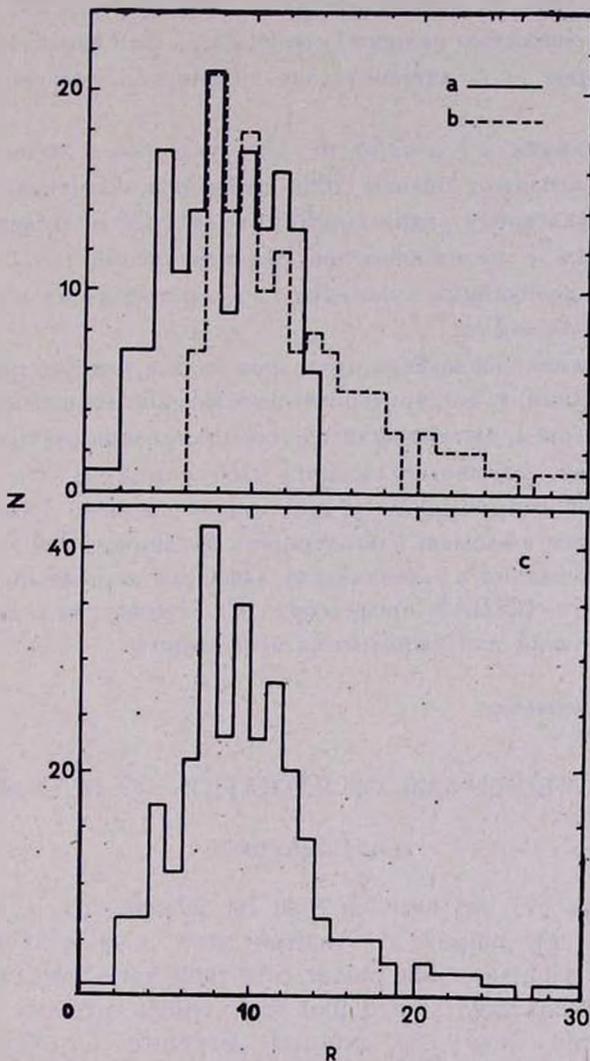


Рис.4. Зависимость числа пульсаров от радиусов (км) ядер нейтронных звезд для подпопуляции с параметром $K_{30}=0.3$ (а) и $K_{30}=2.75$ (б). На рис. 4с представлена вышеуказанная зависимость для полной популяции пульсаров.

а не 70% (см. выше), что намного улучшает согласие теории с наблюдениями.

Рис. 4а и 4б показывают распределение пульсаров по радиусам

отдельно для случая $K_{30}=0.3$ и $K_{30}=2.75$.

В подпопуляции с $K_{30}=0.3$ из 153 пульсаров в область радиусов $4 \text{ км} \leq R_i \leq 13 \text{ км}$ попадают почти 90% пульсаров. Замечательно, что пульсаров с $R_i > 14 \text{ км}$. В этой подгруппе из 153 пульсаров 133 (т. е. 90%) оказались интенсивностью радиоизлучения $I < I_0$. Это означает, что подпопуляция пульсаров $I < I_0$ действительно сильно коррелирует с моделями $K_{30}=0.3$.

В подпопуляции с $K_{30}=2.75$ из 138 пульсаров в область радиусов $4 \text{ км} \leq R_i \leq 13 \text{ км}$ попадают больше 70% пульсаров. Отметим, что в этой подгруппе нет пульсаров с радиусами $R_i < 6 \text{ км}$. Из 138 пульсаров 130 (т. е. 94%) оказались с интенсивностью радиоизлучения $I > I_0$. Это также означает, что подпопуляция пульсаров $I > I_0$ соответствует моделям нейтронных звезд с $K_{30}=2.75$.

Таким образом, разделение пульсаров на две подпопуляции с двумя разными критериями, т. е. с критерием, вытекающим из наблюдений: $I < I_0$ и $I > I_0$, и с критерием, вытекающим из теории строения нейтронных звезд: $R_i = 6 \text{ км}$, довольно хорошо согласуются друг с другом. Отметим только, что второй способ выбора радиусов дает лучшее согласие с наблюдениями.

В заключение выражаю благодарность академику В.А. Амбарцумяну за полезные обсуждения и заведующему кафедрой астрофизики Корнелльского университета (США) профессору Е. Терзяну за предоставление необходимых условий для выполнения этой работы.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

A NEW MECHANISM OF RADIATION OF PULSARS I

D.M.SEDRAKIAN

The formula (5) has been checked for 291 pulsars, supposing that intensity of energy output in Neutron star is proportional to the radioluminosity of pulsars. The pulsar core radii have been calculated for these pulsars. It has been shown that their values are very close to the prediction of the theory of internal structure of Neutron stars. Observational data are in better coincidence with the theory, if the existence of two samples of pulsars are considered.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.М.Седракян, *Астрофизика*, 25, 323, 1986.
2. R.N.Manchester, J.H.Taylor, *Astron. J.*, 86, 1953, 1981.

3. *N.G.Chao, J.W.Clark, C.H.Yang*, Nucl. Phys., A179 , 320, 1972.
4. *G.Baym, H.A.Bethe, P.Pethick*, Nucl. Phys., A175 , 225, 1971.
5. *S.Pineault*, Astrophys. J., 301 , 145, 1986.
6. *J.E.Gunn, J.P.Ostriker*, Astrophys. J., 160 , 979, 1970.
7. *F.C.Michel, A.J.Dessler*, Astrophys. J., 251 , 654, 1980.

УДК:524.354.6—43

К ТЕОРИИ АККРЕЦИРУЮЩИХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД. II

Г.П.АЛОДЖАНЦ, Л.Ш.ГРИГОРЯН, Г.С.СААКЯН, А.В.САРКИСЯН

Поступила 1 июня 1988

Продолжены начатые в [1] исследования нейтронной звезды в режиме радиальной аккреции. Вычислены толщины и массы характерных наружных слоев Ae-оболочки, в которых химический состав отличается от равновесного.

В предыдущей статье [1] исследован вопрос об источниках энергии в нейтронной звезде, находящейся в режиме непрерывной аккреции вещества от обычной звезды, образующей с ней тесную двойную систему. Было показано, что энергия аккреционного потока выделяется в основном в трех тонких слоях: вблизи поверхности звезды при $r \approx R$ (порядка $\frac{GMm_p}{R} \sim 100 \text{ МэВ/нуклон}$), на дне «водородной оболочки» при $r \approx r_2$ и на дне «гелиевого слоя» при $r \approx r_1$. С точки зрения наблюдателя на поверхности нейтронной звезды в этих слоях в единицу времени выделяется энергия

$$\frac{dW_R}{dt} = Mc^2 \frac{1}{\sqrt{1-r_g/R}} - 1, \quad \frac{dW_1}{dt} \approx \frac{Mb_1}{m_n}, \quad \frac{dW_2}{dt} = \frac{Mxb_2}{m_n}. \quad (1)$$

Здесь M — темп аккреции, $r_g = 2GM/c^2$ — гравитационный радиус нейтронной звезды, X — концентрация (по массе) водорода в аккреционном потоке,

$$\begin{aligned} b_1 &= 0.25m_{He}c^2 + 0.5\mu_e(r_1) - \mu_n(r_1) \approx 1.7 \text{ МэВ}, \\ b_2 &= m_p c^2 + 0.5\mu_e(r_2) - 0.25m_{He}c^2 \approx 7.1 \text{ МэВ}, \end{aligned} \quad (2)$$

где μ_e, μ_n — граничные энергии электронов и нейтронов соответственно [1].

В настоящей статье определены параметры внешних областей Ae-оболочки аккрецирующей нейтронной звезды, в которых химический состав отличается от равновесного. Массы этих областей и их толщины достаточно малы по сравнению с массой и радиусом всей звезды. Учитывая это обстоятельство, уравнение гидростатического равновесия запишем в приближенном виде

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{GMp}{R^2(1-r_g/R)}. \quad (3)$$

Интегрируя (3) с учетом аппроксимации

$$\rho = \begin{cases} B_1 \rho^{5/3} & \text{при } \rho < 2 \cdot 10^6 \text{ г/см}^3, \\ B_2 \rho^{4/3} & \text{при } 2 \cdot 10^6 < \rho < 6 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3 \end{cases}$$

уравнения состояния плазмы Ae-оболочки (см. [2,3]), где

$$B_1 = (3\pi^2)^{2/3} h^2 (Z/Am_p)^{5/3} / 5m_e,$$

$$B_2 = 0.25 (3\pi^2)^{1/3} ch (Z/Am_p)^{4/3},$$

находим

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_i [1 - (r - r_i)/h_i]^3, & r_i < r < r_{i+1}, \quad i=1,2 \\ \rho_3 [1 - (r - r_3)/h_3]^{3/2}, & r_3 < r < r_4. \end{cases} \quad (4)$$

Здесь r_1, r_2 — радиусы сфер, выше которых могут существовать гелий и водород, соответственно (радиусы оснований гелиевой и водородной оболочек), $r = r_3$ — примерная «граница» раздела релятивистской и нерелятивистской областей Ae-плазмы, $\rho(r_2) \approx 3 \cdot 10^7 \text{ г/см}^3$, $\rho(r_1) \approx 10^8 \text{ г/см}^3$, $\rho(r_3) \approx 2 \cdot 10^6 \text{ г/см}^3$; $r = r_4$ — «поверхность» раздела вырожденной и невырожденной плазм;

$Z/\bar{A} \approx 0.5$ при $r_1 \leq r \leq r_2$ и $Z/\bar{A} = X + \frac{Y}{2}$ при $r \geq r_2$ и, наконец,

$$h_1 \approx 3 \cdot 10^{-14} B_2 \rho_1^{1/3} F \approx 6.8 \cdot 10^3 F,$$

$$h_2 \approx 3 \cdot 10^{-14} B_2 \rho_2^{1/3} F \approx 1.2 \cdot 10^4 (X + \frac{Y}{2})^{4/3} F,$$

$$h_3 \approx 1.9 \cdot 10^{-14} B_1 \rho_3^{2/3} F \approx 3 \cdot 10^3 (X + \frac{Y}{2})^{5/3} F,$$

$$F(R, M) = R_6^2 (1 - \frac{r_1}{R}) M_\odot / M, \quad R_6 = R / 10^6. \quad (5)$$

Здесь и далее используется система единиц СГС. Y — массовая концентрация гелия в аккреционном потоке.

Примерная величина плотности $\rho_4 = \rho(r_4)$ определяется из условия

$$B_1 \rho_4^{5/3} \approx \rho_4 k T / \mu m_p, \quad \frac{1}{\mu} \approx 2X + \frac{3}{4}Y,$$

k — постоянная Больцмана, T — температура плазмы. Отсюда

$$\rho_4 \approx 6,8 \cdot 10^4 T_8^{3/2} (r_4) \frac{(X + \frac{3}{8}Y)^{3/2}}{(X + \frac{1}{2}Y)^{3/2}}, \quad T_8 = T / 10^8. \quad (6)$$

Из (4) непосредственно получаем для толщин слоев

$$r_2 - r_1 = h_1 [1 - (\rho_2 / \rho_1)^{1/3}] \approx 2,3 \cdot 10^3 F,$$

$$r_3 - r_2 = h_2 [1 - (\rho_3 / \rho_2)^{1/3}] \approx 6,9 \cdot 10^3 (X + \frac{Y}{2})^{4/3} F, \quad (7)$$

$$r_4 - r_3 = h_3 [1 - (\rho_4 / \rho_3)^{2/3}] \approx h_3 \approx 3 \cdot 10^3 (X + \frac{Y}{2})^{5/3} F.$$

Для масс этих слоев

$$\Delta M_i \approx 4\pi R^2 \int_{r_i}^{r_{i+1}} \rho(r) dr$$

имеем

$$\Delta M_1 \approx 1,8 \cdot 10^{24} \cdot R_6^2 \cdot F, \quad r_1 \leq r \leq r_2,$$

$$\Delta M_2 \approx 1,1 \cdot 10^{24} R_6^2 (X + \frac{Y}{2})^{4/3} F, \quad r_2 \leq r \leq r_3, \quad (8)$$

$$\Delta M_3 \approx 3 \cdot 10^{22} R_6^2 (X + \frac{Y}{2})^{5/3} F, \quad r_3 \leq r \leq r_4.$$

Торможение аккреционного потока происходит в наружной невырожденной оболочке нейтронной звезды. В стационарном режиме состояние плазмы в этой оболочке описывается следующей системой уравнений [4,5]:

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{GM\rho}{R^2(1-r_g/R)} - \frac{4}{3} a T^3 \frac{dT}{dr}, \quad (9)$$

$$\frac{d(Lg_{\infty})}{dr} = \frac{4\pi R^2 \rho e g_{\infty}}{(1-r_g/R)^{1/2}}, \quad (10)$$

$$\frac{d}{dr}(T\sqrt{g_{00}}) = -\frac{3\chi\rho L\sqrt{g_{00}}}{16\pi acT^3 R^2(1-r_g/R)^{1/2}}, \quad (11)$$

$$P = k\rho T / \mu m_p. \quad (12)$$

Здесь L — поток энергии излучения через сферу радиуса r , χ — непрозрачность, ρr — энергия, выделяемая в единицу времени в 1см^3 . В уравнениях (9)–(11) учтено, что толщина оболочки очень мала по сравнению с радиусом звезды. По этой же причине $g_{00}(r) \approx g_{00}(R)$, и поэтому эта функция выпадает из уравнений.

За поверхность звезды $r=R$ примем ту поверхность, выше которой происходит торможение падающих частиц и выделение основной доли их энергии. Эта сферическая поверхность разбивает невырожденный слой на две области $r_4 \leq r \leq R$ и $r \geq R$. Область $r \geq R$ назовем атмосферой (или тормозящим слоем) аккрецирующей нейтронной звезды.

В области $r_4 \leq r \leq R$ нет источников и поэтому $L = L_R = \text{const}$, а непрозрачность при $r \geq r_4$ обусловлена томсоновским рассеянием на электронах: $\chi = 0.19(1+X)$. Тогда из уравнений (9) и (11) следует

$$\frac{dP}{dT} = \frac{4}{3} a \left(\frac{L_E}{L_R} - 1 \right) T^3,$$

откуда

$$P(r) = P(r_4) - \frac{a}{3} \left(\frac{L_E}{L_R} - 1 \right) [T^4(r_4) - T^4(r)], \quad (13)$$

где релятивистский эддингтоновский предел

$$L_E = \frac{4\pi GMc}{\chi(1-r_g/R)^{1/2}} \approx 2.65 \cdot 10^{38} \frac{M/M_\odot}{(1+X)(1-r_g/R)^{1/2}}. \quad (14)$$

Используя (11), можно оценить массу слоя, $r_4 \leq r \leq R$:

$$\begin{aligned} \Delta M_4 &\approx 4\pi R^2 \int_{r_4}^R \rho dr \approx \frac{16\pi^2 ac R^4 (1-r_g/R)^{1/2}}{3\chi L_R} [T^4(r_4) - T^4(R)] \approx \\ &\approx 6.3 \cdot 10^{18} \frac{T_4^4(r_4)}{1+X} \left[1 - T_R^4/T^4(r_4) \right] \frac{R_6^4}{L_{36}} \left(1 - \frac{r_g}{R} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (15)$$

Перейдем к изучению атмосферы, в которой происходит торможение потока. Ввиду того, что тормозящий слой достаточно тонкий и именно

в нем выделяется основная часть энергии аккреционного потока, атмосферу можно приближенно считать изотермической. Интегрирование уравнения (9) с учетом (12) и $T = \text{const}$ дает для плотности в атмосфере барометрическую формулу

$$\rho = \rho_R e^{-(r-R)/h_5}, \quad (16)$$

где

$$h_5 = \frac{kT_R R^2 (1 - r_g/R)}{GM\mu m_p} \approx \frac{6T_7(R)F}{\mu}. \quad (17)$$

Не учитывая возможные коллективные эффекты, будем считать, что торможение частиц аккреционного потока в основном обусловлено их парными кулоновскими столкновениями с частицами атмосферной плазмы. Тогда торможение, например, водорода качественно определяется уравнением [6].

$$\frac{dv}{dr} \approx - \frac{4\pi e^4 \Lambda}{v^3 m_p m_p} \rho(r), \quad (18)$$

где $v(r)$ — скорость падающих частиц на расстоянии r от центра нейтронной звезды, e — заряд электрона, $\Lambda \approx 5$ — кулоновский логарифм атмосферной плазмы. Подставляя (16) и (17) в (18) и интегрируя с учетом $v \gg v_T$ (v_T — тепловая скорость частиц атмосферы), получаем

$$\rho_R \approx \frac{m_p m_p^2 v_a^4}{80\pi e^4 h_5} \approx 2.2 \frac{\mu(M/M_\odot)^3}{T_7(R)R_g^4(1-r_g/R)}. \quad (19)$$

Оптическая толщина тормозящего слоя приблизительно равна

$$\tau = \int_R^\infty \frac{\chi \rho(r) dr}{\sqrt{1-r_g/r}} \approx \frac{0.19(1+X)\rho_R h_5}{\sqrt{1-r_g/R}} \approx \frac{2.6(1+X)}{\sqrt{1-r_g/R}} R_g^{-2} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^2. \quad (20)$$

Для нейтронных конфигураций эта величина изменяется в интервале от

$$\tau \approx 0.003 \text{ до } \tau \approx 23 \text{ при } X \approx 1.$$

Плотность ρ_r у дна атмосферы определяется в основном массой конфигурации и ее температурой. Эффективная длина торможения аккреционного потока порядка h_5 , которая очень мала по сравнению с R .

Выражаем благодарность участникам семинара кафедры теоретической физики ЕГУ.

Ереванский государственный
университет

Институт прикладных проблем физики
АН Арм. ССР.

ON THE THEORY OF ACCRETING NEUTRON STARS. II

G.P.ALOJANTS, L.Sh.GRIGORIAN, G.S.SAHAKIAN, A.V.SARKISSIAN

The investigation of neutron star in the regime of radial accretion of matter are continued. Thickness and masses of characteristic external layers (where the chemical composition is different from the equilibrium) of Ae-shell are calculated.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.П.Алоджанц, Л.Ш.Григорян, Г.С.Саакян, А.В.Саркисян, *Астрофизика*, **29**, 573, 1988.
2. Г.С.Саакян, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, Наука, М., 1972.
3. L.Sh.Grigorian, G.S.Sahakian, *Astrophys. and Space Sci.*, **95**, 305, 1983.
4. М.Шварцшильда, *Строение и эволюция звезд*, М., 1961.
5. K.S.Thorne, *Astrophys. J.*, **212**, 825, 1977.
6. Н.Кролл, А.Трайвелис, *Основы физики плазмы*, Мир, М., 1975.

УДК 524.45-355

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГОЛУБЫХ КОМПАКТНЫХ
КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИК В СКОПЛЕНИИ ДЕВЫ

Ю.И. ИЗOTOV, Н.Г.ГУСЕВА

Поступила 11 октября 1988
Принята к печати 23 января 1989

Представлены результаты спектральных наблюдений 28 голубых компактных карликовых галактик (BCDG) и кандидатов в BCDG в области скопления Девы. Из полного числа наблюдавшихся галактик 7 отнесены к BCDG. Получен ионный состав и содержание тяжелых элементов в галактиках с эмиссионными линиями. Показано, что все наблюдавшиеся галактики, принадлежащие скоплению Девы, относятся к одному типу галактик, находящихся на разных стадиях эволюции. Сделан вывод, что процесс звездообразования в них носит вспышечный характер.

1. Введение. Голубые компактные карликовые галактики или BCDG (Blue Compact Dwarf Galaxies) характеризуются активными процессами звездообразования, сравнимыми по темпам со спиральными галактиками. Спектральные наблюдения [1] показывают, что голубые компактные карликовые галактики бедны тяжелыми элементами. Некоторые BCDG, по-видимому, не содержат позднего населения звезд [2,3], что свидетельствует об их эволюционной молодости. Голубые компактные карликовые галактики имеют небольшие массы $M_T \sim 10^8 - 10^9 M_\odot$, со значительной долей (десятки процентов) газовой составляющей. Кроме того, BCDG не имеют сложной структуры, что позволяет использовать достаточно простые модели [4] при исследовании происхождения и химической эволюции этого типа галактик.

В данной работе приведены результаты спектральных наблюдений голубых компактных карликовых галактик в области скопления Девы, которые сравниваются с данными наблюдений тех же объектов в радиодиапазоне [5], а также с результатами расчетов моделей химической эволюции [4].

2. Наблюдения и обработка. В работе [6] приведен список 64 галактик из каталога VCC (Virgo Cluster Catalog), отнесенных к BCDG или к кандидатам в BCDG по морфологическим признакам — компактности и высокой поверхностной яркости. Для наблюдений были отобраны 28 галактик из 64, имеющих видимую величину $\leq 16^m$. Наблюдения проведе-

ны авторами совместно с В.А.Липовецким и А.И.Шаповаловой (САО АН СССР) в период с 7 по 9 марта 1988г. на сканере БТА САО АН СССР в спектральном диапазоне $\lambda\lambda$ 360-540 нм с дифракционной решеткой, имеющей дисперсию 10 нм/мм. Спектральное разрешение составляет 0.5нм. Первичная редукция наблюдений проводилась по стандартной методике, разработанной в САО АН СССР.

Таблица 1

СПИСОК НАБЛЮДАВШИХСЯ ГАЛАКТИК

№	VCC	Другие названия	α_{1950}	δ_{1950}	Тип [6]	$B_T[6]$	Принадлежность к скоплению
1	2	3	4	5	6	7	8
1	10	IC 3017	12°06'52"	+13°51'06"	BCD:	14.75	—
2	22		12 07 51	+12 26 54	BCD?	16.0	—
3	24		12 08 03	+12 02 18	BCD	14.95	M
4	102		12 11 35	+13 51 54	BCD or merger	15.04	—
5	144		12 12 44	+06 02 24	BCD	15.31	M
6	148		12 12 54	+15 31 24	BCD or S	15.3	—
7	172		12 13 28	+04 55 42	BCD:	14.5	—
8	202		12 14 03	+07 19 24	BCD?	16.0	—
9	213	IC 2094	12 13 23	+13 54 12	ds?/BCD?	14.44	M
10	281	UGC 7305	12 15 43	+14 01 36	dSO or BCD	15.3	M
11	324	UGC 7354 Mark 49	12 16 37	+04 08 00	BCD	14.78	—
12	340		12 16 49	+06 11 30	BCD or merger	14.43	—
13	380		12 17 20	+08 00 18	BCD	15.2	M
14	459		12 18 40	+17 54 54	BCD	14.95	M
15	468		12 18 46	+04 21 18	BCD?	16.0	—
16	513		12 19 25	+02 37 24	BCD?	15.1	—
17	541		12 19 45	+04 33 48	BCD	16.0	—
18	641		12 20 55	+06 05 36	BCD?	15.08	—
19	741		12 22 08	+04 00 12	BCD?	15.5	—
20	890		12 23 48	+06 56 42	BCD?	16.0	—
21	1174		12 26 46	+10 12 54	BCD?	15.5	—
22	1258		12 27 34	+16 39 06	BCD or merger	15.30	—
23	1262		12 27 39	+03 51 00	BCD?	15.1	—
24	1423		12 29 43	+03 16 30	BCD?	16.0	—
25	1437		12 30 01	+09 26 54	BCD	15.7	M
26	1572		12 32 02	+02 50 42	BCD	16.0	—
27	2033		12 43 33	+08 44 54	BCD	14.65	M
28	2096		12 50 55	+11 59 06	BCD or merger	15.8	—

В табл.1 приведен список наблюдавшихся галактик, где даны номер галактики по каталогу VCC и другим каталогам, экваториальные координаты на эпоху 1950.0, тип галактики, видимая звездная величина и принадлежность к скоплению Девы («M» — член скопления, «—» — предполагаемый член скопления) по данным [6].

3. Лучевые скорости и принадлежность к BCDG. Из 28 наблюдавшихся галактик эмиссионные линии зарегистрированы у 11 галактик. Для них гелиоцентрические скорости V_{\odot} определены по сильным эмиссионным лини-

ям H_{β} , [O III] 495.9нм, [O III] 500.7нм.

В табл. 2 приведены значения V_{\odot} , полученные для всей выборки по данным каталога [6], а также по радионаблюдениям в линии 21 см [5], оптическим наблюдениям [7] и результатам данной работы. Здесь же даны расстояния до галактик d и абсолютные звездные величины M_B . Для галактик с $-700 \text{ км/с} < V_{\odot} < +2700 \text{ км/с}$ принят модуль расстояния скопления Девы по работе [6] $m-M=31.7$ ($d=21.9 \text{ Мпк}$), для остальных галактик расстояние определялось по красному смещению с постоянной Хаббла $H_0=75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$.

Таблица 2

ГЕЛИОЦЕНТРИЧЕСКИЕ СКОРОСТИ ГАЛАКТИК V_{\odot}

VCC	V_{\odot} (км с ⁻¹)				d , (Мпк)	M_B	Принадлежность к BCDG
	[5]	[6]	[7]	Данная работа			
10	1944	1973			21.9	-17.0	-
22		1691			21.9	-15.7	-
24	1281	1289	1116	1288	21.9	-16.8	+
102							-
144	1960	2014		2008	21.9	-16.4	+
148		7934		7818	104.2	-19.8	-
172	2167	2175	2181		21.9	-17.2	-
202			14157		188.8	-20.4	-
213	-169	-154			21.9	-17.3	-
281		203	257		21.9	-16.4	-
324	1582	1524		1423	21.9	-16.9	+
340		1512			21.9	-17.3	-
380		3779			50.4	-18.3	-
459	2107	2108		1390	21.9	-16.8	+
468		1979			21.9	-15.7	-
513		1832			21.9	-16.6	-
541							-
641		906			21.9	-16.6	-
741		1861		2058	21.9	-16.2	+
890							-
1174							-
1258			9332	9362	124.8	-20.2	-
1262		5248		5348	71.3	-19.2	-
1423							-
1437	1576	1160		1203	21.9	-16.0	+
1572		1848			21.9	-15.7	-
2033	1486	1486	1629	1651	21.9	-17.1	+
2096				19567	260.9	-21.3	-

В данной работе приняты дополнительные по отношению к работе [6] критерии принадлежности галактик к BCDG: 1) абсолютная звездная величина $M_B \geq -17^m$; 2) наличие в спектре узких эмиссионных линий. В последней колонке табл. 2 отмечены галактики, отнесенные к BCDG по результатам данной работы.

Из галактик с эмиссионными линиями объекты VCC148, VCC1258, VCC1262 и VCC2096 имеют высокую светимость $M_B < -17^m$ и не относятся к голубым компактным карликовым галактикам. По лучевым скоростям их нельзя также отнести к членам скопления Девы. Галактика VCC2096 состоит из двух компонентов, имеющих одинаковую скорость по лучу

зрения и, по-видимому, является взаимодействующей галактикой.

По спектральным признакам к голубым компактным галактикам относятся объекты VCC24, 144, 324, 459, 741, 1437 и 2033. Однако в спектре галактики VCC1437 присутствуют сильные линии поглощения бальмеровской серии с эквивалентными ширинами ~ 1 нм, что существенно выше значений ~ 0.2 нм, типичных для областей ионизованного водорода [8]. По-видимому, в VCC 1437 область H II занимает небольшую долю галактики, в которой доминируют звезды спектральных классов B и A.

4. *Химический состав галактик и модели химической эволюции.* Результаты спектральных наблюдений галактик с эмиссионными линиями представлены в табл. 3, где приведены длины волн несмещенных линий, интенсивности эмиссионных линий в единицах интенсивности H_β , исправленные за галактическую экстинкцию, а в случае VCC 144 и VCC 324 — за внегалактическую экстинкцию, определенную из сравнения наблюдаемого и теоретического отношения интенсивностей линий H_γ и H_β . Для теоретических отношений интенсивностей линий H_γ и H_β брались значения, рассчитанные в рамках фотоионизационной модели (случай B в [14]). В 10-ой и 11-ой строчках приведены $EW(H_\beta)$ — эквивалентная ширина линии H_β в нм и $C_e(H_\beta)$ — логарифмическая экстинкция на длине волны H_β . Исправление эмиссионных линий бальмеровской серии за линии поглощения звездной составляющей галактик не производилось, поскольку эквивалентные ширины линий поглощения бальмеровской серии в BCDG существенно меньше эквивалентных ширин эмиссионных линий. Это подтверждается для галактик VCC144 и VCC324, у которых полученный бальмеровский декремент близок к теоретическому. Исключение составляет галактика VCC1437, где неучет линий поглощения приводит к завышению содержания тяжелых элементов. Для других нельзя сделать однозначного вывода о влиянии линий поглощения звезд на интенсивности эмиссионных линий из-за довольно сильной засветки Луной и малых интенсивностей линий H_γ и H_β .

Для определения электронной температуры T_e и концентрации частиц n_e в областях ионизованного водорода чаще всего используются соответственно отношения интенсивностей линий $[OIII] \frac{\lambda 436.3}{\lambda 495.9 + \lambda 500.7}$ и $[SII] \frac{\lambda 671.7}{\lambda 673.2}$. В данной работе спектры галактик получены только в области 350-530 нм. Ни в одной из галактик не зарегистрирована линия $[OIII] \lambda 436.3$. Поэтому при расчете ионного состава тяжелых элементов принято типичное для внегалактических областей ионизованного водорода значение $n_e = 10^2 \text{ см}^{-3}$, а электронная температура определялась по эмпирическому соотношению, полученному в [9].

В табл. 3 для галактик с эмиссионными линиями представлены элект-

Таблица 3

РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ГАЛАКТИК С ЭМИССИОННЫМИ ЛИНИЯМИ

	Галактика, VCC								
	24	144	148	324	741	1258	1437	2033	2096S
[OII] 373.7 _{нм}	4.67±0.64	3.42±1.01	2.70±0.36	1.56±0.44	2.10±0.36	2.53±0.47	2.70±0.31	5.60±0.49	1.66±0.29
[NeIII] 386.9		0.36±0.12		0.16±0.05					
[NeIII]+H γ 396.8				0.16±0.05					
H α 410.2		0.27±0.08		0.30±0.05					
H γ 434.0		0.47±0.09		0.47±0.08					
HeI 447.2				0.06±0.01					
H β 486.1	1.00±0.16	1.00±0.07	1.00±0.07	1.00±0.07	1.00±0.08	1.00±0.10	1.00±0.06	1.00±0.05	1.00±0.08
[OIII] 495.9	0.85±0.15	1.03±0.08	0.44±0.08	1.05±0.28	1.83±0.28	0.33±0.08	0.75±0.10	0.40±0.05	0.75±0.14
[OIII] 500.7	1.69±0.24	2.87±0.22	0.98±0.14	2.80±0.20	3.90±0.49	0.95±0.19	2.07±0.22	1.56±0.14	2.03±0.28
EW(H β), нм	0.39	3.69	1.16	17.3	0.64	0.59	0.42	0.90	1.02
C(H β)		0.43		0.66					
T _e , K	10380±885	10440±890	8440±670	9386±775	10650±915	8170±640	9450±780	10680±920	8700±700
n _e , см ⁻³	100	100	100	100	100	100	100	100	100
(O ⁺⁺ /H ⁺) · 10 ⁵	6.10±4.21	17.3±9.10	6.93±4.92	12.5±6.70	12.6±8.20	7.10±5.99	9.19±5.71	4.28±2.49	12.2±8.70
(O ⁺ /H ⁺) · 10 ⁵	15.4±9.30	11.0±8.20	22.5±14.2	7.64±5.73	6.22±3.91	24.8±17.2	13.3±7.80	17.3±9.20	12.0±8.00
(Ne ⁺⁺ /H ⁺) · 10 ⁵		2.97±2.26		1.91±1.44					
12+lg(O/H)	8.33±0.27	8.45±0.27	8.47±0.28	8.30±0.27	8.28±0.28	8.50±0.32	8.35±0.26	8.33±0.24	8.38±0.30
12+lg(Ne/H)		7.75±0.33		7.32±0.33					

ронная температура T_e , ионные концентрации O^{++}/H^+ , O^+/H^+ и Ne^{++}/H^+ , а также содержание кислорода и неона. Полученные обилия кислорода для всех галактик в 2-4 раза меньше солнечного и типичны для BCDG. Среднее значение $12 + \lg \frac{O}{H}$ для наблюдавшихся в данной работе голубых компактных галактик равно 8.34 ± 0.06 . В областях ионизованного водорода, расположенных в галактиках VCC148, VCC1258 и VCC2096S, имеющих большую светимость и не относящихся к BCDG, электронная температура существенно ниже, чем в голубых компактных карликовых галактиках, из-за большего содержания кислорода (среднее значение $12 + \lg \frac{O}{H} = 8.45 \pm 0.06$).

В работе [4] на основе оптических и радиоданных проведено сравнение наблюдаемых характеристик голубых компактных карликовых галактик и гигантских областей ионизованного водорода в неправильных галактиках с характеристиками, полученными из моделей химической эволюции. Рассматривались простые модели химической эволюции галактик с постоянной массой и с неизменяющимся с течением времени темпом звездообразования. Было показано, что для BCDG и неправильных галактик содержание тяжелых элементов увеличивается с ростом полной массы галактики M_T и уменьшается с увеличением отношения массы газа M_g к полной массе M_T . Найдено хорошее согласие между наблюдаемыми характеристиками галактик и модельными расчетами.

Рассмотрим, в какой степени модели химической эволюции, рассчитанные в [4], соответствуют результатам данной работы. В табл.4 приведены интегральные характеристики галактик по оптическим и радиоданным. Здесь $A(0)$ — линейный диаметр галактики, полученный из приведенного в [6] углового диаметра, M_H/M_\odot и M_T/M_\odot — масса водорода и полная масса галактики в массах Солнца, определенные в соответствии с [10].

Результаты наблюдений в линии 21 см атомарного водорода приведены в [5]. L/L_\odot — светимость галактики в светимостях Солнца, Z — содержание тяжелых элементов, определенное по содержанию O.

При расчете Z принято, что кислород по массе составляет 45% от полного содержания тяжелых элементов [4]. Звездочками отмечены галактики, не относящиеся к скоплению Девы. Средние значения величин, приведенные в табл.4, рассчитаны только для галактик из скопления Девы.

Как следует из табл.4, средние интегральные характеристики галактик с эмиссионными линиями и галактик без признаков эмиссии практически не отличаются.

Значения M_H/L и M_T/L близки к величинам, характерным для галактик со вспышками звездообразования и спиральных галактик поздних

типов [11]. Отсутствие различий между интегральными характеристиками галактик с эмиссионными линиями и без них свидетельствует о том, что это один класс объектов, находящихся на разных этапах эволюции. Процесс

Таблица 4

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЛАКТИК

VCC	A(O), кпк	M_H/M_\odot	M_T/M_\odot	M_H/M_T	L/L_\odot	$\lg \frac{M_H}{L}$	$\lg \frac{M_T}{L}$	$Z \cdot 10^3$
-----	--------------	---------------	---------------	-----------	-------------	---------------------	---------------------	----------------

а) Галактики с эмиссионными линиями

24	4.94	$4.0 \cdot 10^7$	$6.74 \cdot 10^7$	0.059	$8.17 \cdot 10^4$	-0.31	0.92	(6.08 ± 3.79)
144	2.86	$2.6 \cdot 10^7$	$1.77 \cdot 10^7$	0.147	$5.65 \cdot 10^4$	-0.33	0.50	(8.00 ± 4.88)
148*	11.0	$3.1 \cdot 10^7$	$6.81 \cdot 10^7$	0.451	$1.29 \cdot 10^5$	-0.62	-0.28	(8.40 ± 5.46)
324	7.48	$2.57 \cdot 10^7$	$9.50 \cdot 10^7$	0.271	$8.95 \cdot 10^4$	-0.54	0.03	(5.67 ± 3.49)
459	4.02	$2.79 \cdot 10^7$	$2.22 \cdot 10^7$	0.126	$8.17 \cdot 10^4$	-0.47	0.43	
741	4.02	$1.83 \cdot 10^7$	$2.07 \cdot 10^7$	0.088	$4.70 \cdot 10^4$	-0.41	0.64	(5.42 ± 3.47)
1258*	13.2	$2.18 \cdot 10^7$			$1.87 \cdot 10^5$	< -0.93		(8.96 ± 6.50)
1262*	11.1	$1.92 \cdot 10^7$	$9.65 \cdot 10^7$	0.199	$7.45 \cdot 10^4$	-0.59	0.11	
1437	2.66	$1.50 \cdot 10^7$	$5.67 \cdot 10^7$	0.260	$3.91 \cdot 10^4$	-0.42	0.17	(6.37 ± 3.84)
2033	3.42	$4.63 \cdot 10^7$	$2.09 \cdot 10^7$	0.222	$1.08 \cdot 10^5$	-1.37	-0.71	(6.08 ± 3.29)
2096	30.2	$3.53 \cdot 10^7$			$5.15 \cdot 10^4$	< -1.16		(6.82 ± 4.71)
среднее		$2.25 \cdot 10^7$	$2.08 \cdot 10^7$	0.168	$7.19 \cdot 10^4$	-0.57	0.29	6.27

б) Галактики без эмиссионных линий

10	5.18	$2.74 \cdot 10^8$	$5.54 \cdot 10^8$	0.050	$9.38 \cdot 10^8$	-0.53	0.77	
22	1.16	$5.22 \cdot 10^7$	$2.10 \cdot 10^8$	0.249	$2.97 \cdot 10^8$	-0.76	-0.15	
172	6.83	$5.41 \cdot 10^8$	$4.50 \cdot 10^8$	0.120	$1.18 \cdot 10^9$	-0.34	0.58	
202*	13.8	$3.78 \cdot 10^8$			$2.21 \cdot 10^{10}$	< -0.77		
213	4.61	$1.37 \cdot 10^8$	$2.21 \cdot 10^8$	0.062	$1.25 \cdot 10^9$	-0.96	0.25	
281	0.057	$6.28 \cdot 10^7$	$1.42 \cdot 10^7$		$5.66 \cdot 10^8$	-0.95		
340	5.68	$3.09 \cdot 10^8$	$1.48 \cdot 10^8$	0.209	$1.26 \cdot 10^9$	-0.61	0.070	
380*	13.1	$1.03 \cdot 10^9$	$6.47 \cdot 10^8$	0.159	$3.29 \cdot 10^9$	-0.50	0.29	
468	2.54	$1.46 \cdot 10^8$	$2.63 \cdot 10^8$	0.555	$2.97 \cdot 10^8$	-0.31	-0.053	
513	3.42	$3.05 \cdot 10^7$	$1.42 \cdot 10^8$	0.022	$6.81 \cdot 10^8$	-1.35	0.32	
641	3.42	$1.28 \cdot 10^8$	$1.37 \cdot 10^8$	0.093	$6.93 \cdot 10^8$	-0.73	0.30	
1572	4.61	$1.87 \cdot 10^8$	$3.17 \cdot 10^8$	0.590	$2.97 \cdot 10^8$	-0.20	0.028	
среднее		$1.87 \cdot 10^8$	$1.92 \cdot 10^8$	0.145	$7.46 \cdot 10^8$	-0.67	0.24	

звездообразования в этих галактиках носит вспышечный характер. Галактики с эмиссионными линиями наблюдаются в период вспышки звездообразования, тогда как галактики без признаков эмиссий находятся в спокойном состоянии в период между вспышками. Интегральные характеристики галактик $M_H/M_\odot, M_T/M_\odot, L/L_\odot$, по-видимому, не связаны с текущей скоростью звездообразования.

В работе [4] показано, что для голубых компактных карликовых

галактик и гигантских областей ионизованного водорода в неправильных галактиках существует тесная корреляционная связь между содержанием тяжелых элементов Z и полной массой галактики M_T . Такая же зависи-

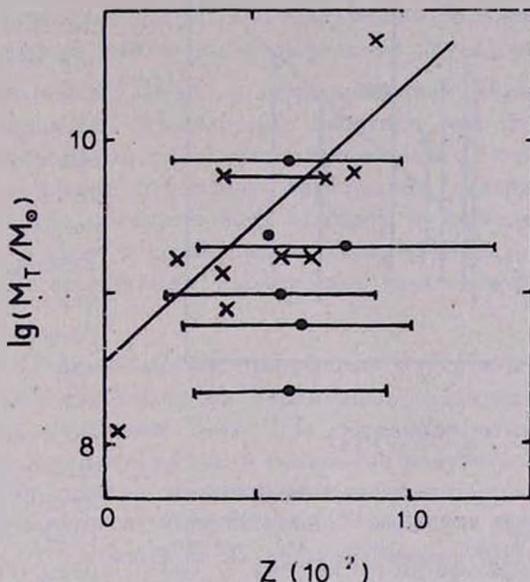


Рис.1. Зависимость полной массы галактики M_T/M_\odot от содержания тяжелых элементов Z . Точками нанесены галактики, наблюдавшиеся в данной работе, крестиками - данные работы [4]. Прямая линия — зависимость $\lg(M_T/M_\odot) - Z$, полученная в [4].

мость существует для эллиптических галактик и галактик Местной группы; обилие тяжелых элементов увеличивается с ростом массы галактики, что указывает на более эффективный процесс звездообразования в массивных системах. На рис.1 представлена зависимость $\lg \frac{M_T}{M_\odot}$ от Z для голубых компактных карликовых галактик из скопления Девы. Здесь же для сравнения приведены данные из работы [4]. Как видно из рис.1, галактики из скопления Девы не укладываются на зависимость $\lg M_T/M_\odot - Z$, а лежат систематически ниже кривой, полученной в [4]. Возможными причинами расхождения результатов данной работы с [4] могут быть следующие: 1) неопределенность в расстояниях до галактик, а следовательно, в массах галактик; 2) неопределенности в химическом составе; 3) влияние скопления галактик на эволюцию BCDG.

Рассмотрим подробнее возможные источники неопределенностей.

1) Как уже отмечалось выше, при определении расстояния до голу-

бых компактных галактик в Деве был принят модуль расстояния $m-M=31.7$. Для того, чтобы галактики в Деве хорошо укладывались на зависимость, полученную в [4], необходимо увеличить расстояние до них

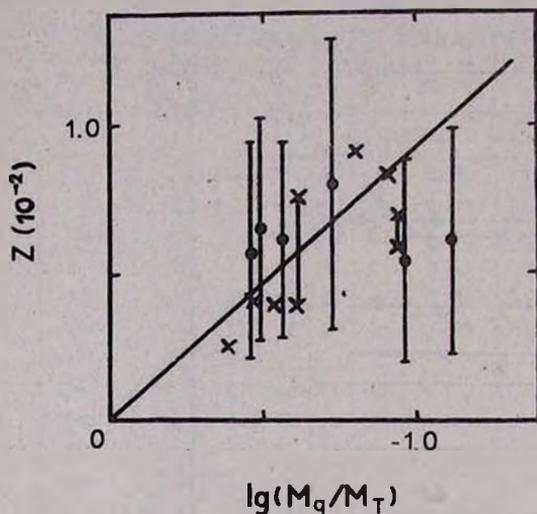


Рис.2. Зависимость содержания тяжелых элементов Z от отношения массы газа M_g к полной массе галактики M_T . Точки — данные для галактик, наблюдавшихся в данной работе, крестики — данные [4]. Прямой нанесена зависимость, полученная в [4].

для окончательного решения этого вопроса необходимо получение спектрограмм с лучшим отношением сигнал/шум для слабых линий. 3) Возможной причиной различий BCDG в скоплении и вне его может быть воздействие скопления на эволюцию голубых компактных галактик, связанное, во-первых, с потерей массы галактикой при ее движении в скоплении, и, во-вторых, с наличием триггерных механизмов в скоплении, приводящих к инициации процессов звездообразования. Такими механизмами могут быть повышенное внешнее газовое давление в скоплении или приливные возмущения со стороны других галактик.

Наконец, в [4] было отмечено, что в относительно непроэволюционировавших системах, таких как BCDG, должна существовать монотонная зависимость между содержанием первичных продуктов нуклеосинтеза, таких, как кислород, и отношением массы газа M_g к полной массе галактики M_T . На рис.2 представлена зависимость между Z и $\lg M_g/M_T$ для голубых компактных карликовых галактик в Деве. Для сравнения приведены данные из работы [4]. Отметим, что при определении массы газа M_g

в ~ 4 раза, что не подтверждается наблюдениями.

2) Возможно существуют систематические расхождения между данной работой и [4] в определении химического состава Z , связанные с отличающимися методами в определении электронной температуры T_e . Температура T_e , определяемая в данной работе по суммарной интенсивности линий OII и OIII для галактик с малым Z , оказывается ниже, чем температура, полученная по отношению интенсивностей линий OIII [12]. А это, в свою очередь, приводит к увеличению содержания кислорода в первом случае. Однако

учтена масса гелия так, что $M_g = 1.25M_H$. Из рис.2 видно, что результаты данной работы удовлетворительно согласуются с полученными в [4] (точки лежат в пределах разброса данных из работы [4]). Это позволяет оценить выход тяжелых элементов, определяемый отношением количества тяжелых элементов, синтезируемых и выброшенных в межзвездную среду одним поколением звезд, к массе этих звезд и их остатков. Эта величина получена в [4] и равна $P = 0.004 \pm 0.001$. Наилучшим образом ей соответствует модель химической эволюции с начальной функцией масс звезд $\Psi(M) = 0.56M^{-2}$ (для $M \geq 1.8M_\odot$), с использованием моделей эволюции звезд с потерей массы [4]. Необходимо отметить, что на рис.2 точкам больше соответствует прямая параллельная оси абсцисс, что может свидетельствовать о постоянстве химсостава при разных содержаниях газа в галактиках. Однако для окончательных выводов нужны дополнительные наблюдения BCDG в Деве и сравнение их характеристик с результатами наблюдений голубых компактных карликовых галактик, расположенных вне скопления.

5. Заключение. В данной работе приведены результаты спектральных наблюдений 28 голубых компактных карликовых галактик и кандидатов в BCDG в области скопления Девы. На основании этих наблюдений, анализа интегральных характеристик и сравнения результатов с моделями химической эволюции сделаны следующие выводы:

1. Из 28 наблюдавшихся галактик лишь 11 галактик имеют в спектрах эмиссионные линии, что указывает на недостаточность выделения BCDG только по морфологическим признакам, проведенного в [6]. Из общего числа галактик с эмиссионными линиями 7 отнесены к голубым компактным карликовым галактикам в скоплении Девы.

2. Сравнение интегральных характеристик — светимости L , массы водорода M_H , полной массы M_T , а также M_H/M_T , M_H/L , M_T/L показывает, что голубые компактные карликовые галактики и галактики без признаков эмиссии в скоплении Девы не различаются по своим характеристикам. Следовательно, все наблюдавшиеся галактики в скоплении Девы относятся к одному типу объектов, находящихся на разных стадиях эволюции.

Процесс звездообразования в этих системах носит вспышечный характер. Галактики с эмиссионными линиями, отнесенные к голубым компактным карликовым галактикам, наблюдаются на стадии активного звездообразования, тогда как галактики без признаков эмиссий находятся на стадии между вспышками звездообразования. Интегральные характеристики галактик — светимость в оптическом диапазоне L , масса газа M_H , полная масса галактики M_T и их отношения не являются характеристиками темпов звездообразования.

3. В отличие от результатов работы [4] для голубых компактных

карликовых галактик в скоплении Девы не обнаружена зависимость между полной массой галактики M_T и содержанием тяжелых элементов Z . Приводятся возможные причины различий результатов данной работы и [4].

Авторы благодарны В.А.Липовецкому за ряд полезных замечаний.

Главная астрономическая
обсерватория АН УССР

SPECTROPHOTOMETRICAL STUDY OF THE BLUE COMPACT DWARF GALAXIES IN THE VIRGO CLUSTER

YU. I. IZOTOV, N. G. GUSEVA

The spectrophotometrical study of 28 blue compact dwarf galaxies (BCDGs) and candidates to BCDGs in the region of Virgo cluster are presented. Seven of the full galaxy number are attributed to BCDGs. The ionic chemical abundances and heavy element content in the emission line galaxies are derived. All observed galaxies which belong to Virgo cluster are of the same type of galaxies on different stages of evolution. The star formation in observed galaxies are shown to be in bursts.

ЛИТЕРАТУРА

1. *D.Kunth*, Sci. Rep. Tohoku Univ., Eight ser., 7, 353, 1987.
2. *D.Kunth, J.M.Martin, S.Maurogordato, L.Vigroux*, STAR-forming Dwarf Galaxies and Related Objects: Proc. Workshop, Paris, 89, 1986.
3. *H.H.Loose, T.X.T.Thuan*, Star-forming Dwarf Galaxies and Related Objects: Proc. Workshop, Paris, 73, 1986.
4. *J.Lequeux, M.Peimbert, J.F.Rayo, A.Serrano, S.Torres-Peimbert*, Astron. and Astrophys., 80, 155, 1979.
5. *G.L.Hoffman, G.Helow, E.E.Salpeter, J.Glosson, A.Sandage*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 63, 247, 1987.
6. *B.Bingelli, A.Sandage, G.A.Tammann*, Astron. J., 90, 1681, 1985.
7. *R.E.Schulte-Ladbeck*, Mitt. Astron. Ges., N67, 385, 1986.
8. *M.L.McCall, P.M.Rybski, G.A.Shields*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 57, 1, 1985.
9. *B.E.J.Pagel, M.G.Edmunds, D.E.Blackwell, M.S.Chun, G.Smith*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 189, 95, 1979.
10. *L.E.Davis, E.R.Seaquist*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 53, 269, 1983.
11. *J.M.Jackson, A.H.Barrett, J.T.Armstrong, P.T.P.Ho*, Astron. J., 93, 531, 1987.
12. *G.Stasinska, G.Comte, L.Vigroux*, Astron. and Astrophys., 154, 352, 1986.
13. *D.K.Milne, L.H.Aller*, Astron. J., 85, 17, 1980.
14. *L.H.Aller*, Physics of Thermal Gaseous Nebulae, D.Reidel, 1984.
15. *J.Zamorano, M.Rego*, Astron. and Astrophys., 170, 31, 1986.
16. *J.Zamorano, M.Rego*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 62, 173, 1985.
17. *J.Audouze, J.Lequeux, M.Levy, A.Vidal-Madjar*, Diffuse Matter in Galaxies, Cargese, France, 1982.

УДК 524.7-355:520.843.054

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ТРЕХ ГАЛАКТИК С УФ — ИЗБЫТКОМ,
СОСТАВЛЯЮЩИХ ФИЗИЧЕСКУЮ СИСТЕМУ

М.А.КАЗАРЯН, Э.С.КАЗАРЯН

Поступила 21 июня 1988

Принята к печати 6 февраля 1989

Приводятся результаты спектрального исследования трех галактик с УФ-избытком, № 346, 347 и 348, из списка [1], составляющих тройную систему. Определены массы газовых составляющих ядер этих галактик, а также масса ядра галактики № 348.

1. Введение. Настоящая работа посвящена спектрофотометрическому исследованию трех галактик с УФ-избытком, которые в списке [1] имеют порядковые номера № 346, 347 и 348 (NGC 7769, 7770 и 7771). Они составляют физическую систему. Как изолированная тройная система эти галактики входят в список [2], некоторые данные об этой системе приводятся также в [3]. Детальное *UBV* — фотометрическое исследование, выполненное на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории, показало, что ядра этих галактик являются голубыми объектами [4]. В табл.1 приведены их спектрально-морфологические (СМ) характеристики, данные *UBV*-фотометрического исследования их ядер, красное смещение, а также абсолютные звездные величины ядер. СМ-характеристики взяты из работы [1], данные *UBV*-фотометрии из [4], а красные смещения — [5,6]. При определении M_V принималось $H=75$ км/с Мпк.

2. Наблюдательный материал. Спектральные наблюдения галактик №346, 347 и 348 проводились на 6-м телескопе САО АН СССР со спектрографом UAGS. Щель спектрографа имела ширину примерно 1" и проходила через ядра галактик. Дисперсия спектрографа примерно 100 Å/мм. При получении спектров галактики № 346 был использован сканнер, а — № 347 и 348 — пленка Kodak 103a-О и ЭОП УМК 91В. В табл.2 приведены сведения о наблюдениях этих галактик.

Для калибровки использовались спектры, полученные ступенчатым ослабителем САО АН СССР. Для определения спектральной чувствительности аппаратуры в качестве стандарта была выбрана звезда Feige 92, распределение энергии в спектре которой известно [7]. Спектры для нее

получены тем же способом на 6-м телескопе. Сканы спектров галактики № 346 обрабатывались вручную. Спектры № 347 и 348 обрабатывались на PDS Бюраканской обсерватории.

ДАННЫЕ ЯДЕР ГАЛАКТИК

Таблица 1

№ Галактики	СМ Характ.	V	U—B	B—V	z	M _v
346	s1	16 ^m .01	-0 ^m .31	0 ^m .28	0.0145	-17 ^m .8
347	d2	17.17	-0.27	0.34	0.0136	-16.5
348	d3	16.72	-0.26	0.31	0.0144	-17.1

3. Эквивалентные ширины и относительные интенсивности эмиссионных линий. Описание спектров этих галактик приведено в работах [5, 6]. На рис.1 приведены скан спектра галактики № 346 и репродукции спектров галактик № 347 и 348. Эквивалентные ширины и относительные интенсивности эмиссионных линий определены обычными методами. Методика обработки спектров этих галактик такая же, как в наших ранних работах. В одной из работ [8] приводятся средние квадратические ошибки, вычисленные для эквивалентных ширин и относительных интенсивностей линий. При определении этих величин для линий, наблюдавшихся в спектрах этих галактик, допускаемые ошибки будут такого же порядка, как в [8].

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Таблица 2

№ Галактики	Дата наблюдения	Время эксп.(мин.)	Спектральный диапазон (А)
346	1.12.1981	10	5650-7100
—	—	10	—
347	2.11.1984	15	4470-7500
—	—	10	3550-6400
348	—	12	4470-7500
—	—	10	3550-6400

В табл.3 приведены эквивалентные ширины и относительные интенсивности эмиссионных линий. Спектры, полученные для галактики № 346, охватывают только длинноволновую область, куда попадают эмиссионные линии [SII] $\lambda\lambda 6731, 6717$, [N II] $\lambda\lambda 6584, 6548$ и H _{α} , и только для них определены эквивалентные ширины. Крестик в табл. 3 означает, что линия [OIII] $\lambda 4959$ в спектре галактики № 347 слаба и ее эквивалентную ширину и относительную интенсивность трудно было определить.

4. Электронная плотность и масса газовой составляющей ядер галактик. Электронные плотности, радиус эффективного объема газовой составляющей и массы газовых составляющих ядер галактик № 346, 347 и 348 определены общепринятыми методами. В частности, они описываются в

работах [8, 9].

Электронная плотность для газовой составляющей ядер этих галактик определялась при помощи отношений интенсивностей линий $[S II] \lambda\lambda 6717$ и 6731 ($R=I_{6717}/I_{6731}$). Эти результаты приведены в табл. 4.

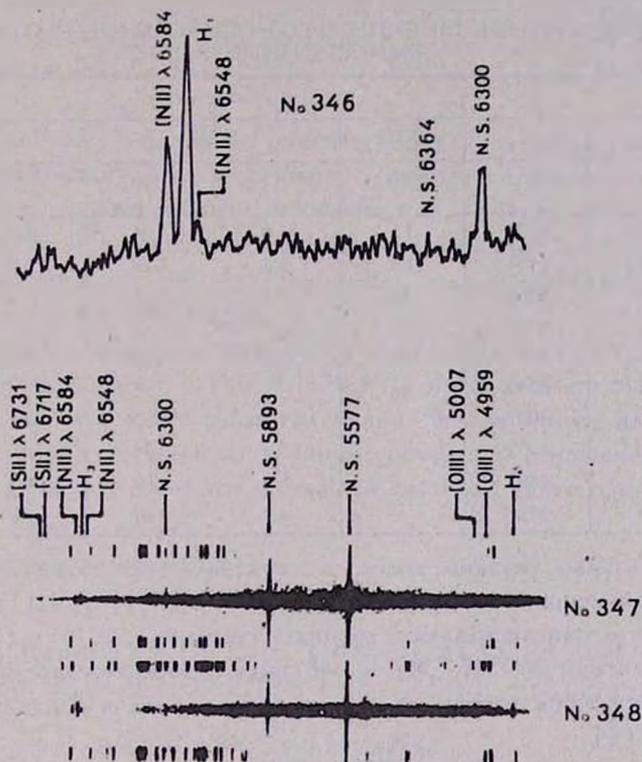


Рис. 1. Скан спектра галактики №346 и репродукции спектров галактик № 347 и 348.

5. *Обсуждение результатов.* Галактика № 346 имеет характеристику «s», а № 347 и 348 — «d». В работе [1] показано, что области, обладающие характеристикой «s», имеют размеры меньше $10''$, а «d» — больше $10''$. В [4] приведены угловые диаметры ядер галактик № 346, 347 и 348, которые равны $4''$, $3''.5$ и $4''$ соответственно. В табл.1 для этих ядер

приведены значения $U-B$, свидетельствующие о том, что ядра имеют сильный УФ-избыток. УФ-избыток галактики № 346, который отмечается баллом «1», по всей вероятности, наблюдается из ядра. Однако этого нельзя сказать о галактиках № 347 и 348. УФ-избыток этих галактик наблюдается из более пространных ярких центральных областей, причем у галактики № 347 избыток сильнее (балл «2»), чем у галактики № 348 (балл «3»). Эти результаты подтверждаются данными, полученными в работе [4] для этих областей в цвете $U-B$.

Таблица 3

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ И ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

Ион	λ_0	Галактика				
		№346	№347		№348	
		$W_1(A)$	$W_1(A)$	I_1/I_{H_β}	$W_1(A)$	I_1/I_{H_β}
[SII]	6731	3.1	2.8	1.04	2.4	0.93
[SII]	6717	2.6	3.2	1.20	2.2	0.86
[NII]	6584	14.0	12.5	3.25	11.6	4.99
H_α	6563					
		18.9	46.7	11.88	37.6	15.63
[NII]	6548					
[OIII]	5007		9.2	1.07	0.8	0.2
[OIII]	4959		3.5	0.39	+	+
H_β	4861		9.3	1.00	4.3	1.00
[OII]	3727		4.8	0.69	7.6	4.92

Как было сказано выше, в спектрах этих галактик наблюдаются сильные эмиссионные линии водорода, [SII], [NII], [OIII] и других ионов. Кроме того, они составляют тройную систему.

Галактики № 346, 347 и 348 имеют морфологические типы Sc, S0 и SBc. Эти типы хорошо видны на фотографиях в B -лучах, приведенных в работе [4].

Крылья линий H_α и [NII] λ 6548 перекрывают друг друга, по этой причине они не отделяются. Мы нашли целесообразным их относительные интенсивности считать вместе. Используя теоретическое отношение линий ионизованного азота $I_{[NII]\lambda 6584}/I_{[NII]\lambda 6548}=3$, а также значения относительных интенсивностей $I_{H_\alpha+[NII]\lambda 6548}/I_{H_\beta}$ галактик № 347 и 348, приведенные в табл.3, можно оценить относительные интенсивности I_{H_α}/I_{H_β} для этих галактик. Они равны 10.80 и 13.99 соответственно. Эти значения намного больше значения I_{H_α}/I_{H_β} , полученного для газовых туманностей для модели «В». Поэтому можно считать, что одной из причин такого значения I_{H_α}/I_{H_β} является пыль, поглощение со стороны которой имеет место в галактиках

№ 347 и 348.

Эмиссионные линии в спектре галактики № 348 наклонены, что является результатом ее вращения. По этому наклону вычислена линейная скорость вращения ядра этой галактики, которая равна примерно 90 км/с на расстоянии 2" или 560 пк от его центра. Для углового диаметра ядра выше приводится значение 4", т.е. эта величина является его радиусом.

ПАРАМЕТРЫ ГАЗОВОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ЯДЕР ГАЛАКТИК Таблица 4

№ Галактики	R	n_e	r_{eff} (пк)	M (M_\odot)
346	0.84	1950	4.6	$4.8 \cdot 10^3$
347	1.15	880	5.2	$1.3 \cdot 10^3$
348	0.92	1500	3.3	$5.8 \cdot 10^3$

По формуле $M = RV^2/G$ можно оценить массу ядра галактики №348, где R — линейный радиус, на расстоянии которого определена скорость вращения V , G — гравитационная постоянная. С учетом этих данных получается $10^3 M_\odot$. По значениям абсолютной звездной величины ядра в V — лучах, приведенным в табл. 1, и его массы можно определить отношение массы к светимости. Оно равно $M/L = 0.9$.

В [10] для этого триплета определены вириальная масса и отношение массы к светимости, которые равны $9.1 \cdot 10^{10} M_\odot$ и 0.8, соответственно. Из этих данных видно, что масса ядра галактики № 348 примерно на два порядка меньше вириальной массы тройной системы, а отношения массы к светимости, полученные для ядра и тройной системы, почти одинаковые.

Ереванский государственный университет

Бюраканская астрофизическая обсерватория

SPECTROPHOTOMETRY OF THE THREE GALAXIES WITH UV EXCESS WHICH COMPOSE THE TRIPLE SYSTEM

M.A.KAZARIAN, E.S.KAZARIAN

The results of spectrophotometry of galaxies No.346, 347 and 348 with UV excess from list [1], which compose the triple system, are presented. The mass of the gaseous component of the nuclei of these galaxies as well as the mass of the nucleus of galaxy No. 348 are obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.А.Казарян, Э.С.Казарян, *Астрофизика*, 16, 17, 1980.
2. В.Е.Караченцева, И.Д.Караченцев, А.Л.Щербановский, *Изв. САО АН СССР (Астрофиз. исслед.)*, 11, 3, 1979.
3. М.А.Казарян, Э.С.Казарян, *Астрофизика*, 28, 487, 1988.
4. В.С.Тамаян, *Астрофизика*, 20, 43, 1984.

5. М.А.Казарян, Э.С.Казарян, *Астрофизика*, 26, 5, 1987.
6. М.А.Казарян, *Астрофизика*, 27, 399, 1987.
7. R.P.S.Stone, *Astrophys. J.*, 218, 767, 1977.
8. М.А.Казарян, В.С.Тамаян, *Астрофизика*, 18, 192, 1982.
9. М.А.Казарян, *Астрофизика*, 20, 35, 1984.
10. В.Е.Караченцева, И.Д.Караченцев, *Астрофизика*, 18, 5, 1982.

УДК: 524.7—42:520.82

ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ VV150 — ЦЕПОЧКИ
ГАЛАКТИК, СОДЕРЖАЩЕЙ СЕЙФЕРТОВСКУЮ
ГАЛАКТИКУ Mrk176

В.П.РЕШЕТНИКОВ

Поступила 30 мая 1988

Принята к печати 27 октября 1988

Приведены результаты детальной поверхностной *UBV*-фотометрии VV150 — цепочки из четырех взаимодействующих галактик, одна из которых является известной сейфертовской галактикой второго типа Mrk176. Определены стандартные фотометрические параметры галактик: интегральные видимые и абсолютные звездные величины, показатели цвета, индексы концентрации, параметры приближения галактик двухкомпонентной моделью (балдж + экспоненциальный диск) и некоторые другие. Приведены распределения поверхностной яркости галактик в разных цветовых полосах, распределение цвета $B - V$ вдоль большой оси Mrk176. Показано, что ярчайшая галактика системы — Mrk176 — обладает сложной асимметричной внутренней структурой, в которой можно выделить балдж, бар, деформированный и изогнутый приливным влиянием спутников диск и возможно, внутреннее псевдокольцо (кольцо).

1. Введение. Настоящая работа продолжает серию статей, посвященных ведущемуся в АО ЛГУ детальному изучению пекулярных и взаимодействующих галактик [1 — 2]. В ней рассматривается система взаимодействующих галактик VV150 (Arg 322, I Zw 27), снимок которой приведен на рис. 1.

В каталоге взаимодействующих галактик [3] эта система рассматривается как цепочка из четырех галактик. Однако примерно в $1'$ к *SE* от ярчайшей галактики находится еще одна — видимая с ребра спиральная галактика, лучевая скорость которой (8030 км/с) близка к лучевым скоростям остальных галактик [4]. Согласно стандартным критериям выделения пространственных группировок объектов, эта галактика образует с остальными группу (как группа из пяти галактик VV150 отмечена в списке групп Хиксона под номером 56 [5]), однако она не показывает искажений формы и не погружена в общую оболочку, окружающую приведенную на рис. 1 галактики [6]. В настоящей работе VV150 рассматривается как объект каталога взаимодействующих галактик [3] и изучаются лишь галактики, изображенные на рис. 1. Там, где обсуждаются интегральные характеристики группы (раздел 3.1), привлекаются данные и о пятой галактике. В

дальнейшем во всей работе используется идентификация галактик, введенная в [5], — отсутствующая на рис.1 галактика обозначается А, а остальные — с востока на запад — В, С, D и Е.

Главная особенность VV150 состоит в том, что ее ярчайший член (В) является известной сейфертовской галактикой второго типа M₈₁176. В настоящее время известен и частично исследован ряд тесных групп и взаимодействующих систем, в состав которых входят галактики с активными ядрами (например, [7—9]), однако их детальное фотометрическое изучение не проводилось. Как показано в последние годы (см., например, [10]), взаимодействие галактик является, по - видимому, одной из причин, обуславливающих активность их ядер, и поэтому исследование сейфертовских галактик в составе взаимодействующих систем представляет большой интерес с точки зрения понимания природы их активности.

2. Наблюдения и обработка. Фотографические наблюдения VV150 были выполнены в марте 1979 г. в прямом фокусе 2.6 - метрового телескопа Бюраканской астрофизической обсерватории (масштаб снимков 21".7/мм). Сведения о наблюдательном материале приведены в табл.1, где в первом столбце — дата наблюдений, во втором — номер пластинки в соответствии с нумерацией стеклотеки БАО и далее — фильтр, тип эмульсии, продолжительность экспозиции. Качество изображения во время наблюдений составляло 2" — 3".

Таблица 1

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Дата	№	Фильтр	Эмульсия	Экспозиция
2/3.03.1979	1158	УФСЗ	103а О	50"
3/4	1169	УФСЗ	103а О	50
2/3	1070	GG13	103а О	30
2/3	1157	БС8	103а О	40
2/3	1072	ЖС18	103а D	40
2/3	1159	ЖС18	103а D	45

Калибровка производилась по маркам трубочного фотометра. Для стандартизации фотографических данных использованы фотоэлектрические наблюдения галактики С, выполненные на 60 - см телескопе САО АН СССР с диафрагмой 28".9 : $V = 14.71 \pm 0.02$, $B - V = +1.00 \pm 0.04$, $U - B = +0.36 \pm 0.06$ [11]. Инструментальная система 2.6 - метрового телескопа близка к стандартной [12] и поправки за нее не вводились.

Пластинки были записаны на магнитную ленту на микрофотометре AMD САО АН СССР. Размер измерительной диафрагмы составлял 20×20 мкм (0".4 × 0".4), шаг записи по сканам и отсчетам — 20 мкм, размер записанного участка — 300 × 300 (2'.17 × 2'.17). Вся дальнейшая

обработка произведена в АО ЛГУ при помощи комплекса программ для цифровой обработки фотографических наблюдений протяженных объектов [13].

3. Результаты и обсуждение.

3.1) *Интегральные характеристики VV150.* На рис.2 показаны изофоты исследуемой системы в цветовых полосах B и V . Интегральные (асимптотические) видимые звездные величины, цвета и светимости галактик приведены в табл.2. Поправки на внутреннее поглощение в галактиках не вводились, так как из-за частичного контакта и искажения внешних областей галактик их наклоны и, следовательно, величины поправок определяются неуверенно. Абсолютные звездные величины рассчитаны при $H = 75$ км/с Мпк и галактоцентрической лучевой скорости группы в целом V инд $R1 = 8060$ »км/с» (медианное значение для пяти галактик по [4]). Принятым значениям V_R и H соответствует масштаб $1'' = 0.52$ кпк.

С учетом видимой светимости галактики A ($B = 16.58$ по [14]) интегральная видимая звездная величина системы $B = 14.30$. Согласно [15] видимая звездная величина всех пяти галактик $m_{zв} = 14.7$. Редуцировав систему звездных величин каталога Цвикки в стандартную B - систему [16, 17], получаем $B = 14.1 - 14.3$, т.е. значение, хорошо согласующееся с полученным в настоящей работе. Для Mгk 176 приведенные в табл.2 звездные величины и цвета находятся в прекрасном согласии с фотоэлектрическими наблюдениями этой галактики в диафрагме $37'' .5$ (в эту диафрагму проваливается практически вся галактика) : $B = 15.30$, $B - V = +0.96$ и $U - B = +0.09$ [11], однако это согласие может быть отчасти случайным из-за переменности ядра Mгk 176 [18].

Основные динамические параметры группы из пяти галактик, вычисленные с учетом взвешивания по светимостям (формулы см. в [19]), следующие:

вириальный радиус группы $R_{VT} = 73'' .6$ (38.3 кпк) ;

дисперсия лучевых скоростей (с учетом ошибок измерения $v_V = 75$ км/с [4]) $\sigma_V = 119$ км/с ; вириальная масса $M_{VT} = 3.8 \cdot 10^{11} M_{\odot}$; отношение вириальной массы к светимости в фильтре B (в солнечных единицах) $f_{VT}^B = 11$; вириальное время пересечения $\tau_{VT} H = 0.01$.

Указанное выше значение f_{VT}^B несколько завышено, так как при его вычислении использована наблюдаемая полная светимость группы. С учетом внутреннего поглощения в галактиках, найденного согласно рекомендациям RC2 [20], отношение M_{VT}/L_{B_0} уменьшается до 8. Следовательно, для рассматриваемой компактной группы значение f_{VT}^B близко к отношению масса/светимость, полученному для одиночных и двойных галактик ранних

морфологических типов.

3.2) Основные фотометрические параметры и морфологическая классификация галактик. В нижней части табл.2 приведены стандартные фотометрические характеристики галактик VV150.

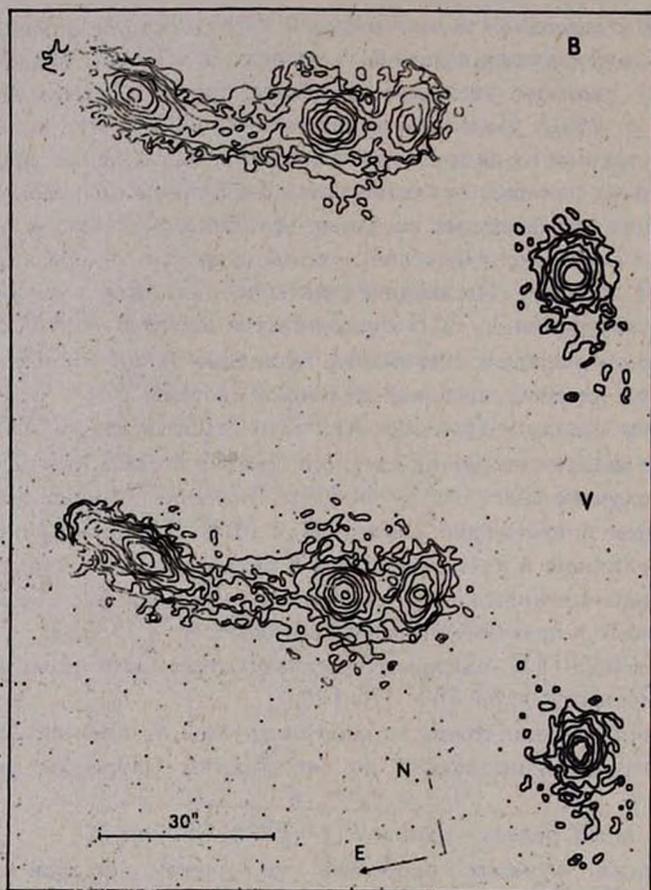


Рис.2. Распределение поверхностной яркости VV, 150 в цветовых полосах B и V. Ярчайшая изофота в фильтре B — 20.0, крайняя — 24.0; в V — 19.0 и 23.0 соответственно. Шаг по изофотам — 0.5.

Параметры стандартной двухкомпонентной модели галактик (балдж с распределением поверхностной яркости

Таблица 2

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ VV150

Параметр/Галактика	Mrk 176 (B)	C	D	E
α, δ (1950)		11 ^h 29 ^m .8,	+53 ^o 13'	
l, b		147 ^o .16,	60 ^o .31	
Поглощение в Галактике, A_B [21]		0.0		
V_B (км/с)[4]	8000	8300	8060	8280
Морфологический тип*	SB(rs)в	S0/a	Sab	S ^o
Интегральная видимая звездная величина, $B_T (\pm 0.1)$	15.29	16.01	16.71	16.29
Интегральные показатели цвета (± 0.1), $(B-V)_T$	+0.91	+1.00	+0.95	+0.68
$(U-B)_T$	+0.11	+0.36	+0.24	+0.22
Абсолютная зв. вел., M_{B_T}	-19.87	-19.15	-18.45	-18.87
Большая ось, $a (\mu_B=24)$ **	40,21.0	24,12.5	19,9.8	20.5, 10.7
Позиционный угол б.оси	44 ^o	39 ^o :	140 ^o	0 ^o
Видимое сжатие, $b/a (\mu_B=24)$	0.3	0.7:	0.6	0.7
Наклон плоскости галактики***	75 ^o :	42 ^o :	54 ^o	38 ^o
Эффективный радиус в В: r_e *	4.8, 2.5	3.8, 2.0	4.7, 2.4	4.4, 2.3
Индексы концентрации в В				
C_{21}	1.85	1.73	1.88	1.89
C_{32}	1.74	1.70	1.48	1.85
Балдж μ_B^B	22.44	21.5	21.8	22.3
r_e	7.3.6	2.1.0	1.5.0.8	3.0.1.5
b/a	0.65:	1.0	0.6:	1.0.
Диск μ_B^B	21.48	20.65	21.8	21.5
α^{-1}	8.4.2	3.1.6	4.5, 2.3	2.1.0
b/a	0.3	0.75	0.6	0.8
Наблюдаемое отношение светимостей диска и балджа, D/B ****	≥ 0.4	1.2	2.3	≥ 0.2

* Морфологическая классификация галактик основана на данных, полученных в настоящей работе. Детальное обсуждение морфологии Mrk 176 см. в разделе 3.1.

** Здесь и далее: первое число — в с. дуги, второе — в лпк.

*** Приводимый в таблице наклон получен усреднением двух оценок наклона: 1) по видимому сжатию галактики в целом, приняв истинное сжатие по [22], и 2) по видимому сжатию дисковой составляющей — $i = \arccos \frac{b}{a}$.

**** У Mrk 176 из-за присутствия перемычки, по-видимому, завышена светимость балджа, у галактики E не учтен слабый хвост (см. рис.2).

$$\mu_{bulge}(r) = \mu_0 + 8.327 \cdot \left\{ \left(\frac{r}{r_0} \right)^{1/4} - 1 \right\}$$

+ экспоненциальный диск — $\mu_{disk}(r) = \mu_0 + 1.086 \cdot \alpha \cdot r$ найдены методом наименьших квадратов по фотометрическим разрезам вдоль больших осей в фильтре *B* (пример см. на рис.3). Погрешности приведенных в табл.2 значений μ_0 и μ_0 не превышают 0.3, r_0 и $\alpha^{-1} - 0''$.5. Модели галактик самосогласованы — найденные по параметрам моделей абсолютные звездные величины галактик отличаются от наблюдаемых в среднем не более, чем на 0.2.

По четырем исследованным галактикам среднее наблюдаемое значение яркости центра экспоненциального диска $\mu_0 = 21.36 \pm 0.25(\sigma)$. С учетом поправок за наклон галактик это значение составляет $\mu_0(0) = 20.8 \pm 0.3(\sigma)$, что ярче полученных ранее для дисков спиральных и S0-галактик значений $21.65 \pm 0.30(\sigma)$ [23], $21.79 \pm 0.78(\sigma)$ [24], однако в пределах указанных ошибок это различие незначимо. Для Mrk 176 неисправленное значение $\mu_0 = 21.48$ находится в согласии со средним, также не исправленным за наклон значением, полученным для дисков шести сейфертовских галактик второго типа, — $\mu_0 = 21.47 \pm 0.13(\sigma)$ [25]. На плоскостях $\mu_0 - r_0$ и $\mu_0 - \alpha^{-1}$ параметры галактик VV 150 попадают в области, где согласно, например, [26, 27] лежат характеристики балджа и дисков спиральных и S0-галактик.

В последней строке табл.2 указаны наблюдаемые отношения светимостей диска и балджа в цветовой полосе *B*. С учетом наклона галактик эти отношения возрастают до ≥ 0.6 , 1.5, 2.3 и ≥ 0.3 , соответственно. Приведенные выше значения отношения *D/B* характерны для галактик ранних типов (S0 — Sab) [28], что подтверждается как цветовыми характеристиками галактик, так и их морфологией.

В противоречие с выводом о принадлежности членов VV 150 к ранним морфологическим подклассам вступают величины их индексов концентрации, характерные скорее для галактик Sc — Sd типов (определения индексов концентрации см. в [29]). Противоречие это, однако, кажущееся и связано, вероятно, с тем, что рассматриваемые галактики входят в состав взаимодействующей системы, в то время, как стандартные значения индексов концентрации получены относительно изолированным галактикам. Как показывают наблюдения и численные расчеты, в результате взаимного влияния у галактик меняется радиальное распределение массы за счет притока вещества во внешние области: образуются приливные хвосты и перемычки, протяженные внешние оболочки, в которые обычно погружены взаимодействующие системы. Это, очевидно, приводит к уменьшению их индексов концентрации. Косвенным подтверждением этих рассуждений

служит то, что у галактики E, наиболее удаленной в проекции от остальных членов VV 150 и поэтому, вероятно, деформированной в относительно

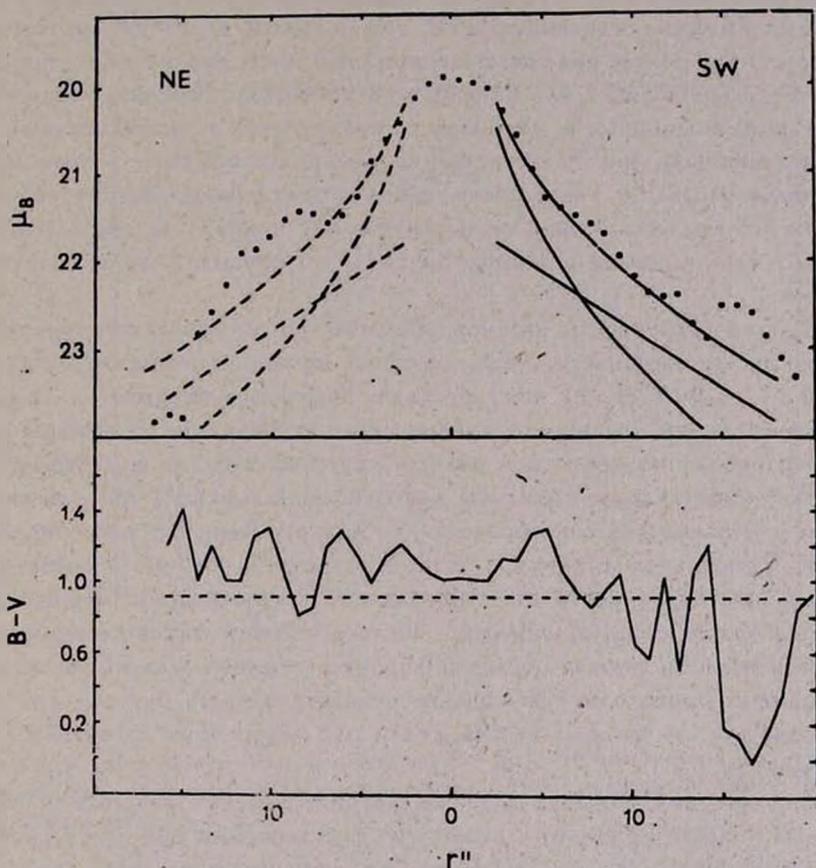


Рис.3. Вверху — фотометрический разрез M81 вдоль большой оси в фильтре V (точки). Непрерывными линиями изображены полученные по SW крылу разреза распределения яркости в балдже и диске, а также результирующее приближение наблюдаемого профиля яркости. Пунктир — приближение для SW крыла, симметрично перенесенное относительно $r=0$ на NE крыло разреза. Внизу — распределение наблюдаемого показателя цвета $V-V$ вдоль большой оси галактики. Пунктир — средний для всей галактики показатель цвета. Депрессия цвета в области $|r| < 3'$ обусловлена вкладом нетеплового излучения активного ядра галактики.

меньшей степени, индексы концентрации максимальны.

3.3) Структура Mrgk 176. а) Главное тело галактики. На рис.3 изображен фотометрический разрез галактики вдоль большой оси в фильтре B . Параметры простой двухкомпонентной модели Mrgk 176 приведены в табл.2. Параметры найдены по SW крылу разреза, но это приближение хорошо описывает нижнюю огибающую и NE крыла вплоть до $15''$ (8 кпк) от ядра, где происходит резкое падение поверхностной яркости до уровня, примерно соответствующего диску или балджу по отдельности. Учитывая относительно большую подвижность дисковой составляющей, а также красный цвет этой области (см. рис.3), естественно предположить, что в этом районе происходит обрезание диска (часть этого эффекта, безусловно, обусловлена изгибом NE края галактики, но изогнут и SW край). Следовательно, диск Mrgk 176, по - видимому, асимметричен — он смещен в сторону соседних галактик.

Другая особенность рассматриваемого фотометрического разреза — наличие избытков яркости, расположенных примерно симметрично на расстоянии $8'' - 10''$ (4 — 5 кпк) от ядра. Подобным образом на профилях яркости выглядят обычно спиральные ветви и кольцевые структуры галактик. Распределения яркости в разных цветовых полосах показывают, что ближние к ядру края избытков яркости представляют, по - видимому, кольцо или псевдокольцо, образованное внутренними частями спиральных ветвей. Спиральная структура и предполагаемое кольцо асимметричны — поверхностная яркость избытков на SW крыле разреза меньше и они выглядят более раздробленными. Подтверждением такой интерпретации избытков яркости служат цветовые характеристики — как видно на рис.3, в их районах происходит уменьшение показателя цвета $B - V$, что характерно как для спиральных ветвей, так и для внутренних кольцевых структур галактик [30].

Вид ядерной области, а также фотометрических разрезов в разных цветовых полосах приводит к выводу о существовании еще одной составляющей Mrgk 176 — бара. Действительно, как видно на рис.3, вплоть до расстояния $5''$ от ядра профиль яркости выглядит выпуклым (в области $|r| \leq 2''$ это обусловлено атмосферным размытием). Существование бара должно было привести к завышению светимости балджа, параметры которого были найдены в рамках простой двухкомпонентной модели ($D + B$). Это, по - видимому, и произошло — абсолютная звездная величина Mrgk 176, найденная по двухкомпонентной модели, на 0.3 ярче, чем наблюдаемая.

Рассмотрим теперь распределение яркости вдоль малой оси. На рис.4 изображен разрез Mrgk 176, полученный усреднением восьми параллельных малой оси разрезов, расположенных на расстояниях $3'' - 15''$ от ядра (ядерная область исключена, чтобы ослабить влияние балджа). Очевидно, что z - распределение поверхностной яркости у Mrgk 176 отличается от распределения для нормальных спиральных галактик, хорошо описываемого зако-

ном $I(z) \propto \text{sech}^2 \frac{z}{z_0}$ [31]. В нашем случае поверхностная яркость падает с возрастанием z более медленно и в области $|z| \geq 1''$ это падение аппроксимируется экспоненциальным законом $I(z) \propto e^{-z/z_0}$, где $z_0 = 2''.1 \pm 0''.1(\sigma)$.

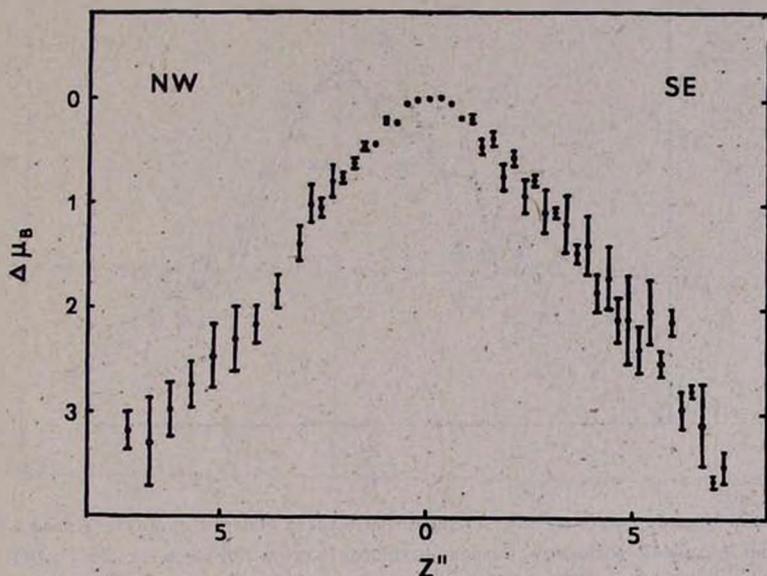


Рис.4. Распределение относительной яркости Mгk 176 вдоль малой оси, полученное усреднением фотометрических разрезов на расстояниях (в угл. секундах) от ядра 3, 6, 9, 12, 15 с NE края галактики и 3, 6, 9 — с SW края.

Структура z -профиля яркости галактики подтверждает ее многокомпонентное строение. Например, в [32] сходный с представленным на рис.4 разрез получается как сумма трех независимых составляющих — бара, диска и кольца, каждая из которых представляется законом $\text{sech}^2 \left(\frac{z}{z_0} \right)$ со своим z_0 .

Согласно стандартным критериям определения ориентации галактик (асимметрия распределения цветов и поверхностной яркости вдоль малой оси) Mгk 176 обращен к нам SE краем.

б) *Изогнутый хвост.* На рис.5 показаны четыре произвольно совмещенных поперечных разреза изогнутого хвоста, соединяющего Mгk 176

с галактикой С. Градиент яркости вдоль хвоста мал — менее 0.1/кпк. Распределение яркости вдоль z - координаты, как видно из сравнения рис.5 и 4, в целом схоже с распределением для основного тела галактики, средние

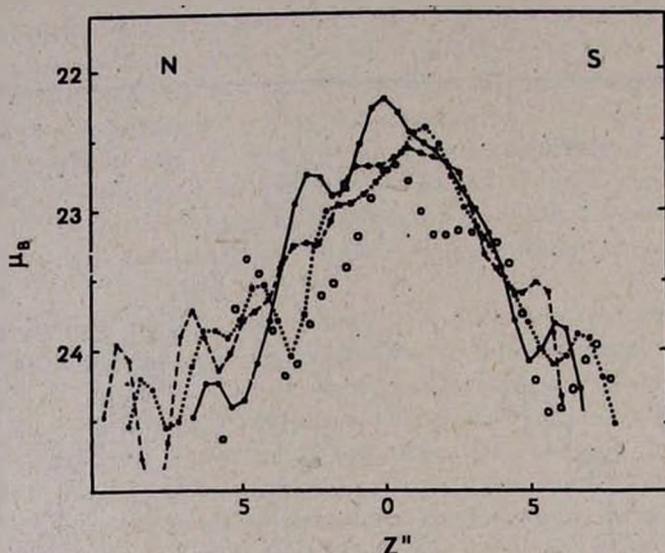


Рис.5. Четыре произвольно совмещенных разреза поперек изогнутого хвоста M31. Непрерывной линией обозначен разрез, проекция центра которого на ось $z=0$ (P.A.=38°) находится на расстоянии 12.7 от ядра, пунктиром — 17.6, точками — 20.8 и кружками — 22.7.

показатели цвета хвоста несколько голубее — $\bar{B}-\bar{V} = +0.8$, $\bar{U}-\bar{B} = +0.3$.*

В хвосте выделяется ряд голубых ($B-V = 0.1 \div 0.3$, $U-B < 0$) конденсаций с характерными размерами ≤ 1 кпк и светимостями $M_B \approx -13$, являющимися, по всей видимости, гигантскими областями III. Суммируя эти данные, можно заключить, что хвост образован немного «потрепанной», вытянутой и изогнутой в сторону спутников дисковой составляющей M31.

В заключение обсудим происхождение изгиба диска M31. На рис.6 в увеличенном масштабе показано отклонение плоскости галактики от исходной плоскости $z=0$. В качестве ориентации исходной плоскости приня-

* Средние цвета главного тела M31 вне области $|r| < 3''$, где заметный вклад даст тепловое излучение ядра галактики, $\bar{B}-\bar{V} = +1.0$, $\bar{U}-\bar{B} = +0.3 \div +0.4$.

та ориентация внутренней части галактики ($|r| \leq 5''$) — $P.A. = 38^\circ$. (В табл. 2 приведен средний позиционный угол для $|r| \leq 13''$). Как видно на этом рисунке, на краю изогнутого хвоста отклонение плоскости галактики дости-

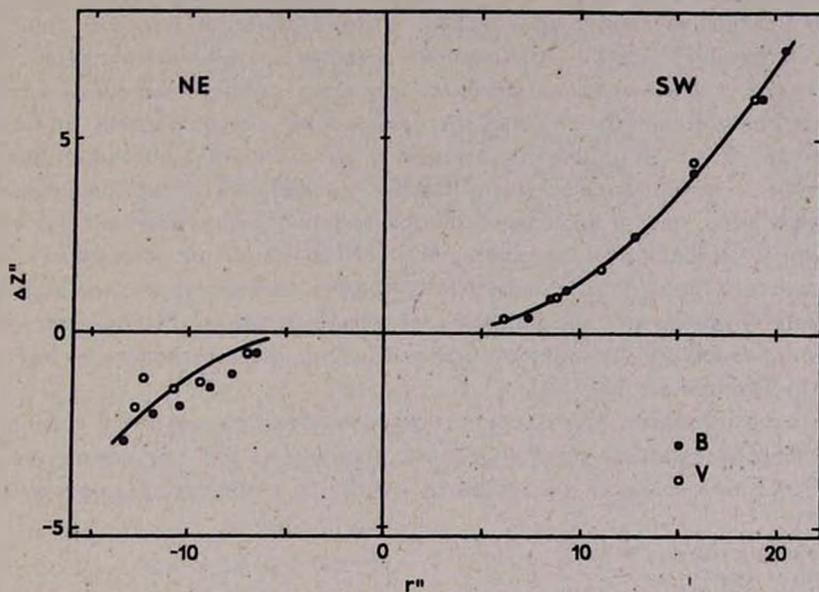


Рис. 6. Отклонение плоскости Mrg 176 от $z = 0$ ($P.A. = 38^\circ$). Заполненные кружки — данные по изофотам в фильтре B , пустые — V . Непрерывная линия — приближение наблюдаемого изгиба зависимостью $\Delta z/r = A \cdot r/r_{max} + B$, где $A = 0.44$, $B = -0.09$ и $r_{max} = 20.7$.

гает одной трети радиуса (3.5 кпк). Может ли столь сильный изгиб объясняться приливным влиянием соседних галактик? Воспользуемся результатами работы [33], позволяющими оценить величину приливного изгиба диска под действием стационарной приливной силы. Взяв массы галактик по их светимостям при $M/L_B = 10$ и наблюдаемые параметры их взаимного положения, получаем, что галактики с несколько меньшей, чем у нашей Галактики поверхностной плотностью максимальное отклонение края диска под действием постоянно действующей приливной силы может достигать 3 кпк, т.е. примерно наблюдаемой величины. Полученная оценка, конечно, очень груба, но она свидетельствует о принципиальной возможности объяснения наблюдаемого изгиба диска Mrg 176 приливным влиянием его спутников.

4. Заключение. Вопрос о связи взаимного влияния галактик друг на друга с активностью их ядер очень сложен. В ряде работ (например, [10]) продемонстрировано существование такой связи, однако конкретные выводы о ее природе затрудняет почти полное отсутствие детальной информации об активных галактиках в составе взаимодействующих систем.

В настоящей работе произведено фотометрическое изучение одной из таких систем (VV 150) — цепочки из четырех взаимодействующих галактик ранних типов, одна из которых является сейфертовской галактикой второго типа Mrk 176. Анализ распределения поверхностной яркости и цветов по Mrk 176 привел к выводу о ее сложной многокомпонентной структуре, в которой выделяются балдж, смещенный и деформированный звездный диск, бар и, возможно, асимметричное внутреннее кольцо (псевдокольцо). Особенности структуры Mrk 176 связаны, по-видимому, с тем, что галактика входит во взаимодействующую систему и, по крайней мере частично, обусловлены приливным влиянием спутников. Несомненно, необходимо дальнейшее детальное спектральное и фотометрическое изучение объектов, подобных VV 150.

Автор выражает благодарность руководству Бюраканской астрофизической обсерватории за предоставление времени на 2.6 - метровом телескопе и В.А.Гаген—Торну за просмотр рукописи и полезные замечания.

Ленинградский государственный
университет

A PHOTOMETRIC STUDY OF THE SYSTEM VV150 :
A CHAIN OF GALAXIES INCLUDING THE SEYFERT
GALAXY MRK176

V.P.RESHETNIKOV

The paper describes a detailed UBV—photometric study of VV150 : a chain of four interacting galaxies, one of which is a known as Seyfert 2 galaxy Mrk 176. The standard photometric parameters are determined: the total and absolute magnitudes, colour and concentration indices, parameters of two—component models (bulge + exponential disk) and others. The surface brightness distribution of VV 150 in various colour bands and the B—V colour distribution along the major axis of Mrk 176 are given. Mrk 176 is shown to have a composite and asymmetric inner structure : bulge, bar, stellar disk, distorted by the tidal forces, and perhaps an inner pseudoring (ring).

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Гаген—Торн, И.И.Попов, В.А.Яковлева, *Астрофизика*, **19**, 599, 1983.
2. В.П.Решетников, *Астрофизика*, **27**, 91, 1987.
3. В.А.Vorontsov—Veljaminov, *Astron. and Astrophys.*, **28**, 5, 1977.
4. Н.А.Тихонов, Диссертация, ЛГУ, 1987.
5. P.Hickson, *Astrophys. J.*, **255**, 382, 1982.
6. P.A.Wehinger, S.Wyckoff, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **181**, 211, 1977.
7. В.Л.Афанасьев, А.И.Шаповалова, *Астрофизика*, **17**, 403, 1981.
8. A.J.Wasilewski, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **93**, 560, 1981.
9. W.C.Keel, *Astron. J.*, **90**, 1449, 1985.
10. O.Dahari, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **57**, 643, 1985.
11. С.И.Неизвестный, *Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР*, **51**, 5, 1986.
12. А.С.Амирханян, И.И.Попов, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, **52**, 89, 1980.
13. В.В.Макаров, В.П.Решетников, В.А.Яковлева, *Тр. АО ЛГУ*, **41**, 112, 1987.
14. Н.А.Тихонов, *Астрофизика*, **27**, 253, 1987.
15. F.Zwicky, E.Herzog, P.Wild, M.Karłowicz, C.T.Kowal, *Galatogue of Galaxies and Glusters of Galaxies*, v. 1 — 6, 1961 — 1968.
16. J.Huchra, *Astron. J.*, **81**, 952, 1976.
17. G.D.Bothum, R.A.Schommer, *Astrophys. J.*, **255**, L23, 1982.
18. С.И.Неизвестный, *Изв. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР*, **24**, 27, 1987.
19. Я.А.Венник, Диссертация, Тарту, 1986.
20. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H.G.Corwin, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Univ. Texas, Austin, 1976.
21. D.Burstein, C.Heiles, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **54**, 33, 1984.
22. L.Bottinelli, L.Gouguenheim, G.Paturel, G. de Vaucouleurs, *Astron. and Astrophys.*, **118**, 4, 1983.
23. K.C.Freeman, *Astrophys.J.*, **160**, 811, 1970.
24. T.Borosan, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **46**, 177, 1981.
25. H.K.C.Yee, *Astrophys.J.*, **272**, 473, 1983.
26. J.Kormendy, *Astrophys. J.*, **218**, 333, 1977.
27. D.Burstein, *Astrophys. J.*, **234**, 435, 1979.
28. F.Simien, G. de Vaucouleurs, *Astrophys. J.*, **302**, 564, 1986.
29. G. de Vaucouleurs, *The Evolution of Galaxies and Stellar Populations*, Eds. B.Tinsley, R.B.Larson, Yale Univ. Observ., New Haven, 1977, p.43.
30. R.Buta, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **64**, 1, 1987.
31. P.C. van der Kruit, L.Searle, *Astron. and Astrophys.*, **95**, 105, 1981.

32. *R.R.de Carvalho, L.N. da Costa, Astron. and Astrophys., 171, 66, 1987..*

33. *C.Hunter, A.Toomre, Astrophys. J., 155, 747, 1969.*

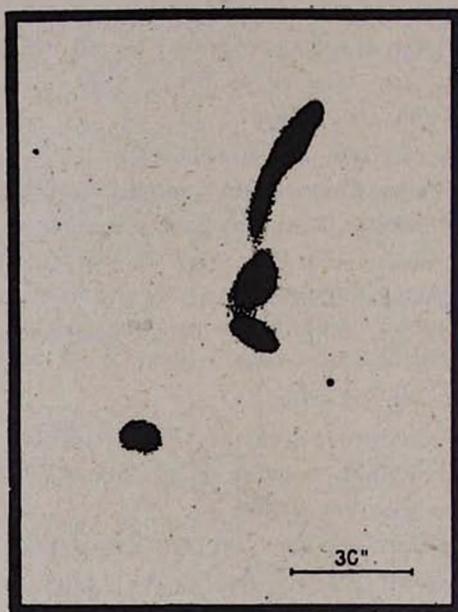


Рис.1. Репродукция снимка VV 150 из Атласа пекулярных галактик Арпа. Север справа, запад внизу.

К ст. В. П. Решетникова

УДК:524.7—77

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ И ЛИНЗОВИДНЫХ ГАЛАКТИК В ГРУППАХ ГАЛАКТИК

В.Г.МАЛУМЯН

Поступила 30 декабря 1987
Принята к печати 26 января 1989

Показано, что в отличие от спиральных галактик — членов групп галактик, среди которых при переходе от первых по видимой яркости членов групп к более слабым частота встречаемости радиоизлучения заметным образом падает, в случае эллиптических и линзовидных членов групп подобная тенденция не наблюдается. Радиомсточники среди эллиптических и линзовидных галактик — членов групп встречаются почти одинаково часто, независимо от того, какое место по яркости они занимают в группах.

1. Введение. В работе [1] автора было показано, что среди спиральных галактик, являющихся первыми по видимой яркости членами групп галактик из списка [2], объекты, имеющие радиоизлучение с плотностью потока на 2380 МГц большей или равной 9 мЯн, встречаются чаще, чем среди вторых по яркости спиральных членов этих групп. В свою очередь, среди последних частота встречаемости радиомсточников выше, чем среди третьих по яркости членов групп и т.д.

Ранее аналогичный вывод был сделан в [3] для галактик—членов групп из каталога [4] без их разделения по морфологическим типам.

Если имеет место уменьшение относительного количества радиомсточников среди спиральных членов групп галактик при переходе от ярких членов к слабым, то, естественно, интересно выяснить, как ведут себя в этом отношении в группах галактик эллиптические и линзовидные галактики. С этой целью мы провели сравнение, подобное проведенному в [1], но уже для эллиптических и линзовидных членов групп галактик из [2].

2. Результаты сравнения. Как и в [1], плотности потоков радиоизлучения брались из радиообзора [5], где приведены данные наблюдений на частоте 2380 МГц всех галактик UGC—каталога [6], расположенных в поясе склонений $0^\circ < \delta < +37^\circ$ и не слабее $14^m.5$. Предельная плотность потока принималась равной 9 мЯн. Так же, как и в [1], из рассмотрения исключались группы, которые согласно [2] могут содержать оптические члены и группы, являющиеся частью скоплений галактик.

Морфологические типы галактик брались из [2]. Видимые звездные величины для подавляющего большинства объектов брались из [6], а для некоторых галактик — из [2]. Радиальные скорости взяты из [7]. Абсолютные звездные величины вычислялись при постоянной Хаббла $75 \text{ кмс}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$.

Так как галактики слабее 14^m и с $M > -19.0$ встречаются среди третьих по яркости и более слабых членов групп, а объекты с $M < -21.5$ — главным образом среди первых по яркости членов, мы ограничились рассмотрением членов групп, удовлетворяющих условиям: $m \leq 14.0$ и $-21.5 \leq M \leq -19.0$. Среди E-галактик оказалось 45 таких объектов, а среди L-галактик — 60.

Средние данные о первых, вторых и т.д. по видимой яркости эллиптических и линзовидных галактиках—членах групп [2] в указанном интервале видимых и абсолютных величин приведены в табл.1. В предпоследней и последней строках таблицы в скобках указаны количество галактик с обнаруженным радиоизлучением. В таблице приведены среднеквадратические ошибки средних расстояний и абсолютных величин. Ошибки в процентах обнаруженных радиоисточников вычислялись как $\frac{\sqrt{n}}{N} \cdot 100$, где n — количество радиоисточников среди галактик данного ранга, а N — количество галактик данного ранга.

Из табл.1 следует, что процент объектов с обнаруженным радиоизлучением среди E- и L-галактик— членов групп не показывает тенденции к уменьшению при переходе от первых по яркости к более слабым членам групп. Распределение радиоисточников среди первых, вторых и т.д. по видимой яркости эллиптических и линзовидных членов групп [2] скорее носит случайный характер. И это не может быть обусловлено разницей в средних расстояниях и абсолютных величинах галактик разных рангов.

Применение критерия согласия Колмогорова к данным табл.1 показывает, что для E- и L-галактик со статистической значимостью на уровне 0.05 нет оснований отвергнуть предположение о случайном распределении радиоисточников среди членов групп разных рангов.

3. Обсуждение результатов. Таким образом, в отличие от спиральных членов групп галактик списка [2], среди которых при переходе от первых по видимой яркости членов групп к более слабым частота встречаемости радиоизлучения заметным образом уменьшается [1], в случае эллиптических и линзовидных членов групп того же списка подобная тенденция не наблюдается.

Как уже отмечалось во введении настоящей работы, ранее в [3] на основании изучения галактик, входящих в группы Тернера и Готта [4] без их разделения по морфологическим типам, был установлен факт уменьше-

ния частоты встречаемости радиоизлучения при переходе от более ярких к более слабым членам. Так как более 70% галактик — членов групп списка [4], рассмотренных в [3], спиральные, то вышеупомянутое заключе-

Таблица 1

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ E- И L- ГАЛАКТИК-ЧЛЕНОВ ГРУПП ПО РАНГАМ ПО ВИДИМОЙ ЯРКОСТИ

		Первые по яркости члены групп	Вторые по яркости члены групп	Третьи по яркости члены групп	Четвертые и более слабые по яркости члены групп
Количество объектов	E	13	12	7	13
	L	13	16	10	21
Среднее расстояние (Мпк)	E	64±7	58±7	48±12	66±8
Средняя абсолютная величина	L	56±6	51±7	70±8	49±6
	E	-20.8±0.2	-20.6±0.2	-20.1±0.3	-20.5±0.2
Процент обнаруженных радиисточников	L	-20.6±0.2	-20.2±0.2	-20.4±0.2	-19.9±0.2
	E	38±17(5)	50±20(6)	0±14(0)	31±15(4)
	L	15±11(2)	25±13(4)	30±17(3)	14±8(3)

ние, сделанное там, справедливо для спиральных членов независимо от того, справедливо ли оно для галактик других морфологических типов. Другими словами, результаты, полученные в [1] и в настоящей работе, не противоречат выводам, сделанным в [3].

С другой стороны, в работе Менона и Хиксона [8] на основании наблюдений с помощью системы VLA [9] на частоте 1635 МГц 88 групп галактик из каталога компактных групп галактик Хиксона [10] сделаны выводы, не согласующиеся с результатами настоящей работы, [1] и [3]. Согласно [8] среди E-галактик объекты, имеющие на частоте 1635 МГц излучение с плотностью потока выше 1,5 мЯн, встречаются почти исключительно у первых по абсолютной яркости членов компактных групп. А среди первых, вторых и третьих по абсолютной яркости спиральных членов этих групп радиисточники встречаются почти одинаково часто. Недавно Вильямс и Руд [11] уточнили морфологические типы галактик, входящих в группы Хиксона, и пересмотрели распределения обнаруженных в [8] радиисточников среди членов разных рангов и морфологических типов групп из [10]. Заключение, сделанное в [8], существенно не изменилось. Согласно [11] радиисточники среди линзовидных членов компактных групп [10] также чаще встречаются у объектов первого ранга.

Поскольку в [8] галактики разделены на ранги по абсолютной яркости, а у нас — по видимой, то для корректного сравнения необходимо перейти от рангов по видимой яркости к рангам по абсолютной яркости. Результаты такого перехода представлены в табл.2. (Так как в [8] члены групп слабее, чем четвертые по абсолютной яркости, не рассматриваются, в последнем столбце табл.2 приведены данные, относящиеся только к

четвертым по абсолютной яркости членам групп из [2]).

Из табл.2 видно, что у первых и вторых по абсолютной яркости E—галактик — членов групп из [2] проценты объектов с обнаруженным

Таблица 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ E- И L- ГАЛАКТИК-ЧЛЕНОВ ГРУПП ПО РАНГАМ ПО АБСОЛЮТНОЙ ЯРКОСТИ

		Первые по абсолютной яркости члены групп	Вторые по абсолютной яркости члены групп	Третьи по абсолютной яркости члены групп	Четвертые по абсолютной яркости члены групп
Количество объектов	E	12	13	7	4
	L	15	15	11	6
Среднее расстояние (Мпк)	E	71 ± 7	57 ± 7	38 ± 9	42 ± 14
Средняя абсолютная величина	L	63 ± 6	54 ± 7	59 ± 8	39 ± 12
	E	-20.9 ± 0.2	-20.7 ± 0.2	-20.1 ± 0.2	-19.8 ± 0.4
Процент обнаруженных радиисточников	L	-20.7 ± 0.2	-20.4 ± 0.2	-20.2 ± 0.2	-19.8 ± 0.3
	E	42 ± 19(5)	46 ± 19(6)	0 ± 14(0)	25 ± 25(1)
	L	20 ± 12(3)	27 ± 13(4)	27 ± 16(3)	33 ± 24(2)

радиоизлучением практически не отличаются. Что касается третьих и четвертых по рангу E—галактик, то сравнить их с первыми и вторыми затруднительно, так как они значительно слабее (по абсолютной яркости) и расположены ближе.

Из сравнения табл.1 и 2 следует, что, как и в случае эллиптических галактик, при переходе к рангам по абсолютной яркости распределение радиисточников среди линзовидных галактик почти не меняется. Это справедливо также для спиральных галактик [1].

Таким образом, результаты настоящей работы, [1] и [3], где рассматриваются группы галактик из списков [2] и [4], не согласуются с результатами работы [8], где исследуются компактные группы галактик из [10].

На наш взгляд, тут нет противоречия и такое расхождение имеет место на самом деле. Оно, прежде всего, может быть обусловлено тем, что по своим свойствам компактные группы галактик значительно отличаются от групп из [2] и [4].

Несмотря на то, что компактные группы содержат в основном четыре—пять ярких членов и имеют небольшие суммарные массы, они обладают такой же высокой пространственной плотностью числа галактик, как центральные части богатых скоплений галактик [10,12].

Другой возможной причиной, объясняющей, в частности, расхождение в результатах, касающихся распределения радиисточников среди спиральных галактик разных рангов из [10] и [2], может быть то, что предельная плотность потока, используемая в [8], гораздо ниже, чем у нас.

RADIO EMISSION OF ELLIPTICAL AND LENTICULAR
GALAXIES IN GROUPS OF GALAXIES

V. H. MALUMIAN

It has been shown that unlike the spiral members of groups of galaxies among which the rate of occurrence of radio emission depends markedly on optical ranking of galaxies in groups, in the case of elliptical and lenticular galaxies this rate is nearly the same for galaxies of different ranks.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г.Малумян, *Астрофизика*, **26**, 311, 1987.
2. M.J.Geller, J.P.Huchra, *Astrophys.J.Suppl.Ser.*, **52** 61, 1983.
3. Г.М.Товмасын, Э.Ц.Шахбазян, *Астрофизика*, **17**, 265, 1981.
4. E.L.Turner, J.R.Gott III, *Astrophys.J.Suppl.Ser.*, **32**, 409, 1976.
5. L.L.Dressel, J. J. Condon, *Astrophys.J.Suppl.Ser.*, **36**, 53, 1978.
6. P.Nilson, Uppsalla General Catalogue of Galaxies, *Acta Uppsaliensis*, Ser 5A, 1, 1973.
7. J.Huchra, M.Davis, D.Latham, J.Tonry, *Astrophys.J.Suppl.Ser.*, **52**, 89, 1983.
8. T.K.Menon, P.Hickson, *Astrophys.J.*, **296**, 60, 1985.
9. A.R.Thompson, B.G.Glark, C.M.Wade, P.J.Napier, *Astrophys.J.Suppl.Ser.*, **44**, 151m, 1980.
10. P.Hickson, *Astrophys.J.*, **255**, 382, 1982.
11. B.A.Williams, H.J.Rood, *Astrophys.J.Suppl.Ser.*, **63**, 265, 1987.
12. P.Hickson, D.O.Richstone, E.L.Turner, *Astrophys. J.*, **213**, 323, 1977.

УДК 524. 7

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ ПОЛЯ ГАЛАКТИК
В ЯГЕЛЛОНСКОЙ ПЛОЩАДКЕ

В.В.ОРЛОВ, А.Ю.СИЗИКОВ

Поступила 11 апреля 1988

Принята к печати 15 июля 1988

Методом Дж. Нарлихара и К. Субраманиана выделяются цепочкообразные структуры в распределении галактик в Ягеллонской площадке. Показана статистически значимая неслучайность выявленных структур. Оцениваются длины цепочек и их населенность. Возможно, богатые скопления галактик являются «узлами» в цепочках.

В галактическом и метagalacticком полях обнаруживаются разнообразные структуры: скопления, цепочки, кольца, волокна объектов (звезд, галактик, квазаров и др.), а также комбинации перечисленных структур. В одних случаях структуры являются физически реальными образованиями, в других они — случайные флуктуации в общем поле объектов, которые, в частности, могут быть обусловлены эффектом проекции.

Статистическое изучение наблюдаемого поля объектов состоит в определении вероятности реальности (неслучайности) видимых структур и в оценке характеристик вероятно неслучайных структур: эффективных размеров, населенности, видимых сжатий и т.п.

В настоящей работе метод выявления цепочек объектов, предложенный в [1], применяется к распределению галактик в Ягеллонской площадке [2].

Метод состоит в следующем. Рассмотрим прямоугольную площадку такую, что координаты любого объекта внутри нее заключены в интервалах $x \in [x_1, x_2]$; $y \in [y_1, y_2]$. Разделим эту площадку на $N = n \cdot m$ равновеликих прямоугольников — элементарных площадок, ограниченных изолиниями $x = const$, $y = const$. Определим число объектов в каждой элементарной площадке.

Будем называть цепочкой C_l^r последовательность из l соприкасающихся друг с другом элементарных площадок, каждая из которых содержит не менее, чем r объектов. Выберем произвольную элементарную площадку. В случае равномерного распределения объектов вероятность того, что в выбранной площадке окажется не менее r объектов, определится по закону Пуассона

$$P_r = \sum_{s \geq r} \frac{e^{-\langle r \rangle} \langle r \rangle^s}{s!}, \quad (1)$$

где $\langle r \rangle$ — среднее число объектов в элементарной площадке. Вероятность того, что по крайней мере в одной из соседних элементарных площадок окажется не меньше, чем r объектов, определится выражением $1 - (1 - P_r)^8$. Если такая соседняя площадка нашлась, то вероятность дальнейшего распространения цепочки равна $1 - (1 - P_r)^7$ (это вероятность найти рядом с соседней площадкой по крайней мере еще одну площадку, в которой окажется не менее r объектов) и т.д. Ожидаемое число цепочек C'_l в рассматриваемой площадке при равномерном распределении объектов в случае $l \geq 2$ подчиняется неравенству

$$E'_l < N \cdot P_r \cdot [1 - (1 - P_r)^8] \cdot [1 - (1 - P_r)^7]^{l-2} / l. \quad (2)$$

Знаменатель $l!$ (число перестановок элементарных площадок в цепочке) появляется из-за того, что движение вдоль цепочки может начинаться с любого места, то есть возможна любая из $l!$ перестановок. При малых P_r правую часть неравенства (2) можно приближенно заменить на

$$8N \cdot (7P_r)^l / (49l!), \quad (3)$$

что и было использовано в [1]. Знак неравенства в (2) появляется из-за того, что не учтены эффекты границы и самопересечения цепочек.

Величина E'_l учитывает не только цепочки, содержащие точно l площадок, но и более длинные цепочки.

Пусть фактически в площадке число цепочек C'_l (в том числе и более длинных цепочек) равно O'_l . Число цепочек является случайной величиной, которая также распределена по закону Пуассона с математическим ожиданием E'_l . Вероятность P того, что не менее O'_l цепочек C'_l реализовались случайно, удовлетворяет неравенству

$$P < \sum_{q \geq O'_l} \frac{e^{-E'_l} (E'_l)^q}{q!}. \quad (4)$$

Будем считать, что наблюдаемые цепочки реальны, если $P < 0.01$.

Применим изложенный метод к наблюдаемому распределению галактик в Ягеллонской площадке [2] размерами $5^{\circ} \times 4^{\circ}$, снимки которой в трех цветах получены на 1.25-м шмидтовском телескопе обсерватории Маунт

Паломар (предельная величина $b \approx 21.70$). Авторы [2] разбили Ягеллонскую площадку на 49×49 маленьких квадратиков размерами 7.5×7.5 и определили число галактик в каждом квадратике (всего определены положения для $Q = 15650$ галактик). Будем рассматривать каждый квадратик как элементарную площадку, при этом пренебрегаем кривизной большой площадки. Среднее число галактик в одной элементарной площадке $\langle r \rangle = 6.52$; стандарт распределения Пуассона $\sigma = \sqrt{\langle r \rangle} = 2.55$.

В табл. 1 схематично представлено распределение галактик внутри Ягеллонской площадки. По краям таблицы указаны координаты центров элементарных площадок в условных единицах (от 1 до 49). Каждой элементарной площадке с количеством галактик $r > (\langle r \rangle + 2\sigma)$ соответствует одна цифра k , которая и приведена в табл. 1. Значение k определяется из неравенства

$$[\langle r \rangle + k\sigma] \leq r - 1 < [\langle r \rangle + (k+1)\sigma], \quad (5)$$

где квадратные скобки обозначают целую часть числа (например, $k=2$ соответствует площадкам с $r=12, 13$ и 14). Площадкам с $r < (\langle r \rangle + 2\sigma)$ в табл. 1 соответствуют пробелы.

Из табл. 1 видно присутствие цепочкообразных областей повышенной концентрации галактик с $k \geq 2$. Площадки с очень сильной концентрацией галактик ($k \geq 4$), которые, возможно, содержат богатые скопления галактик, как правило, вкрапливаются в цепочкообразные структуры.

Будем искать цепочки C_i для двух значений r :

$$\begin{aligned} r_2 &= [\langle r \rangle + 2\sigma] + 1 = 12, \\ r_3 &= [\langle r \rangle + 3\sigma] + 1 = 15. \end{aligned} \quad (6)$$

Для сравнения с наблюдаемым распределением галактик в Ягеллонской площадке было построено 10 модельных площадок, в каждой из которых $Q = 15650$ объектов распределялись равномерно случайно. Один из примеров модельных площадок представлен в табл. 2; обозначения в табл. 2 аналогичны обозначениям в табл. 1.

Результаты сравнения теоретических, модельных и наблюдаемого распределений галактик представлены в табл. 3, в этой таблице приведены следующие величины: 1) число l элементарных площадок, образующих цепочку; 2) верхняя оценка математического ожидания E_i' числа цепочек C_i при равномерном распределении Q галактик внутри площадки, вычисленная по формуле (2); 3) наблюдаемое число O_i' цепочек C_i в Ягеллонской площадке с учетом более длинных цепочек, каждая из которых засчитывалась как

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЪЕКТОВ В МОДЕЛЬНОЙ ПЛОЩАДКЕ

	10				20				30				40				
	1	3	5	7	1	3	5	7	1	3	5	7	1	3	5	7	
I		3			2								2				I
3					2				3				2				3
5				2				2									5
7				2	2			2						2			7
9	2									2	2			2			9
11		2						2								2	11
13								2		2	3				2		13
15		2								2					2	2	15
17										2							17
19						2									2		19
21		2	3			2			2								21
23					2										2	2	23
25						2											25
27								2		2	3				2	2	27
29				3	2				2		2				2		29
31								2							2		31
33						2	2										33
35										2							35
37						2	2	2					2		2		37
39	2					2		2	2			2	2		2		39
41						2		2				2		2		2	41
43								2				2					43
45			3									2		2			45
47										2					2		47
49															2		49

одна цепочка C_i ; 4) верхняя оценка вероятности P того, что наблюдаемые цепочки C_i реализовались случайно; эта оценка определялась для распределения Пуассона по формуле (4); 5) ожидаемое число M_i' цепочек C_i , определенное методом Монте—Карло по 10 модельным площадкам (здесь также учитывались цепочки с длиной больше l); 6) вероятность P' (аналог вероятности P), полученная из сравнения величин O_i' и M_i' ; 7) средняя населенность Q_i наблюдаемых цепочек данной кратности l (после исключения возможных галактик фона на уровне $\langle r \rangle$).

Таблица 3

l	E_i'	O_i'	P	M_i'	P'	Q_i	r
1	72.1	117	$4 \cdot 10^{-7}$	73.3	$7 \cdot 10^{-7}$	6	12
2	9.4	46	$1 \cdot 10^{-10}$	8.0	$3 \cdot 10^{-20}$	15	
3	$7 \cdot 10^{-1}$	26	$2 \cdot 10^{-22}$	$7 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-22}$	16	
4	$4 \cdot 10^{-2}$	18	$2 \cdot 10^{-41}$	0	0	32	
5	$2 \cdot 10^{-3}$	10	$4 \cdot 10^{-24}$	0	0	43	
6	$6 \cdot 10^{-5}$	8	$5 \cdot 10^{-29}$	0	0	55	
7	$2 \cdot 10^{-6}$	7	$2 \cdot 10^{-44}$	0	0	54	
8	$5 \cdot 10^{-8}$	3	$3 \cdot 10^{-22}$	0	0	80	
10	$3 \cdot 10^{-11}$	2	$5 \cdot 10^{-22}$	0	0	73	
16	$5 \cdot 10^{-22}$	1	$6 \cdot 10^{-22}$	0	0	152	
1	8.5	57	$5 \cdot 10^{-28}$	6.7	$4 \cdot 10^{-23}$	10	15
2	$9 \cdot 10^{-2}$	15	$2 \cdot 10^{-28}$	0	0	20	
3	$6 \cdot 10^{-1}$	6	$7 \cdot 10^{-23}$	0	0	34	
9	$1 \cdot 10^{-18}$	1	$1 \cdot 10^{-18}$	0	0	110	

Ожидаемое число E_i' цепочек кратности l , наблюдаемое число таких цепочек O_i' , вероятность случайной реализации такого количества цепочек в случае распределения Пуассона P ; число цепочек M_i' в численном эксперименте, вероятность P' случайной реализации O_i' цепочек в численном эксперименте, средняя населенность цепочки Q_i .

В табл. 4 приведено число цепочек различной кратности l , полученное из наблюдений и из статистических испытаний.

Основные результаты работы можно сформулировать следующим образом:

1) Вероятность случайной реализации цепочек галактик в Ягеллонской площадке ничтожно мала P , $P' < 10^{-6}$ при принятых нами критических значениях $r_2 = 12$ и $r_3 = 15$.

2) С уменьшением критического значения r (фактически контраста поверхностной плотности галактик) возрастает длина цепочек: при $r \geq 15$ ($k \geq 3$) выделяются «гребни» цепочек, вероятно, соответствующие богатым скоплениям галактик; при $12 \leq r \leq 14$ ($k = 2$) появляется «подложка» — прослеживаются вытянутые, нередко изогнутые, цепочкообразные структуры (см. табл. 1).

3) Выделенные вероятно не случайные цепочки галактик содержат примерно 1200 и 800 галактик при $r \geq 12$ и 15, соответственно, что составля-

ет 7.7 и 5.1% от общего числа галактик в Ягеллонской площадке.

4) Глубина проникновения Ягеллонского обзора ~ 2000 Мпк; цепочка кратности $l=3$ на таком расстоянии будет иметь длину ~ 10 Мпк. Такова характерная длина выявленных цепочек галактик.

Таблица 4

ЧИСЛО ЦЕПОЧЕК РАЗЛИЧНОЙ КРАТНОСТИ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ r

l	$r_2=12$		$r_2=15$	
	Наблюдения	Модель	Наблюдения	Модель
1	71	65	42	7
2	20	8	9	0
3	8	1	5	0
4	8	0	0	0
5	2	0	0	0
6	1	0	0	0
7	4	0	0	0
8	1	0	0	0
9	0	0	1	0
10	1	0	0	0
16	1	0	0	0
Всего	117	74	57	7

Оценка глубины ~ 2000 Мпк была получена по модулю расстояния $m_B - M_B$, где были приняты значения $m_B = 21^m$, $M_B = -20^m$.

Для изучения структуры поля галактик на более крупных масштабах авторы предполагают в дальнейшем объединять соседние элементарные площадки и рассматривать элементарные площадки больших размеров. Также целесообразно провести аналогичную работу отдельно для выборки более ярких галактик, на отбор которых меньше действуют возможные эффекты наблюдательной селекции (например, путаница галактик со звездами и пр.).

Авторы благодарят Т.А.Агеяна и О.М.Куртанидзе за дискуссию результатов.

Ленинградский государственный
университет

THE STUDY OF THE GALAXY DISTRIBUTION STRUCTURE
IN THE JAGELLONIAN FIELD

V.V.ORLOV, A.YU.SIZIKOV

Some chain—like features in the galaxy distribution in the Jagellonian Field are revealed by the method of J. Narlikar and K. Subramanian. The statistical reality of the discovered structures is shown. The lengths of chains and their number densities are evaluated. Some rich galaxy clusters seem to be the «knots» within the chains.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.Narlikar, K.Subramanian, Astron. and Astrophys., 151, 264, 1985.*
2. *K.Rudnicki, T.Z.Dworak, P.Flin, Acta Cosmolog., 1, 7, 1972.*

УДК: 524.7—423

МНОГОРУКАВНЫЕ ГАЛАКТИКИ И ВОЗМОЖНОСТЬ ИХ
ОПИСАНИЯ В РАМКАХ ГРАВИТАЦИОННОЙ
ТЕОРИИ ВОЛН ПЛОТНОСТИ

А. А. СТРИГАЧЕВ

Поступила 16 марта 1988

Принята к печати 4 октября 1988

Рассматриваются спиральные галактики с числом ветвей $m > 2$. По светимости и принадлежности к парам и группам они не выделяются среди остальных спиральных галактик, однако, имеют преимущественно более поздние морфологические типы. Радиальная протяженность наблюдаемого спирального узора в большинстве случаев лишь «на пределе» укладывается в область между ILR и OLR, а для пяти из 14 галактик — не удовлетворяет положению резонансов ни при каком значении параметра Ω_p . Для пяти галактик с известными кривыми вращения определена центральная плотность диска, при которой угол закрутки спиральных ветвей совпадает с наблюдаемым.

1. Введение. Существование упорядоченного спирального узора в галактиках находит свое объяснение в рамках представления о волнах плотности, распространяющихся в газозвездном диске галактики. Существует несколько подходов к объяснению природы этих волн и условий их существования. В настоящей работе рассматривается «классическая» линейная теория Лина—Шу волн гравитационной природы в применении к галактикам с многоветвевой ($m > 2$) спиральной структурой.

Чем выше m , т.е. чем больше волновых спиральных ветвей в галактике, тем уже (при заданной угловой скорости Ω_p спирального узора) интервал по радиусу распространения волн плотности [1], ограниченный внешним и внутренним линдбладовскими резонансами. Такое ограничение является одной из трудностей «классического» подхода (обстоятельство, неоднократно отмечавшееся А.М.Фридманом). Однако для получения определенных выводов здесь требуется количественная проверка.

Ниже для конкретных галактик с известной кривой вращения, обладающих спиральной структурой с $m > 2$, проверяется возможность объяснения в рамках указанной теории как наблюдаемой протяженности спиральной структуры по радиусу галактики, так и наблюдаемого угла закрутки ветвей.

2. Статистические данные по многорукавным галактикам. Многорукавные галактики с числом рукавов $m > 2$ выбирались среди спиральных

галактик. Большинство галактик выбрано по фотографиям, приведенным в атласах [2—4]. Список этих галактик дан в табл. 1, где указан морфоло-

Таблица 1

МНОГОРУКАВНЫЕ ГАЛАКТИКИ

Галактика	Число рукавов	Морфол. тип	M_B	Членство в парах и/или группах
NGC 300	3	Sc	-18.59	gr
309	3	Sc	-23.25	p
450	3-4	Sc	-20.72	p(a)
613	4	SBb	-22.24	
628	3	Sc	-21.75	
753	3	Sc	-22.67	p
935	4	Sc	—	p(b)
1232	4	Sc	-22.57	p(a)
1288	4-5	Sb	-22.42	
1672	4	Sb	-21.14	
2223	4	SBbc	-22.04	
2336	4	SBbc	-22.94	p(a)
2776	3	Sc	-21.80	
2942	3-4	Sc	-22.33	
2998	3	Sc	-22.84	gr.p(a)
3001	4-3	SBbc	-21.20	
3124	4	SBbc	-22.23	
3184	3	Sc	-20.28	
3223	4-3	Sb	-22.69	
3344	4	SBbc	-20.31	
3423	3	Sc	-19.84	
3464	5-4	Sc	-21.96	
3486	7-5	Sc	-20.05	
3614	3-4	Sc	-21.62	
3780	3-4	Sc	-21.56	p(a)
3810	3	Sc	-20.22	
3992	3	SBb	-21.83	
4254	4	Sc	-21.59	
4891	3-4	SBbc	-21.17	
5033	3	Sbc	-21.16	
5054	3	Sb	-21.67	gr
5236	3	SBc	-21.12	
5247	4	Sc	-21.09	
5371	3	Sb	-22.78	
5457	3-5	Sc	-21.51	
5468	4	Sc	-21.71	p(a)
5494	4	Sc	-21.21	
5861	3	Sc	-20.94	
5921	3	SBbc	-21.14	
6070	3	Sc	-21.22	p
6643	3-4	Sc	-21.64	
6699	3-4	Sbc	-21.91	
6814	3-4	Sbc	-21.21	
6946	3	Sc	-20.30	
7083	5	Sb	-22.81	
7137	3	Sc	-20.42	
7689	4	Sc	-20.86	
1C 342	3	Sc	-20.70	gr.p
HA 85-1	3	Sc	-20.88	

Примечание. gr — принадлежность к группе, p — участие в паре, p(a) — не взаимодействующие пары, p(b) — взаимодействующие пары.

гический тип, число рукавов и абсолютная звездная величина M_B^* . Явно выраженные флоккулентные галактики не относились к числу многорукав-

* Здесь и далее постоянная Хаббла принималась равной 75 км/с/Мпк.

ных. В последнем столбце указано наличие у данной галактики близких спутников или принадлежность к группам по каталогу RC2 [5]. В табл. 2 показано распределение многорукавных галактик по светимости, в табл. 3

Таблица 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МНОГОРУКАВНЫХ ГАЛАКТИК ПО СВЕТИМОСТИ

Интервал	Многорук. галактики		Другие S-галактики	
	число гал.	%	число гал.	%
$-17 \div -20$	2	4	60	21
$-20 \div -21$	11	23	81	29
$-21 \div -22$	22	46	95	34
$-22 \div -24$	13	27	44	16
Сумма	48	100	280	100
\bar{M}_B	-21.5 ± 0.9		-20.9 ± 1.1	

— по морфологическому типу, а в табл. 4 — по принадлежности к парам или группам. Для сравнения показаны те же распределения и для не многорукавных спиральных галактик, содержащихся в тех же атласах

Таблица 3

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МНОГОРУКАВНЫХ ГАЛАКТИК ПО МОРФОЛОГИЧЕСКОМУ ТИПУ

Морфолог. тип	Многорук. галактики		Другие S-галактики	
	число гал.	%	число гал.	%
Sb, Sbc	9	18	71	23
Sc	30	61	105	34
SBb	2	4	20	7
SBbc, SBc	8	17	61	20
S-прочие	—	—	48	16
Сумма	49	100	305	100

[2—4]. Можно сделать вывод, что среди многорукавных галактик тип Sc встречается примерно в два раза чаще и нет типа Sa. Распределение по светимости, как и частота встречаемых пар или групп для многорукавных галактик примерно такая же, как и для других.*

3. Область распространения волн плотности, сопоставление с теорией и определение интервалов для Ω_p . Угловая скорость Ω_p самосогласованной

волны плотности должна удовлетворять условию [1]

$$\Omega - \frac{\kappa}{m} < \Omega_p < \Omega + \frac{\kappa}{m},$$

где $\Omega = V/r$ — круговая скорость, $\kappa^2 = 4\Omega^2 \left(1 + \frac{r}{2\Omega} \frac{\partial \Omega}{\partial r}\right)$ — эпициклическая частота, m — число рукавов.

Таблица 4

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МНОГОРУКАВНЫХ ГАЛАКТИК ПО ПРИНАДЛЕЖНОСТИ К ПАРАМ И/ИЛИ ГРУППАМ

Членство в парах и/или группах	Многорукав. галактики		Другие S галактики	
	Число гал.	%	Число гал.	%
кг	4	8	39	14
р	4	8	30	11
р(а)	6	13	42	15
р(б)	1	2	9	3
сумма	15	31	120	43

Будем считать диск маргинально устойчивым (параметр Тумре $Q=1$, [6]). При $Q>1$ вблизи коротации ($\Omega=\Omega_p$) возникает запретная зона для самосогласованных волн плотности, быстро увеличивающаяся с ростом дисперсии радиальных скоростей звезд.

Для тех многорукавных галактик, для которых известна кривая вращения $V(r)$, был вычислен допустимый интервал для Ω_p , удовлетворяющий этой кривой. Если измеренная кривая вращения не доходит до внешней границы спирали, она экстраполировалась отрезком $V(r)=\text{const}$ (NGC 613, 753). Число рукавов определялось по фотографиям галактик на Паломарском атласе неба или в атласах [2—4 и 7]. Результаты приведены в табл. 5.

Ниже следуют некоторые замечания по каждой из галактик.

NGC 300. Совмещение наблюдаемой области спирального узора (r_1-r_2) с областью между резонансами Линдблада (ILR и OLR) даже при $Q=1$ возможно только для очень узкого интервала Ω_p .

NGC 450. Получить интервал для Ω_p возможно только если $m=3$.

При $m>3$ область распространения спирального узора выходит за области резонансов. Однако, кривая вращения известна не для всех r и не очень надежна.

NGC 613. Верхняя граница интервала Ω_p ненадежна. Вероятно, область спирального узора можно «вписать» не только от ILR до OLR, но и от радиуса коротации до OLR или от ILR до радиуса коротации.

NGC 753. Область спирального узора не соответствует резонансам ни при каких значениях Ω_p .

NGC 935. Область спирального узора не соответствует резонансам. Можно получить значение $\Omega_p \approx 15 \text{ км/с/кпк}$, если допустить ошибку в измерении Ω на $\sim 10\%$ или сузить протяженность спирального узора на 20% по сравнению с наблюдаемой. Хотя такая ошибка не исключена, следует учесть, что протяженность спирального узора может в действительности оказаться большей, а не меньшей, чем наблюдается на фотографии по оптическим индикаторам, поскольку при низкой амплитуде волны и низкой плотности газа на больших r ее оптические проявления будут слабо выражены.

Таблица 5

ПАРАМЕТРЫ СПИРАЛЬНОГО УЗОРА И ИНТЕРВАЛ Ω_p ДЛЯ МНОГОРУКАВНЫХ ГАЛАКТИК

Галактика	Число рукавов	Кривая вращения (смака)	Протяжен. сп. узора		Интервал Ω_p [км/с/кпк]	Форма кривой вращен.	Принятое расстояние [Мпк]
			r_1 [кпк]	r_2 [кпк]			
NGC 300	3	[9]	1.1	4.4	22 - 26	1 2/	1.9
450	3-4	[10]	2.4	10.0	16 - 23	3	37.3
613	4	[11]	3.6	7.4	30 - 80	1 1/	13.9
753	3	[12]	3.5	36.0	---	4	101.5
935	4	[13]	6.8	15.1	---	3 3/	78.0
2998	3	[12]	15.5	31.0	8 - 9	4	95.6
3223	4	[14]	6.4	21.0		2	52.4
3992	3	[15]	3.4	10.3	26 - 38	3 3/	14.2
5033	3	[16]	7.0	17.5	17 - 19	4 1/	14.0
5457	3 - 5	[17]	2.0	14.8		3	7.2
6643	3 - 4	[18]	2.8	10.0		2 1/	23.0
6946	3	[19]	0.7	6.7	26 - 63	1	5.1
7083	5	[14]	16.0	25.0	10 - 11	2 1/	59.6
IC 342	3	[20]	3.3	11.1	15 - 24	4 2/	4.5

Примечание к графе «форма кривой вращения»: в области спиральных ветвей скорость вращения 1 - возрастает, 2 - постоянна, 3 - убывает, 4 - меняется не монотонно; 1) - кривая вращения имеет локальный максимум вблизи ядра, 2) - наличие двух локальных экстремумов, 3) - кривая вращения аппроксимировалась формулой Брандта.

NGC 2998. Как и для NGC 300, совмещение спирального узора в пределах наблюдаемой спирали от ILR до OLR возможно при $Q=1$ только в очень узком интервале Ω_p .

NGC 3223. Как и для NGC 935, протяженность спирального узора не удовлетворяет никаким значениям Ω_p . Значение $\Omega_p \approx 19 \text{ км/с/кпк}$ можно получить, если допустить ошибку Ω на $\sim 20\%$ или сузить протяженность спирального узора на 40% .

NGC 3992. Можно «вписать» спиральный узор в область от ILR до OLR или от ILR до радиуса коротации, но в обоих случаях Q не должно быть больше 1.

NGC 5033. Совмещение возможно только от ILR до OLR при $Q=1$ и значении $\Omega_p = 17-19 \text{ км/с/кпк}$.

NGC 5457. Область спиральных ветвей не согласуется с положением резонансов. Значение $\Omega_p \approx 27$ км/с/кпк при $m=3$ можно получить, если изменить Ω на $\geq 40\%$ или сузить протяженность наблюдаемого спирального узора на 40% .

NGC 6643. При $m > 2$ область спиральных ветвей не согласуется с положением ILR и OLR. Если $m=3$, можно получить $\Omega_p \approx 33$ км/с/кпк, если изменить Ω на $\sim 10\%$ или сузить спиральный узор на $\sim 30\%$. При $m=4$ то же значение Ω_p получается, если изменить Ω на $\sim 30\%$ или сузить спиральный узор на 45% .

NGC 6946. Совмещение спирального узора возможно от ILR до OLR при $Q=1$ или от ILR до радиуса коротации, причем в последнем случае Q может быть больше 1. Полученный интервал не согласуется с работой [8], где принято $\Omega_p = 17$ км/с/кпк. Это различие связано с тем, что, во-первых, авторы указанной статьи рассматривают NGC 6946 как двухрукавную галактику и, во-вторых, они принимали другую кривую вращения, которую аппроксимировали брандтовской кривой.

NGC 7083. Совмещение спирального узора с резонансами возможно только от ILR до OLR при $Q=1$.

IC 342. Протяженность спирального узора совместима как с интервалом ILR—OLR, так и с интервалом от ILR до радиуса коротации, причем, в последнем случае возможно $Q > 1$. Максимально возможное значение Q , определенное по дисперсионной кривой, равно 1.036, т.е. Q может находиться в пределах $1 \leq Q \leq 1.036$.

4. Оценка плотности диска, необходимого для объяснения наблюдаемой формы спирального узора. Формы спирали считаются заданными, если известен полярный угол θ как функция расстояния r . Уравнение для θ вытекает из локального дисперсионного соотношения для гравитационных волн плотности [1,21—23]

$$\theta - \theta_0 = \frac{1}{m} \int_{r_1}^R k(\Omega_p, \Omega(r), \kappa(r), \sigma(r)) dr,$$

где $\theta_0 = \text{const}$ — начальное значение угла, r_1 — начальное значение радиуса, соответствующее θ_0 ; R и r — независимые переменные, k — волновое число, $\sigma(r)$ — распределение поверхностной плотности. Число рукавов m считается известным, $\Omega(r)$ и $\kappa(r)$ вычисляются из кривой вращения. В модели звездного диска принималось, что поверхностная плотность имеет вид

$$\sigma(r) = \sigma_0 e^{-\alpha r},$$

где параметр α может быть найден из фотометрии. Волновое число k находится из дисперсионного уравнения для газодинамического приближения

$$\frac{k_0}{k} = \frac{1}{2} \frac{1}{1-v^2} [1 \pm \sqrt{1 - Q(1-v^2)}],$$

где $v = \frac{m}{\kappa} (\Omega_p - \Omega)$ — безразмерная частота, с которой пробная частица дифференциально вращающегося диска реагирует на проходящее спиральное возмущение,

$$k_0 = \frac{\kappa^2}{2\pi G \sigma(r)},$$

Q — параметр устойчивости Тумре, являющийся функцией дисперсии скоростей.

Имеются два решения дисперсионного уравнения, соответствующие коротковолновой моде (КВМ) и длинноволновой моде (ДВМ). При $Q=1$

$$\frac{k_0}{k} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{1+|v|}, \quad \text{КВМ}$$

$$\frac{k_0}{k} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{1-|v|}. \quad \text{ДВМ}$$

Частота v находится в пределах

$$-1 < v < 1.$$

Значения $v=-1$, $v=0$, $v=1$ соответствуют соответственно ILR, радиусу коротации и OLR.

Итак, чтобы вычислить спиральный узор, необходимо знать следующие функции и параметры:

$\Omega = \Omega(r)$ — закон вращения галактики, $\kappa = \kappa(r)$ — эписциклическая частота, $\sigma = \sigma(r)$ — поверхностная плотность диска, Ω_p — угловая скорость спирального узора, m — число рукавов, Q — параметр устойчивости, мода — коротковолновая или длинноволновая.

Сравнение наблюдаемого спирального узора с вычисленным проводилось путем сравнения наблюдаемого угла закрутки со средним значением, вычисленного по формуле

$$|\text{tg}(\bar{\rho}.a.)| = \left| \frac{m}{kr} \right|,$$

где $\kappa.a.$ — угол закрутки.

Параметр α , определяющий шкалу изменения яркости диска, вычисляется по приводимым в работе [24] значениям фотометрического эффективного радиуса r_e диска, связанного с α соотношением

$$\alpha = 1.67/r_e.$$

Значение σ_0 — свободный параметр, который подбирался таким образом, чтобы наблюдаемый спиральный узор наилучшим образом совпадал с вычисленным. Однако, σ_0 не должно превышать значения σ_0^{max} , центральной плотности, которую имел бы диск с максимальной круговой скоростью, равной наблюдаемой. Величина σ_0^{max} находится из соотношений

$$V_{max}^2 = 0.39GM\alpha,$$

$$M = \frac{2\pi\sigma_0^{max}}{\alpha^2},$$

справедливых для диска с экспоненциальной зависимостью $\sigma(r)$.

Для сравнения решений, полученных в гидродинамическом и кинематическом приближениях, для одной из галактик (NGC 300) были сделаны вычисления формы спирального узора с использованием дисперсионного гидродинамического уравнения и дисперсионного уравнения для бесстолкновительного диска [21], при следующих допущениях:

$$Q=1,$$

$$\Omega_p = 24 \text{ км/с/кпк},$$

$$m=3,$$

$$\alpha = 0.63 \text{ кпк}^{-1},$$

$$\sigma_0 = 100 M_\odot / \text{пк}^2.$$

Сравнение углов закрутки для соответствующих мод показывает, что (кроме коротковолновой моды в окрестности $|v| \approx 1$) эти углы отличаются не больше, чем на $1-2^\circ$, как для коротковолновой, так и для длинноволновой моды. Разница между средними значениями углов закрутки также не превышает эту величину. Это означает, что использование гидродинамического дисперсионного уравнения заметно не меняет расчетной формы спирали по сравнению с бесстолкновительным дисперсионным уравнением, за исключением области $|v| \approx 1$ для коротковолновой моды.

В табл. 6 приведены использованные данные для вычисления спирального узора галактик NGC 300, IC 342, NGC 6946, 3992, 5033 и результаты вычислений. Даны вычисленные средние значения угла закрутки в интервале r_1-r_2 и для сравнения — наблюдаемые по работе [25]. Также даны вычисленные для обеих мод значения плотности σ_0 , которые соответствуют расчетной форме спирали, наилучшим образом совпадающей с наблюдаемой. Для сравнения для каждой галактики дано вычисленное значение плотности σ_0^{max} . Все расчеты сделаны при допущении 1.

Таблица 6

ОЦЕНКА ПОВЕРХНОСТНОЙ ПЛОСКОСТИ ДИСКА

Галактика	морф.		α [кпк ⁻¹]	V^{\max} [км/с]	R^{\max} [кпк]	σ_0^{\max} [$M_{\odot}/\text{пк}^2$]	Ω_p [км/с/кпк]	r_{cor} [кпк]	$\sigma_0^{\text{КВМ}}$ [$M_{\odot}/\text{пк}^2$]	$\sigma_0^{\text{ДВМ}}$ [$M_{\odot}/\text{пк}^2$]	$p.a.^{\circ}$ [deg]	$p.a.^{\text{КВМ}}$ [deg]	$p.a.^{\text{ДВМ}}$ [deg]
	тип	m											
NGC 300	Sc	3	0.63	88	14.0	461	24	3.0	420	95	25±3	25.7	25.8
IC 342	Sc	3	0.16	189	42.0	536	20	8.5	335	130	19±5	19.0	18.9
NGC 6946 ^{a/}	Sc	3	0.37	275	7.4	2671	59	3.7	1800	900	28±4	28.6	28.3
NGC 6946 ^{b/}	Sc	3	0.37	275	7.4	2671	40	6.7	2100	610	28±4	28.1	28.1
NGC 3992	SBb	3	0.23	267	11.7	1537	32	8.3	690	190	11±2	11.1	10.9
NGC 5033	Sbc	3	0.18	255	36.0	837	18	11.0	730	195	19±3	19.0	19.0

Примечание. $p.a.$ — угол закрутки, $^{\circ}$ — наблюдаемый, $^{\circ}$ — средний, КВМ — коротковолновая мода, ДВМ — длинноволновая мода, r_{cor} — радиус коротации, $^{\max}$ — максимальное значение, R^{\max} — радиус, на котором достигается V^{\max} ; m — число рукавов.

Для NGC 6946 рассмотрены два варианта: наблюдаемая спиральная структура заключена а) между ILR и OLR, б) между ILR и радиусом коротации. Во всех остальных случаях спиральный узор заключен между ILR и OLR.

Из таблицы видно, что для обеих мод значение σ_0 не превышает σ_0^{max} , т.е. всегда выполнено условие $\sigma_0 \leq \sigma_0^{max}$, хотя при использовании коротковолновой моды для получения тех же расчетных форм спиралей, что и при длинноволновой, необходимо брать σ_0 в несколько раз более высокой, чем для длинноволновой.

Для модели с коротковолновой модой колебаний сопоставление вычисленной центральной поверхностной плотности с яркостью диска по [24] приводит к отношению $M/L_B = 1-4^*$, а для длинноволновой модели — $M/L_B = 0.5-1.^*$

В большинстве случаев область ожидаемой коротации ничем не выделяется на фотографиях — за возможным исключением IC 342, где вблизи коротации есть заметное расщепление у двух из трех спиральных ветвей. Для галактик IC 342 и NGC 6946 радиусы максимальной поверхностной плотности водорода, найденные из наблюдений, составляют соответственно $6'.0$ и $2'.4$ [26]. Эти значения близки к значениям вычисленных радиусов коротации обеих галактик ($6'.6$ и $2'.5$ соответственно), причем, для NGC 6946 это имеет место только в том случае, когда наблюдаемая спиральная структура заключена между ILR и OLR. Можно предположить, что причиной более высокой плотности газа является пониженная эффективность звездообразования в области низкой относительной скорости вещества и волны.

5. Выводы.

1. По данным о 49 многорукавных галактик получено, что они не выделяются среди остальных по светимости и по принадлежности к системам (парам, группам).

2. Многорукавные галактики встречаются как среди галактик без перемычки, так и среди SB-галактик. Среди многорукавных галактик нет галактик типа Sa, а тип Sc встречается примерно в два раза чаще, чем среди остальных.

3. В рамках теории гравитационных волн плотности протяженность области спирального узора по радиусу для ряда галактик объясняется лишь «на пределе»: спиральный узор «вписывается» в область между линдбладовскими резонансами только при $Q=1$ и при отсутствии слабого

* В единицах M/L Солнца.

продолжения спиралей во внешнюю область. Для пяти из 14 галактик (NGC 753, 935, 3223, 5457, 6643) наблюдаемая протяженность узора не согласуется с положением резонансов даже при указанных допущениях.

4. Для пяти галактик (NGC 300, IC 342, NGC 6946, 3992, 5033) с хорошо прослеживаемой формой спиральных ветвей и известной кривой вращения найдена поверхностная плотность диска, удовлетворяющая наблюдаемой картине спиралей в предположении коротковолновой и длинноволновой мод.

Автор благодарит А.В.Засова за постановку задачи и помощь в работе.

Государственный астрономический институт
им. П.К. Штернберга

MULTIARMED GALAXIES AND ATTEMPT TO DESCRIBE THEM IN THE FRAMES OF GRAVITATIONAL THEORY OF DENSITY WAVES

A.A.STRIGACHEV

Spiral galaxies with a number of arms $m > 2$ are considered. In luminosity and belonging to pairs and groups they do not differ from the other spiral galaxies but prefer to have late morphological types. Radial extension of observed spiral pattern in most cases is hardly limited within the ILR and OLR; for five of 14 galaxies this extension does not fit the location of resonances for any value of parameter Ω_p . For the five galaxies where a curve of rotation is known a central disk density is calculated which corresponds to the observed spiral pitch angle.

ЛИТЕРАТУРА

1. К.Рольфс, Лекции по теории волн плотности, Мир, М., 1980.
2. A.Sandage, The Hubble Atlas of Galaxies, Washington D.C., 1961.
3. A.Sandage, G.A.Tammann, A Revised Shapley—Ames Catalog of Bright Galaxies, Washington D.C., 1981.
4. A.Sandage, Astron. J., 90, 1992, 1985.
5. G.de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H.G.Corwin, Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, Austin/London, 1976.
6. A.Toomre, Astrophys. J., 158, 899, 1969.
7. D.M.Elmegreen, Astrophys. Suppl. Ser., 47, 229, 1981.
8. J.V.Feitzinger, T.Schmidt—Kaler, Astron. and Astrophys., 88, 41, 1980.
9. C.Carignan, K.C.Freeman, Astrophys. J., 294 494, 1985.
10. V.C.Rubin, W.K.Ford, Jr., Astrophys. J., 271 556, 1983.
11. C.P.Blackman, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 195, 451, 1981.

12. *V.C.Rubin, W.K.Ford, Jr., N.Thonnard*, *Astrophys.J.*, **238**, 471, 1980.
13. *C.P.Blackman*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **178**, 15, 1977.
14. *V.C.Rubin, W.K.Ford, Jr., N.Thonnard*, *Astrophys.J.*, **261**, 439, 1982.
15. *S.T.Gottesman, J.H.Hunter, Jr.*, *Astrophys.J.*, **260**, 65, 1982.
16. *A.Bosma*, *Astron.J.*, **86**, 1791, 1981.
17. *A.Bosma, W.M.Goss, R.J.Allen*, *Astron. and Astrophys.*, **93**, 106, 1981.
18. *В.Л.Афанасьев, А.М.Буренков, А.В.Засов, О.К.Сильченко*, *Астрофизика*, **29**, 155, 1988.
19. *A.Petou*, *Astron. and Astrophys.*, **114**, 1, 1982.
20. *A.Newton*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **191**, 169, 1980.
21. *Л.С.Марочник, А.А.Сучков*, *Галактика*, Наука, М., 1984.
22. *R.Wielen*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **86**, 341, 1974.
23. *C.C.Lin, C.Yuan, F.H.Shu*, *Astrophys.J.*, **155**, 721, 1969.
24. *F.Simien, G.de Vaucouleurs*, *Astrophys.J.*, **302**, 564, 1986.
25. *R.C.Kennicutt, Jr.*, *Astron.J.*, **86**, 1847, 1981.
26. *J.S.Young, N.Scoville*, *Astrophys. J.*, **258**, 467, 1982.

УДК: 52-355-7

ПРОЦЕССЫ ЭНЕРГООБМЕНА МЕЖДУ ЭЛЕКТРОНАМИ И ФОТОНАМИ ПРИ ИНТЕНСИВНЫХ ПОЛЯХ ИЗЛУЧЕНИЯ, ВСТРЕЧАЮЩИХСЯ В НЕКОТОРЫХ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ. IV

Г. Т. ТЕР-КАЗАРЯН

Поступила 25 сентября 1987

Принята к печати 27 декабря 1988

На основе метода «эффективных фотонов» [1—3], получено интегральное кинетическое уравнение, описывающее изменение во времени функции распределения квантов неравновесного интенсивного излучения при их многофотонных комптоновских рассеяниях на максвелловских нерелятивистских электронах. Получен явный вид его ядра. С помощью этого уравнения определяется нагрев электронов. Показано, что при узком спектре, хотя число участвующих в процессе электронов, а следовательно и его скорость уменьшается по сравнению со случаем с широким спектром излучения, приводящим к ослаблению передачи энергии электронам, тем не менее, при многофотонном индуцированном комптоновском взаимодействии происходит нагрев тепловых электронов. С помощью модели светящейся сферы произведены оценки для ядер сейфертовских галактик, квазаров, пульсара NP 0532 и радиопульсаров. Интегральное кинетическое уравнение позволяет описать эволюцию интенсивных спектральных линий излучения при многофотонном индуцированном комптоновском взаимодействии для любых спектральных ширин и любой угловой апертуры пучка излучения.

1. Введение. С помощью введения понятия «эффективного фотона» в работах [1—3] была исследована задача релаксации неравновесного изотропного интенсивного излучения на максвелловских электронах. При широком (по сравнению с доплеровским профилем) спектре излучения ($\delta \gg \Delta\omega_{DS} = \omega_S^* \sqrt{2k_B T_e / mc^2}$) перестройка спектра описывается дифференциальным уравнением [1]. На первый взгляд кажется, что эта задача едва ли может быть сведена к фоккер - планковскому приближению, поскольку эффективность ускорения электронов в поле интенсивной волны большая. Действительно, известно, что первоначально нерелятивистский электрон, при взаимодействии с интенсивным излучением, приобретает большой эффективный четырехимпульс. При этом тепловая энергия электронов намного меньше энергии, приобретенной в поле интенсивной волны. Поэтому рассмотрение вопросов теплового баланса и т. п. в этом случае кажется бесполезным и лишенным всякого смысла. Более того, возникает еще одно затруднение относительно функции распределения таких электронов, кото-

рая существенно отличается от максвелловской. Для разрешения указанных затруднений в [1—3] был использован тот факт, что электрон как в начальном, так и в конечном состояниях находится в поле первоначального излучения. Поэтому при многофотонном рассеянии преобладает процесс перекачки энергии низкочастотных фотонов в коротковолновую часть спектра. При этом элементарный акт многофотонного вынужденного рассеяния на электроне с эффективным четырехимпульсом заменяется другим, совершенно эквивалентным ему — рассеянием «эффективного фотона» на свободном электроне, в нелинейном режиме (т. е. когда параметры электронной среды зависят от интенсивности первоначального поля излучения). Благодаря такому подходу, начальные физические условия задачи уже накладываются на свободные состояния электронов. Вследствие этого приближение Фоккера — Планка становится правомерным при выводе «промежуточного» кинетического уравнения для распределения «эффективных фотонов». После чего совершается переход к кинетическому уравнению для распределения обычных фотонов. Такой подход мы будем широко использовать по всей работе при исследовании различных задач теории неравновесных процессов.

В работе [3] было показано, что при интерпретации наблюдательных характеристик некоторого класса астрофизических объектов, таких, как лацертиды B21308 +32, OJ 287, пульсар NP 0532 и радиопульсары, важную роль играет механизм многофотонного вынужденного комптоновского рассеяния на электронах. Вклад этого процесса в формирование спектров и других характеристик указанных объектов намного превышает вклад однофотонных процессов. Однако при реальных физических условиях, сопутствующих излучению компактных объектов высокой светимости, излучение сосредоточено в узком интервале частот $\delta \ll \Delta\omega_D \leq \Delta\omega_{DS}^*$ и телесном угле $\Omega \ll 1$. Поскольку рассеяние происходит лишь в пределах линии, то из-за узости спектра, число электронов, участвующих в процессе, уменьшается и, следовательно, уменьшается скорость протекания процесса по сравнению с широким спектром излучения с той же яркостной температурой. То есть с сужением спектра ослабевает как передача энергии излучения электронам, так и многофотонное индуцированное давление.

В данной статье продолжим изучение процесса релаксации интенсивного излучения на максвелловских электронах в случае любых спектральных ширин и любой угловой апертуры пучка излучения. Ниже сохраним обозначения, принятые в предыдущих частях [1—3].

Ссылка вида (m. n) означает формулу (n) из части (m).

2. Кинетическое уравнение. В общем случае ($\delta \ll \Delta\omega_D \leq \Delta\omega_{DS}^*$ и анизотропии излучения) уравнение, описывающее многофотонные комптоновские процессы, как и в однофотонном случае [4], должно иметь интегральный

вид. В последнем случае ядро интегрального уравнения, описывающего спонтанное комптоновское рассеяние, учитывающего доплеровское изменение частоты квантов (при рассеянии на максвелловских электронах) и определенного при пренебрежении квантовыми эффектами, приведено в [5]. В работах [6,7] получено кинетическое уравнение, описывающее однофотонные индуцированные процессы, где ядро учитывает квантовые поправки порядка $\frac{\hbar\omega}{mc^2}$.

Для вывода соответствующего кинетического уравнения в интересующем нас случае (многофотонного комптоновского рассеяния квантов на свободных максвелловских нерелятивистских электронах) обратимся к методу «эффективных фотонов» [1—3]. Нетрудно произвести соответствующие вычисления, с учетом квантовых поправок $\frac{s\hbar\omega}{mc^2}$, аналогично приводимым в [5—7], и вывести кинетическое уравнение для функции распределения «эффективных фотонов» $n^*(\omega_s^*, \theta, \varphi, t)$ (при фиксированных значениях величин s и α , а следовательно и θ'):

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} n^*(\omega_s^*, \theta, \varphi, t) = & -\frac{N_e}{N_s} n^*(\omega_s^*, \theta, \varphi, t) \left\{ A(\omega', \omega_s^*, \alpha) [1 + \right. \\ & \left. + n^*(\omega', \theta', \varphi', t)] (1 + \Delta\omega_1 \frac{\partial}{\partial \omega_s^*}) \frac{dW_s}{2\pi d\cos\alpha} d\omega' + \right. \\ & \left. + \frac{N_e}{N_s} [1 + n^*(\omega_s^*, \theta, \varphi, t)] \int A(\omega_s^*, \omega', \alpha) n^*(\omega', \theta', \varphi', t) \frac{dW_s}{2\pi d\cos\alpha} d\omega' \right\}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\frac{dW_s}{2\pi d\cos\alpha}$ — дифференциальная вероятность процесса многофотонного комптоновского рассеяния, а ядро рассеяния имеет вид:

$$A(\omega_s^*, \omega', \alpha) = \frac{1}{\Delta\omega_{DS} \sqrt{2\pi(1-\cos\alpha)}} \cdot \exp\left\{ -\frac{(\omega_s^* - \omega')^2}{2(\Delta\omega_{DS})^2(1-\cos\alpha)} \right\}. \quad (2)$$

При этом

$$\begin{aligned} \frac{s^* \omega - \omega'}{\sqrt{s^* \omega \omega'}} = \frac{\vec{p}}{mc} (\vec{e} - \vec{e}'), \quad \Delta\omega_1 = \frac{\hbar(\omega')^2(1-\cos\alpha)}{mc^2}, \\ \frac{p^2}{2m} + s^* \hbar\omega = \frac{(\vec{p}')^2}{2m} + \hbar\omega', \end{aligned} \quad (3)$$

где \vec{e} и \vec{e}' — единичные векторы в направлении движений начального и конечного фотонов, соответственно. С помощью кинетического уравнения (1) можно получить аналогичное уравнение для функции распределения обычных фотонов. Действительно, нетрудно заметить, что функция распределения обычных фотонов $n(\omega, \theta, \varphi, t)$ должна удовлетворять такому же уравнению, что и функция $[n^*(\omega_s^*, \theta, \varphi, t)]_{(s,\alpha)_{\text{жк}}}$ (при фиксированных значениях величин s, α), с добавлением в правой части члена, учитывающего одновременное превращение s^* начальных фотонов в один конечный жесткий фотон в каждом элементарном акте рассеяния. Тогда для полного изменения числа частиц в единице объема фазового пространства будем иметь:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} n(\omega, \theta, \varphi, t) = & -\frac{N_s}{N_s} n(\omega, \theta, \varphi, t) \sum_{s=1}^{\infty} \{A(\omega', \omega_s^*, \alpha) [1 + \\ & + n'(\omega', \theta', \varphi', t)] (1 + \Delta\omega_1 \frac{\partial}{\partial \omega_s^*}) \frac{dW_s}{2\pi d \cos \alpha} d\omega' d \cos \theta' d\varphi' + \\ & + \frac{N_s}{N_s} \sum_{s=1}^{\infty} \int [s^* + n(\omega, \theta, \varphi, t)] A(\omega_s^*, \omega', \alpha) n'(\omega', \theta', \varphi', t) \frac{dW_s}{2\pi d \cos \alpha} d\omega' d \cos \theta' d\varphi'. \end{aligned} \quad (4)$$

С помощью функции $n^*(\omega', \theta', \varphi', t)$ при ее разложении около точки ω_s^* и выполнении замены $n^*(\omega_s^*, \theta', \varphi', t) \rightarrow n(\omega, \theta', \varphi', t)$ получается функция $n'(\omega', \theta', \varphi', t)$. После несложных вычислений из уравнения (4), при учете лишь многофотонных индуцированных процессов окончательно получим:

$$\frac{\partial}{\partial t} n(\omega, \theta, \varphi, t) = \frac{N_s}{N_s} n(\omega, \theta, \varphi, t) \sum_{s=1}^{\infty} \int G(\omega_s^*, \omega', \alpha) n'(\omega', \theta', \varphi', t) d\omega' d \cos \theta' d\varphi', \quad (5)$$

где введены следующие обозначения:

$$G(\omega_s^*, \omega', \alpha) = [K(\omega_s^*, \omega', \alpha) - A(\omega_s^*, \omega', \alpha) \Delta\omega_1 \frac{\partial}{\partial \omega_s^*}] \frac{dW_s}{2\pi d \cos \alpha}, \quad (6)$$

$$K(\omega_s^*, \omega', \alpha) = \frac{2\hbar(\omega')^2(\omega_s^* - \omega')}{m^2(\Delta\omega_{DS}^*)^3 \sqrt{2\pi(1 - \cos \alpha)}} \exp\left\{ -\frac{(\omega_s^* - \omega')^2}{2(\Delta\omega_{DS}^*)^2(1 - \cos \alpha)} \right\} \quad (7)$$

Ядро $G(\omega_s^*, \omega', \alpha)$ не имеет особенности вблизи точки $\omega_s^* = \omega'$. В интересую-

щих нас задачах это позволяет сделать замену в ядре:

$$\exp\left\{-\frac{(\omega_s^* - \omega')^2}{2(\Delta\omega_{DS}^*)^2(1 - \cos\alpha)}\right\} \rightarrow 1.$$

Для этого необходимо выполнение двух условий: 1) спектральная ширина пучка излучения должна быть намного меньше доплеровской ($\delta \ll \Delta\omega_D \leq \Delta\omega_{DS}^*$); 2) максимально возможный угол рассеяния α , определяемый апертурой пучка, должен быть достаточно большим ($1 - \cos\theta_0 > \frac{\delta}{\Delta\omega_D} \gg \frac{\delta}{\Delta\omega_{DS}^*}$, где θ_0 — апертура пучка. Тогда ядро (6) представляется в виде:

$$G(\omega_s^*, \omega', \alpha) = \frac{\hbar(\omega')^2}{mc^2(\Delta\omega_{DS}^*)\sqrt{2\pi}(1 - \cos\alpha)} \times \\ \times \left[2 \frac{\omega_s^* - \omega'}{(\Delta\omega_{DS}^*)^2} (1 - \cos\alpha) \frac{\partial}{\partial \omega_s^*} \right] \frac{dW_s}{2\pi d \cos\alpha}. \quad (8)$$

Отсутствие у ядра $G(\omega_s^*, \omega', \alpha)$ особенности около точки $\omega_s^* = \omega'$ позволяет при вычислении интегралов типа (5) заменить угол рассеяния на его среднее значение $\langle \alpha \rangle$, упростив значительно проведение численных оценок. В случае изотропного излучения с широким спектром ($\delta \gg \Delta\omega_{DS}^*$) уравнение (5) с ядром (6), как и следовало ожидать, эквивалентно дифференциальному уравнению (I.17), если только в последнем отбросить члены, пропорциональные функциям $n(\omega, t)$ (ответственные за спонтанные процессы). Действительно, интегрируя уравнение (5) по частям и учитывая, что

$$\frac{1}{\Delta\omega_{DS}^* \sqrt{2\pi}(1 - \cos\alpha)} \exp\left\{-\frac{(\omega_s^* - \omega')^2}{2(\Delta\omega_{DS}^*)^2(1 - \cos\alpha)}\right\}$$

стремится к дельта функции $\delta(\omega_s^* - \omega')$ при $\delta \gg \Delta\omega_{DS}^*$, нетрудно получить:

$$\frac{\partial}{\partial t} n(\omega, t) = \frac{\hbar N_s}{N_s m c^2} n(\omega, t) \sum_{s=1}^{\infty} \left\{ \frac{2(\omega')^2 (\omega_s^* - \omega') n'(\omega', t)}{(\Delta\omega_{DS}^*)^3 \sqrt{2\pi}(1 - \cos\alpha)} \times \right.$$

$$\times \exp\left[-\frac{(\omega_s^* - \omega')^2}{2\Delta\omega_{DS}^*(1 - \cos\alpha)}\right] \frac{dW_s}{2\pi d \cos\alpha}$$

$$\left. - A(\omega_s^*, \omega', \alpha) n'(\omega', t) (\omega')^2 (1 - \cos\alpha) \frac{\partial}{\partial \omega_s^*} \frac{dW_s}{2\pi d \cos\alpha} \right\} d\omega' d\cos\theta' d\varphi' =$$

$$= \frac{\hbar N_e}{N_e m c^2} n(\omega, t) \sum_{s=1}^{\infty} \int_{-1}^1 d\omega' \int_{-1}^1 d\cos\alpha \left\{ 2 \frac{\partial}{\partial \omega'} \left[(\omega')^2 n'(\omega', t) \frac{dW_s}{d\cos\alpha} \right] \right\} \times$$

$$\times \frac{1}{\Delta\omega_{DS} \sqrt{2\pi(1-\cos\alpha)}} \exp \left[-\frac{(\omega_s^* - \omega')^2}{2(\Delta\omega_{DS})^2(1-\cos\alpha)} \right] - A(\omega_s^*, \omega', \alpha) n'(\omega', t) \times$$

$$\times (\omega')^2 (1-\cos\alpha) \frac{\partial}{\partial \omega_s^*} \frac{dW_s}{d\cos\alpha} \Bigg\} d\cos\alpha = \frac{\hbar N_e}{N_e m c^2} n(\omega, t) \times$$

$$\times \sum_{s=1}^{\infty} \int_{-1}^1 d\omega' \int_{-1}^1 d\cos\alpha (1-\cos\alpha) \left\{ 2 \frac{\partial}{\partial \omega'} \left[(\omega')^2 n(\omega', t) \frac{dW_s}{d\cos\alpha} \right] \delta(\omega_s^* - \omega') - \right. \quad (9)$$

$$\left. - \delta(\omega_s^* - \omega') n'(\omega', t) (\omega')^2 \frac{\partial}{\partial \omega_s^*} \frac{dW_s}{d\cos\alpha} \right\} =$$

$$= \frac{\hbar N_e}{N_e m c^2} n(\omega, t) \sum_{s=1}^{\infty} \int_{-1}^1 d\cos\alpha (1-\cos\alpha) \left\{ 2 \frac{\partial}{\partial \omega_s^*} \left[(\omega_s^*)^2 n(\omega, t) \frac{dW_s}{d\cos\alpha} \right] - \right.$$

$$\left. - n(\omega, t) (\omega_s^*)^2 \frac{\partial}{\partial \omega_s^*} \frac{dW_s}{d\cos\alpha} \right\} = \frac{\hbar N_e}{N_e m c^2} n(\omega, t) \sum_{s=1}^{\infty} \int_{-1}^1 d\cos\alpha (1-\cos\alpha) \times$$

$$\times \frac{dW_s}{d\cos\alpha} \cdot 2 \frac{\partial}{\partial \omega_s^*} [n(\omega, t) (\omega_s^*)^2] + n(\omega, t) (\omega_s^*)^2 \frac{d}{d\omega_s^*} \frac{dW_s}{d\cos\alpha}.$$

Выше была использована замена $n^*(\omega_s^*, \theta, \varphi, t) \rightarrow n(\omega, \theta, \varphi, t) \rightarrow n(\omega, t)$.

3. *Нагрев электронов.* Кинетическое уравнение позволяет определить нагрев электронов:

$$L^+ = -\frac{\hbar}{4\pi^3 c^3} \int \omega^3 \frac{\partial}{\partial t} n(\omega, \theta, \varphi, t) d\omega d\cos\theta d\varphi. \quad (10)$$

Если выполняется условие $\delta \ll \Delta\omega_D \ll \Delta\omega_{DS}$, с помощью выражения (8) получим:

$$L^+ = \frac{-\hbar^2}{(2\pi)^3 m c^2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sum_{s=1}^{\infty} \int \omega^3 n(\omega, \theta, \varphi) (\omega')^2 n'(\omega', \theta', \varphi) \times \\ \times \left[\frac{2(\omega_s^* - \omega')}{(\Delta\omega_{DS}^*)^2} - (1 - \cos\alpha) \frac{\partial}{\partial \omega_s^*} \right] \frac{dW_s}{2\pi d\cos\alpha} d\omega d\omega' \frac{d\cos\theta d\cos\theta' d\varphi d\varphi'}{N_s \sqrt{1 - \cos\alpha}}. \quad (11)$$

При физических условиях, встречающихся в компактных объектах, зависимость от угловой апертуры пучка становится существенной. Причем, если

$$(1 - \cos\theta_0) \ll \frac{\delta^2}{2(\Delta\omega_{DS}^*)^2}, \quad \theta_0 \ll \frac{\delta}{\Delta\omega_D} \ll \frac{\delta}{\Delta\omega_{DS}^*}, \quad (12)$$

она становится определяющей. Для дальнейшего зададимся частотным и угловым распределениями пучка:

$$n = \begin{cases} 0 & \text{при } \omega < \omega_0, \\ n_0 & \text{при } \omega_0 < \omega < \omega_0 + \delta, \\ 0 & \text{при } \omega > \omega_0 + \delta, \end{cases} \quad (13)$$

$$n = \begin{cases} 0 & \text{при } \theta > \theta_0, \\ n_0 & \text{при } 0 < \theta \leq \theta_0. \end{cases}$$

После интегрирования (10) с помощью (5), (6) и учитывая, что выражение

$$\frac{1}{1 - \cos\alpha} \int K(\omega_s^*, \omega', \alpha) d\omega'$$

стремится к дельта-функции при $\frac{\theta_0 \Delta\omega_{DS}^*}{\delta} \rightarrow 0$, получим:

$$L^+ = \frac{\hbar^2}{N_s (2\pi)^3 m c^2} \int n^2 \omega^4 \sum_{s=1}^{\infty} s^* \left(2 - \frac{s^*}{s} \omega \frac{\partial}{\partial \omega} \right) \frac{dW_s}{2\pi d\cos\alpha} \times \\ \times (1 - \cos\alpha) d\cos\theta d\cos\theta' d\varphi d\varphi'. \quad (14)$$

Сначала рассмотрим случай s -фотонного комптоновского рассеяния при $\xi^2 \ll 1$, $s=1, 2, 3$, $\theta_0 \ll 1$, угловом и спектральном распределении пучка (13). С помощью формул (14), (II.7, 10, 13) нетрудно вычислить:

$$L^+ = 2.38 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{\sigma_T \hbar^2 n_0 \omega_0^4 \theta_0^6}{m c^4} \left\{ 1 - 0.042 \theta_0^2 + 0.008 \theta_0^4 - \right. \\ \left. - \frac{a}{x} (0.75 - 1.806 \theta_0^2 + 1.072 \theta_0^4) + \frac{a^2}{x^2} (-0.005 + 4.994 \theta_0^2 - 0.339 \theta_0^4) \right\}. \quad (15)$$

Случай (12) представляет интерес для астрофизики. Действительно, на расстоянии r от светящейся сферы радиуса $R \ll r$ имеем: $\theta_0 \simeq \frac{R}{r}$. Поэтому из (15) определим:

$$L^+ = 2.38 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{\sigma_T \hbar^2}{m c^4} \int n^2 \omega^4 \left(\frac{R}{r} \right)^6 \left\{ 1 - 0.75 \frac{a k_B T_e}{\hbar \omega} - 0.005 \left(\frac{a k_B T_e}{\hbar \omega} \right)^2 \right\} d\omega. \quad (16)$$

Далее, с учетом уменьшения интенсивности с удалением от сферы $[I_\omega(r) = I_\omega(R) \left(\frac{R}{r} \right)^2]$, из (16) окончательно получим:

$$L^+ = 36.454 \frac{\sigma_T}{m} \int \frac{I_\omega^2(R)}{\omega^2} \left(\frac{R}{r} \right)^6 \left\{ 1 - 0.75 \frac{a k_B T_e}{\hbar \omega} - 0.005 \left(\frac{a k_B T_e}{\hbar \omega} \right)^2 \right\} d\omega = \\ = 36.454 \frac{\sigma_T}{m} \int \frac{I_\omega^2(r)}{\omega^2} \left(\frac{R}{r} \right)^2 \left\{ 1 - 0.75 \frac{a k_B T_e}{\hbar \omega} - 0.005 \left(\frac{a k_B T_e}{\hbar \omega} \right)^2 \right\} d\omega. \quad (17)$$

Отсюда можно произвести оценку для ядер сейфертовских галактик и квазаров со спектральной плотностью

$$U_\omega = \begin{cases} U_\omega(\omega_0) \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^{3.5} & \text{при } \omega < \omega_0, \\ U_\omega(\omega_0) \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^{3.5} & \text{при } \omega > \omega_0, \end{cases} \quad (18)$$

где $\omega_0 \simeq 10^{12}$ Гц. Если L — светимость объекта в инфракрасной части спектра (18), то $U_\omega(\omega_0) \simeq \frac{L}{4\pi R^2 c \omega_0}$, где R — радиус излучательной области.

Тогда

$$L^+ = 1.078 \frac{\sigma_T L^2}{4\pi R^2 m \omega_0^3} \left(\frac{R}{r} \right)^6 \left\{ 1 - 0.75 \frac{a k_B T_e}{\hbar \omega_0} - 0.005 \left(\frac{a k_B T_e}{\hbar \omega_0} \right)^2 \right\}. \quad (19)$$

Теперь рассмотрим другой предельный случай: $\xi^2 \gg 1$ (следовательно $s \simeq \xi^3 \gg 1$), $\theta_0 \ll 1$. С помощью формул (13), (14) и (III.7), при выполнении условия (12) и $\theta_0 \xi > 2$, нетрудно вычислить:

$$L^+ \simeq 0.014 \frac{\sigma_T \hbar^2}{m c^4} n_0^2 \omega_0^4 \theta_0^2 s \frac{s^{\frac{4}{3}}}{\xi^4}. \quad (20)$$

На расстоянии r от светящейся сферы радиуса R будем иметь:

$$L^+ \simeq 0.133 \frac{\sigma_T c^2}{m} \int \frac{U_\omega(R)}{\omega^2} \left(\frac{R}{r}\right)^2 \frac{s^{\frac{4}{3}}}{\xi^4} d\omega. \quad (21)$$

С помощью формулы (21) можно произвести оценки для пульсара NP 0532 в Крабовидной туманности и радиопульсаров. Поскольку плотность энергии излучения вблизи пульсаров чрезвычайно велика и, к тому же, в старых пульсарах основная энергия излучается в радиодиапазоне на низких частотах, влияние многофотонных комптоновских процессов на тепловой баланс плазмы в окрестностях пульсаров велико [3]. Для оценок примем модель, в которой пульсар в радиодиапазоне имеет степенной спектр: $U_\omega = U_0 \omega^{-\lambda}, \lambda > 1$. То есть радиосветимость L_0 определяется минимальной частотой. Следует учесть также, что в период импульса интенсивность излучения в $(\tau/\Delta\tau)$ раз превышает среднюю (τ — период пульсара). В результате из (18) можно получить формулу для скорости нагрева:

$$L^+ \simeq 0.133 \frac{L_0^2 \sigma_T}{4\pi R^2 m \omega_{\min}^3} \frac{s^{\frac{4}{3}}}{\xi^4} \left(\frac{R}{r}\right)^2 \left(\frac{\tau}{\Delta\tau}\right)^2 \frac{A(\lambda-1)}{2\lambda+1}, \quad (22)$$

где $A = \max\left\{\left(\frac{R}{r}\right)^2 \frac{4}{3\tau}, < 1\right\}$, τ_s — оптическая толщина при учете лишь s -тонного комптоновского рассеяния (III.41). Используя соответствующие наблюдательные данные пульсаров: $R \simeq 10^8$ см, $\lambda = 2$, $2\pi \cdot 40 \text{ МГц} \leq \omega \leq 2\pi \cdot 100 \text{ МГц}$; радиосветимость $L_0 \simeq 10^{31}$ эрг/с, $\Delta\tau/\tau \simeq 0.3$, $N_p \simeq 4 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $\xi^2 \simeq (104.37 \div 652.3)$ — для NP 0532; $L_0 \simeq 10^{29}$ эрг/с, $\Delta\tau/\tau \simeq 1/20$, $N_p \simeq 4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $\xi^2 \simeq (1.04 \div 6.523)$ — для других радиопульсаров, можно получить следующие оценки:

$$N_p L^+ \simeq 1.737 \cdot 10^{21} A \cdot \left(\frac{R}{r}\right)^2 s^{\frac{4}{3}} \text{ эрг. см}^{-3} \text{ с}^{-1}, \quad (23)$$

$$N_p L^+ \simeq 6.24 \cdot 10^{17} A \left(\frac{R}{r}\right)^2 s^{\frac{4}{3}} \text{ эрг. см}^{-3} \text{ с}^{-1}, \quad (24)$$

соответственно.

Теперь перейдем к рассмотрению другого случая:

$$\theta_0 \geq \frac{\delta}{\Delta\omega_D} \geq \frac{\delta}{\Delta\omega_{DS}}. \quad (25)$$

В этом случае спектральная ширина пучка играет существенную роль.

С помощью формул (5), (8), (10) и (13) находим:

$$L^+ = \frac{2}{(2\pi)^3} \cdot \frac{\hbar^2}{mc^5} \sqrt{\frac{2}{\pi}} n_0^2 \omega_0^4 \frac{\delta^2}{\Delta\omega_D} \sum_{s=1}^{\infty} \int \frac{1}{s^2} \left[\frac{\delta^2}{2\Delta\omega_D^2} \left(\frac{dW_s}{2\pi d\cos\alpha} \right)_{\omega_0} - \right. \\ \left. - (1 - \cos\alpha) \frac{s^2}{s} \omega_0 \left(\frac{\partial}{\partial\omega} \frac{dW_s}{2\pi d\cos\alpha} \right)_{\omega_0} \right] \frac{d\cos\theta d\cos\theta' d\varphi d\varphi'}{N_s \sqrt{1 - \cos\alpha}} \quad (26)$$

Рассмотрим сначала случай $\xi^2 \ll 1, s=1, 2, 3$ и сделаем оценку для центральной линии луча. Для этого следует положить $\theta = 0$ и заменить интегрирование по начальным углам умножением на величину $\Omega_0 = 2\pi(1 - \cos\theta_0)$. После интегрирования по θ, φ , где $\cos\theta = \cos\alpha$, с помощью (II.7, 9, 13) находим:

$$L^+ = \frac{3}{2(2\pi)^3} \pi^{\frac{1}{2}} \frac{\sigma_T \hbar^2}{mc^4} \cdot n_0^2 \omega_0^4 \frac{\delta^2}{\Delta\omega_D} \theta_0^3 \left\{ \frac{\delta^2}{\Delta\omega_D^2} \left(1 - \frac{1}{6} \theta_0^2 + \frac{1}{40} \theta_0^4 \right) - \right. \\ \left. - \frac{a}{2x_0} \left[\frac{\delta^2}{\Delta\omega_D^2} + \frac{1}{3} \theta_0^2 \left(1 - \frac{\delta^2}{2\Delta\omega_D^2} \right) + \frac{3}{10} \theta_0^4 \left(1 - \frac{7}{4} \cdot \frac{\delta^2}{\Delta\omega_D^2} \right) \right] + \frac{a^2}{2x_0^2} \left[\frac{\delta^2}{2\Delta\omega_D^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{3} \theta_0^2 \left(1 + \frac{2\delta^2}{\Delta\omega_D^2} \right) + \frac{1}{10} \theta_0^4 \left(1 + 7.075 \frac{\delta^2}{\Delta\omega_D^2} \right) \right] \right\} \quad (27)$$

Отсюда можно получить также формулу для нагрева электронов, находящихся в поле луча импульсного лазера мощностью W/t и продолжительностью импульса t . Действительно, если линейный размер луча в фокусе равен r , а спектральное и угловое распределение имеют вид (13) ($\delta \ll \Delta\omega_D \leq \Delta\omega_{DS}$), то число заполнения равно:

$$n_0 = \frac{4\pi W c^2}{\theta_0^2 r^2 t \delta \hbar \omega_0^3} \quad (28)$$

а яркостная температура равна:

$$k_B T_b = n_0 \hbar \omega_0 = \frac{4\pi W c^2}{\theta_0^2 r^2 t \delta \omega_0^2} \quad (29)$$

Следовательно при условии (25) определим:

$$L^+ = \frac{3}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\sigma_T W^2}{\theta_0^4 r^2 m \omega_0^2 \Delta \omega_D} \left\{ \frac{\delta^2}{\Delta \omega_D^2} \left(1 - \frac{1}{6} \theta_0^2 + \frac{1}{40} \theta_0^4 \right) - \right. \\ \left. - \frac{a}{2x_0} \left[\frac{\delta^2}{\Delta \omega_D^2} + \frac{1}{3} \theta_0^2 \left(1 - \frac{\delta^2}{2\Delta \omega_D^2} \right) + \frac{3}{10} \theta_0^4 \left(1 - \frac{7}{4} \cdot \frac{\delta^2}{\Delta \omega_D^2} \right) \right] + \right. \\ \left. + \frac{a^2}{2x_0^2} \left[\frac{\delta^2}{2\Delta \omega_D^2} + \frac{1}{3} \theta_0^2 \left(1 + \frac{2\delta^2}{\Delta \omega_D^2} \right) + \frac{1}{10} \left(1 + 7.075 \frac{\delta^2}{\Delta \omega_D^2} \right) \right] \right\}. \quad (30)$$

Теперь рассмотрим случай $\xi^2 \gg 1$ ($s \gg 1$), при выполнении условия (25) и спектральном и угловом распределениях (13). Если также выполняется условие $\theta_0 \xi > 2$, для центральной линии луча получим оценку:

$$L^+ \simeq 4.83 \cdot 10^{-3} \frac{\sigma_T \hbar^2}{mc^4} n_0^2 \omega_0^4 \frac{\delta^2}{\Delta \omega_D} \theta_0 \left(\frac{x_0}{a} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\delta^2}{2\Delta \omega_D^2} - \frac{2x_0}{a} \right). \quad (31)$$

При этом была использована формула (III.6). Для нагрева электронов в поле луча импульсного лазера отсюда имеем:

$$L^+ \simeq 0.762 \frac{\sigma_T W^2}{r^4 \theta_0^4 m \omega_0^2 \Delta \omega_D} \left(\frac{x_0}{a} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{\delta^2}{2\Delta \omega_D^2} - 2 \frac{x_0}{a} \right). \quad (32)$$

Следует отметить, что все результаты были получены с помощью формул (5) и (10), которые справедливы в случае пренебрежения коллективными эффектами, т.е. при превышении изменения частоты кванта при рассеянии над ленгмюровской частотой ($\omega_{pl} = 2\pi \sqrt{e^2 N_e / \pi m}$).

4. *Эволюция спектрально узких линий излучения.* Рассмотрим случай спектрально узкого излучения ($\delta \ll \Delta \omega_D \leq \Delta \omega_{DS}^*$) при достаточно широком угловом распределении излучения ($\theta_0 \gg \frac{\delta}{\Delta \omega_D} \gg \frac{\delta}{\Delta \omega_{DS}^*}$). Воспользуемся интегральным уравнением (5), которое в этом случае можно представить в виде:

$$\frac{\partial}{\partial t} n(\omega, t) = \frac{\sigma_T N_e}{mc} \cdot \hbar n(\omega, t) \sum_{s=1}^{\infty} \left\{ d\omega' (\omega')^2 [\omega D_{1s}(\omega) - \right. \\ \left. - \omega' D_{2s}(\omega)] n(\omega', t) \right\}, \quad (33)$$

где:

$$D_{1s}(\omega) = \frac{2}{\Delta \omega_D^2} A_{1s}(\omega) - \frac{1}{\omega \Delta \omega_D} \cdot \frac{\partial}{\partial \omega} A_{2s}(\omega),$$

$$D_{2s}(\omega) = \frac{2}{\Delta\omega_0^2} A_{2s}(\omega),$$

$$A_{11}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} c\sigma_r N_s} \int \frac{1}{(s^*)^2} \frac{dW_s}{2\pi d\cos\alpha} \cdot \frac{d\cos\theta' d\varphi'}{\sqrt{1-\cos\alpha}}, \quad (34)$$

$$A_{2s}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} c\sigma_r N_s} \int \frac{1}{(s^*)^3} \frac{dW_s}{2\pi d\cos\alpha} \cdot \frac{d\cos\theta' d\varphi'}{\sqrt{1-\cos\alpha}},$$

$$A_{3s}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} c\sigma_r N_s} \int \frac{1}{(s^*)^2} \frac{dW_s}{2\pi d\cos\alpha} \sqrt{1-\cos\alpha} d\cos\theta' d\varphi'.$$

При сравнительно малой интенсивности поля излучения $\xi^2 \ll 1$ и, например, для $s=1,2$, с помощью соответствующих формул (II.7, 10) получим:

а) В изотропном случае —

$$A_{11}(x) = \frac{1.1}{\sqrt{\pi}} \left(1 - 1.74 \frac{a}{x} + 1.38 \frac{a^2}{x^2}\right), \quad A_{12}(x) = \frac{0.58}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{a}{x} \left(1 - 3.63 \frac{a}{x}\right),$$

$$A_{21}(x) = \frac{1.1}{\sqrt{\pi}} \left(1 - 2.05 \frac{a}{x} + 11.83 \frac{a^2}{x^2}\right), \quad A_{22}(x) = \frac{0.12}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{a}{x} \left(1 + 17.65 \frac{a}{x}\right), \quad (35)$$

$$A_{31}(x) = \frac{0.66}{\sqrt{\pi}} \left(1 - 2.9 \frac{a}{x} + 3.11 \frac{a^2}{x^2}\right), \quad A_{32}(x) = \frac{0.85}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{a}{x} \left(1 + 4.43 \frac{a}{x}\right).$$

Величины a и x даются формулами:

$$a = \frac{4\pi e^2 \hbar^2 N}{m^2 c^4 k_B T_e}, \quad x = \frac{\hbar\omega}{k_B T_e}.$$

б) При угловом распределении (13) нетрудно получить аналогичную оценку для центральной линии пучка, полагая при этом $\theta=0$ и $\alpha=\theta'$:

$$A_{11}(x) = \frac{3}{4\sqrt{\pi}} \theta_0^3 \left\{ 1 - \frac{1}{6} \theta_0^2 - \frac{a}{2x} \left(1 + \frac{5}{6} \theta_0^2\right) + \frac{a^2}{4x^2} \left(1 + \frac{5}{6} \theta_0^2\right) \right\},$$

$$A_{12}(x) = \frac{\theta_0^3}{16\sqrt{\pi}} \cdot \frac{a}{x} \left(1 - \frac{a}{2x}\right), \quad A_{22}(x) = \frac{1}{16\sqrt{\pi}} \cdot \frac{a}{x} \theta_0^3 \left(1 + \frac{a}{2x}\right),$$

$$A_{21}(x) = \frac{3}{4\sqrt{\pi}} \theta_0^3 \left\{ 1 - \frac{1}{6} \theta_0^2 - \frac{a}{2x} \left(1 + \theta_0^2\right) + \frac{a^2}{4x^2} \left(1 + \theta_0^2\right) \right\}, \quad (36)$$

$$A_{31}(x) = \frac{1}{8\sqrt{\pi}} \theta_0^3 \left\{ 1 - \frac{3}{10} \theta_0^2 - \frac{a}{x} \left(2 + \frac{3}{4} \theta_0^2\right) + \frac{a^2}{4x^2} \left(1 + \frac{3}{2} \theta_0^2\right) \right\},$$

$$A_{32}(x) = \frac{3}{80\sqrt{\pi}} \cdot \frac{a}{x} \theta_0^3 \left(1 - \frac{a}{2x}\right).$$

В другом случае, при большой интенсивности излучения ($\xi^2 \gg 1$, $s \gg 1$) и дополнительном условии $\xi_{00} > 2$, с помощью формул (III.6) и (21) вычислим:

$$A_{1s}(x) \simeq 0.085 \frac{x^{1/2}}{s^{3/3} a^{1/2}}, \quad A_{2s}(x) \simeq 0.085 \frac{x^{1/2}}{s^{8/3} a^{1/2}}, \quad (37)$$

$$A_{3s}(x) \simeq 0.169 \frac{x^{3/2}}{s^{5/3} a^{3/2}}.$$

При многофотонном комптоновском рассеянии число квантов в системе не сохраняется, т. е. плотность квантов, как и плотность энергии излучения,

зависит от времени:

$$N_{\gamma}(t) = \frac{1}{4\pi^2 c^2} \int (\omega')^2 n'(\omega', t) d\omega' d\cos\theta d\varphi, \quad (38)$$

$$\varepsilon(t) = \int \varepsilon_{\omega} d\omega = \frac{\hbar}{4\pi^2 c^2} \int (\omega')^3 n'(\omega', t) d\omega' d\cos\theta d\varphi.$$

Комбинируя формулы (33) и (34), находим следующее уравнение:

$$\frac{\partial}{\partial t} n(\omega, t) = B n(\omega, t) \sum_{s=1}^{\infty} [\varepsilon(t) D_{2s}(\omega) - N_{\gamma}(t) \hbar \omega D_{1s}(\omega)]. \quad (39)$$

Формально решая это уравнение получим:

$$n(\omega, t) = n_1(\omega) \exp \left\{ B \sum_{s=1}^{\infty} \int_0^t [\varepsilon(t') D_{2s}(\omega) - N_{\gamma}(t') \hbar \omega D_{1s}(\omega)] dt' \right\}, \quad (40)$$

где введено обозначение $B = \frac{(2\pi)^3 \sigma_T c^2 N_e}{2m}$. Такая запись проясняет физическую картину процесса: в спектральной линии число фотонов с частотой, превышающей на данный момент времени «среднюю»

$$\omega > \frac{\sum_{s=1}^{\infty} D_{2s}(\omega) \int_0^t \varepsilon(t') dt'}{\hbar \sum_{s=1}^{\infty} D_{1s}(\omega) \int_0^t N_{\gamma}(t') dt'} \quad (41)$$

уменьшается, а с меньшей — увеличивается. Причем, первоначальный профиль линии может иметь как гауссовский, так и лоренцевский вид:

$$n_1(\omega) = \frac{1}{\delta \sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{(\omega - \omega_1)^2}{2\delta^2} \right\}, \quad (\delta \ll \Delta\omega_D), \quad (42)$$

$$n_1(\omega) = \frac{1}{(\omega - \omega_1)^2 + \Gamma^2}.$$

Резюмируя полученные результаты, можно заключить: несмотря на то, что при узком спектре число электронов, участвующих в процессе (а следовательно и его скорость), уменьшается по сравнению со случаем широкого спектра, что приводит к ослаблению передачи энергии электронам, тем не менее, при многофотонном индуцированном комптоновском взаимодействии происходит нагрев тепловых электронов. Этот механизм играет существенную роль в тепловом балансе газа, окружающего компактные объекты

чрезвычайно высокой светимости. Следует заметить, что разработанная здесь теория позволяет определить многофотонную индуцированную силу давления излучения, действующую на отдельный электрон в спектральном поле, а с ее помощью определить также индуцированное давление спектрально узкого пучка на сгусток плазмы малой плотности. Известно, что при движении электрона ($v \ll c$) в изотропном поле излучения на него действует сила торможения, пропорциональная его скорости и плотности энергии излучения. При движении электрона в монохроматической волне систематическая сила возникает только при учете реакции электрона на собственное вторичное (рассеянное) излучение. В отличие от указанного случая, при движении электрона в спектральном поле с разбросом по направлениям, систематическая сила будет действовать на него и без учета силы реакций. В поле излучения со случайными фазами реальный смысл имеет лишь сила, усредненная по всем значениям фаз. Поэтому динамическая задача движения электрона в поле излучения требует статистического подхода. Отметим, что давление излучения связано с передачей при рассеянии продольного импульса квантов, в то время как нагрев электронов происходит при передаче поперечного компонента импульса квантов. Энергия, передаваемая за единицу времени сгустку плазмы с импульсом $P_0 > \sqrt{k_B T_e m}$ и функцией распределения $f(\vec{P})$ при его разгоне индуцированным давлением света f_{ind} , равна:

$$L^+ = \int f_{ind} \frac{P_0}{m} f(\vec{P}) d\vec{P}. \quad (43)$$

Изучению указанных вопросов будет посвящена следующая часть настоящей работы.

Автор выражает искреннюю признательность академику В. А. Амбарцумяну за полезные обсуждения.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE ENERGY EXCHANGE PROCESSES BETWEEN ELECTRONS AND PHOTONS AT THE INTENSE RADIATION ENCOUNTERED IN SOME ASTRONOMICAL OBJECTS. IV

G. T. TER-KAZARIAN

On the basis of method of «effective photon» [1-3], the integral kinetic equation, which describes the time evolution of distribution function

of photons of nonequilibrium intense radiation interacting with the nondegenerate nonrelativistic electrons via the multiphoton Compton scattering, has been obtained. By means of this equation the heating of electrons is determined. It has been shown that in the case of narrow spectrum in spite of the fact that the number of participating in the process electrons and due to it the rate of process decrease with respect to the case of broad spectrum of radiation, whilst the transference of energy to the electrons decreases too, nevertheless in the case of multiphoton Compton scattering the heating of electrons takes place. By means of the model of the luminous sphere the estimations for the number of objects such as Seyfert galaxies, quasars, pulsar NP 0532 and radiopulsars are carried out. The integral kinetic equation enables to describe the evolution of the spectral lines of intense radiation for any width and any angular aperture of beam.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Т. Тер-Казарян, *Астрофизика*, 21, 3, 1984.
2. Г. Т. Тер-Казарян, *Астрофизика*, 27, 3, 1987.
3. Г. Т. Тер-Казарян, *Астрофизика*, 30, 2, 1989.
4. Я. Б. Зельдович, Р. А. Сюняев, Ж. эксперим. и теор. физ., 62, 153, 1972.
5. С. Чандраскар, *Перенос лучистой энергии*, ИИЛ, М., 1953.
6. Я. Б. Зельдович, Е. В. Лувич, Р. А. Сюняев, Ж. эксперим. и теор. физ., 62, 4, 1972.
7. J. Coste, J. Peyraud, *Phys. Rev.*, A 12, 2144, 1975.

УДК:524.7—337

УСТОЙЧИВОСТЬ САМОГРАВИТИРУЮЩЕГО ОДНОРОДНОГО
СФЕРОИДА С АЗИМУТАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ. II

В.А.АНТОНОВ, О.А.ЖЕЛЕЗНЯК

Поступила 20 июня 1988

Принята к печати 11 октября 1988

Исследуется устойчивость самогравитирующего сфероида с замороженным магнитным полем по отношению к «кольцеобразным» возмущениям. Показано, что без учета диссипативных эффектов трехосность сфероида наступает всегда раньше, чем отделение кольца.

В первой части работы [1] было изучено влияние магнитного поля на то критическое сжатие сфероида, при котором он теряет устойчивость по отношению к возникновению трехосности. Однако в классической теории фигур равновесия несжимаемой жидкости известны другие, более сложные неустойчивости. В частности, достаточно хорошо изучена неустойчивость четвертого порядка [2], приводящая к зависимости от направления деформации или к отделению в конце концов периферийного кольца от центрального сгущения, или к появлению «подушкообразности». Для обычной жидкости эта неустойчивость четвертого порядка возникает на последовательности Маклорена гораздо позже неустойчивости эллипсоидальных деформаций и поэтому не может иметь реального космологического значения. Но присутствие в сфероиде замороженного магнитного поля $\vec{H}(-\lambda a^2 y, \lambda b^2 x, 0)$ могло бы существенно изменить дело, так как оно совсем по-разному взаимодействует с ротационно симметричными и несимметричными возмущениями.

Ввиду очевидной симметрии «кольцеобразных» возмущений в уравнениях эволюции должны оставаться только потенциальные, но не гироскопические силы. Поэтому применим энергетический подход к вопросу об устойчивости или неустойчивости сфероида с магнитным полем. Как всегда в окрестности стационарного состояния, приращение энергии δE при допустимых деформациях, не нарушающих, в частности, ротационной симметрии, должно выражаться величиной второго порядка малости по амплитуде деформации. Из разных существующих способов вычисления δE выберем основанный на анализе работы, совершаемой при деформации, поскольку при этом наглядным образом выясняется пассивная в некотором смысле

роль магнитного поля.

Разобьем мысленно всю фигуру на бесконечно тонкие круговые кольца. Каждое жидкое кольцо, точки которого имели определенные цилиндрические координаты R, z (и произвольное φ), пусть смещаются в положение $R + \delta R, z + \delta z$. Всюду должно соблюдаться условие неразрывности

$$\frac{\partial}{\partial R}(R\delta R) + R\frac{\partial \delta z}{\partial z} = 0. \quad (1)$$

Важное значение имеет деформация поверхности фигуры. Как принято в вышеупомянутых классических работах, эту деформацию выразим смещением в направлении внешней нормали. Обозначим его через l и введем угол γ наклона нормали к оси z . Тогда

$$\cos\gamma = \frac{\frac{z}{c^2}}{\sqrt{\frac{R^2}{a^4} + \frac{z^2}{c^4}}}, \quad \sin\gamma = \frac{\frac{R}{a^2}}{\sqrt{\frac{R^2}{a^4} + \frac{z^2}{c^4}}},$$

$$l = \delta z \cos\gamma + \delta R \sin\gamma. \quad (2)$$

Для подсчета совершаемой работы формально надо задать последовательность промежуточных состояний, хотя, ввиду консервативности сил, в ответ войдет только окончательная деформация. Применим простейшую линейную зависимость промежуточной деформации от ее формального времени τ :

$$(\delta R)^{\text{in}} = \tau \delta R, \quad (\delta z)^{\text{in}} = \tau \delta z \quad (0 < \tau < 1). \quad (3)$$

Символ «in» означает промежуточную деформацию в отличие от окончательного деформированного состояния. Равным образом несущественно, как изменяется распределение давления $P(x, y, z)$ в зависимости от τ , поскольку силы давления все равно не совершают работы на перемещение частиц несжимаемой жидкости. Используем удобное для дальнейшего предположение, что P не зависит от τ .

В наш расчет войдут четыре рода объемных сил: центробежная F_1 , магнитная F_2 , гравитационная F_3 , сила давления F_4 . Искомое полное приращение энергии можно записать в виде

$$\delta E = - \int_0^1 d\tau \int_{V_1}^V \frac{\partial (\delta \bar{\Gamma})^{\text{in}}}{\partial \tau} \cdot F_i^{\text{in}}(\tau) dm - \int_0^1 d\tau \int_{\sigma} (\delta P)^{\text{in}} \frac{\partial l^{\text{in}}}{\partial \tau} d\sigma =$$

$$= - \int_0^1 d\tau \sum_{l=1}^4 [F_l^{in}(\tau) - F_l^{in}(0)] \frac{\partial (\delta \bar{r})^{in}}{\partial \tau} dm - \int_0^1 d\tau (\delta P)^{in} \frac{\partial l^{in}}{\partial \tau} d\sigma, \quad (4)$$

где введены обозначения: dm — элемент массы, $d\sigma$ — элемент поверхности $\delta \bar{r}$ — вектор в меридиональной плоскости с компонентами $(\delta R, \delta z)$, δP — скачок давления при переходе из внешней области во внутреннюю. Отметим также, что знак dE определяется членами второго порядка малости по отношению к $\delta \bar{r}$ или l . Соответственно все соотношения, связующие $\delta \bar{r}$, l и приращение сил $F_l(\tau) - F_l(0)$, выписываем только в линейном приближении, что и было сделано в формулах (1) и (2).

Рассмотрим введенные силы более подробно.

1) Закон изменения центробежной силы следует из того факта, что на место смещенного кольца встает другое кольцо, имевшее в невозмущенном состоянии радиус $R - \delta R$ и удельный момент, отличающийся от момента первого кольца коэффициентом $\left(\frac{R - \delta R}{R}\right)^2$. В том же отношении изменяется локальная угловая скорость, а для центробежных сил указанное соотношение возводится в квадрат. Таким образом F_1 имеет только R -компонент:

$$F_1(\tau) - F_1(0) = \omega^2 R [(1 - \frac{\delta R}{R})^2 - 1] = -4\omega^2 \delta R. \quad (5)$$

2) Внутри каждого кольца замороженное магнитное поле, по симметрии остается продольным, азимутальным. Его напряженность H меняется обратно пропорционально сечению кольца и, в силу сохранения объема, в точности пропорциональна длине $2\pi R$. Так как в невозмущенном состоянии H при переходе от точки к точке тоже пропорционально R , то перемещение жидких элементов никак не сказывается на H как функции координат фиксированной точки. Поэтому в точности

$$F_2(\tau) - F_2(0) = 0.$$

3) Возмущение гравитационной силы, как для всякой несжимаемой фигуры, можно считать обусловленным появлением дополнительного слоя на поверхности с поверхностной плотностью ρl . Возмущения потенциала снаружи и внутри, соответственно обозначаемые U_e и U_i , оказываются гармоническими функциями каждая в своей области, но на границе фигуры, как известно [3], существует скачок производных

$$\frac{\partial U_e}{\partial n} - \frac{\partial U_i}{\partial n} = -4\pi G \rho l \quad (6)$$

при непрерывном сшивании самих функций U_e и U_i . Процедура подбора

таких потенциалов, чтобы l в (6) выражалось достаточно простым образом, описана во многих руководствах [4]. Основой этой процедуры является введение сплюснутых сфероидальных координат по формулам

$$R = \sqrt{(a^2 - c^2)(1 - \xi^2)(1 - \eta^2)}, \quad z = \sqrt{a^2 - c^2} \xi \cdot \eta. \quad (7)$$

В частности, поверхности самой фигуры соответствует постоянное значение координаты ξ ,

$$\xi_0 = \frac{c}{\sqrt{a^2 - c^2}} = \frac{\sqrt{1 - e^2}}{e}. \quad (8)$$

Для дальнейших расчетов полезно иметь в виду, что вдоль меридиана сфероида

$$(ds)^2 = (dR)^2 + (dz)^2 = (a^2 - c^2)(\xi_0^2 + \eta^2) \frac{(d\eta)^2}{1 - \eta^2}, \quad (9)$$

$$RdR = -(a^2 - c^2)(1 + \xi_0)\eta d\eta, \quad (10)$$

причем η меняется от нуля на экваторе до единицы на полюсе. Тогда нормальная производная в (6) раскрывается как

$$\frac{\partial}{\partial n} = \frac{1 + \xi_0^2}{(a^2 - c^2)(\xi_0^2 + \eta^2)} \frac{\partial}{\partial \xi}. \quad (11)$$

Простейшими гармоническими функциями, удовлетворяющими условию непрерывности при переходе через границу, являются

$$U_{me} = P_m(\eta)q_m(\xi)p_m(\xi_0), \quad U_{mi} = P_m(\eta)q_m(\xi_0)p_m(\xi), \quad (12)$$

где $P_m(x)$ — полиномы Лежандра, $p_m(x) = i^{-m}P_m(im)$, $q_m(x) = i^{-m}Q_m(ix)$, $Q_m(x)$ — второе решение дифференциального уравнения полиномов Лежандра, стремящееся к нулю на бесконечности. Нормировку $q_m(x)$, для определенности, подбираем так, чтобы в известном соотношении

$$[p_m'(x)q_m(x) - p_m(x)q_m'(x)](1 + x^2) = \text{const} \quad (13)$$

постоянная справа равнялась единице. Для записи произвольного возмущения потенциала используем суперпозицию

$$U_i = \sum_m c_m U_{mi}, \quad U_e = \sum_m c_m U_{me} \quad (14)$$

с какими-либо постоянными коэффициентами c_m . Тогда из (6) с учетом (11) следует

$$l = \frac{1}{4\pi G \rho a} \sum_m \frac{c_m P_m(\eta)}{\sqrt{b_0^2 + \eta^2}}. \quad (15)$$

Нетривиальные симметричные возмущения начинаются с $m=2$, так как при $m=0$ и 1 получается просто смещение начала отсчета потенциала или сдвиг фигуры как целого в направлении z . Далее нечетные m соответствуют изгибным возмущениям, которые заведомо устойчивы. Исходя из этого, суммирование в (15) должно вестись по значениям $m=2, 4, \dots$, однако, мелкомасштабные возмущения ($m \geq 6$) могут дать неустойчивость только при очень больших сжатиях фигуры.

Наконец, для вычисления полной работы необходимо знать скачок суммарного давления, гидродинамического и давления магнитного поля на границе фигуры. Как ясно из вышесказанного, суммарное давление зависит от координат точки, но не от t . Согласно данным части I [1]

$$P = P_0 + \Theta \left(1 - \frac{R^2}{a^2} - \frac{z^2}{c^2} \right). \quad (16)$$

Снаружи у нас остается все время какое-то фиксированное внешнее давление P_0 , поэтому $P - P_0$ на перемещающейся границе обусловлено только изменением самой границы, т.е.

$$\delta P = -2\Theta l \sqrt{\frac{R^2}{a^4} + \frac{z^2}{c^4}}. \quad (17)$$

Необходимо остановиться на связи δR и l . Интегральной формой условия неразрывности является

$$R h(R) \delta \bar{R} + \int_0^R \frac{l}{\cos \gamma} R dR = 0, \quad (18)$$

где $h(R)$ — полутолщина сфероида

$$h(R) = c \sqrt{1 - \frac{R^2}{a^2}},$$

а черта сверху δR означает усреднение по z .

Вычисление интегралов в формуле (4) требует некоторых пояснений. В выражении для работы центробежных сил приходится иметь дело с интегралом

$$\int_0^{h(R)} (\delta R)^2 dz = h(R) (\overline{\delta R})^2 \geq h(R) (\delta R)^2, \quad (19)$$

причем точное равенство достигается в (19) только в случае независимости δR от z . Иначе говоря, при заданном возмущении поверхности l энергетически наиболее выгодна такая внутренняя деформация, при которой любой вертикальный столбик жидкости остается вертикальным, что мы в дальнейшем и предполагаем. (На величине же работы гравитационных сил, как подтвердится ниже, изгиб столбика не сказывается).

Напомним, что для устойчивости или неустойчивости рассматриваемой фигуры необходимо взять интегралы в (4) и исследовать знак их суммы. Присутствие переменной интеграции τ сказывается только в появлении коэффициента

$$\int_0^1 \tau d\tau = \frac{1}{2},$$

типичного вообще для теории малых деформаций [5]. Этот общий коэффициент в нашей задаче не играет никакой роли, так что можно снять интегрирование по τ и положить $\tau=1$. В частности, в такой форме работа против гравитационных сил

$$\begin{aligned} & - (\delta R \frac{\partial U_l}{\partial R} + \delta z \frac{\partial U_l}{\partial z}) dm = -4\pi\rho \int_{z>0} (\delta R \frac{\partial U_l}{\partial R} + \delta z \frac{\partial U_l}{\partial z}) R dR dz = \\ & = -4\pi\rho \int_{z>0} [\frac{\partial}{\partial R} (R \delta R \cdot U_l) + \frac{\partial}{\partial z} (R \delta z U_l)] dR dz = -4\pi\rho \int_{z>0} R \cdot U_l ds. \end{aligned}$$

При переходе от объемного к поверхностному интегралу использовано условие (1).

Вернемся еще раз к вычислению работы центробежных сил. Значение $\delta R = \overline{\delta R}$ находим из (18) с учетом (7) и (10); найденное выражение

$$\delta R = - \frac{\sqrt{(a^2 - c^2)(1 - \eta^2)}}{4\pi G \rho a c \eta} \sum_m \frac{c_m P_m^1(\eta)}{m(m+1)} \quad (20)$$

подставляем в (5). Дальнейшие выкладки, ведущие к вычислению интегралов в (4), не представляют существенных затруднений, при этом используются известные соотношения ортогональности для функций Лежандра

$P_m(x), P'_m(x)$.

В итоге расчетов находим приращение энергии, с точностью до несущественной положительной постоянной

$$\delta E = \frac{\omega^2(\alpha^2 - c^2)}{\pi G \rho c} \sum \frac{c_m^2}{m(m+1)(2m+1)} \sqrt{\alpha^2 - c^2} \sum \frac{c_m^2 P_m(\xi_0) q_m(\xi)}{2m+1} +$$

$$+ c \left(1 - \frac{c}{\sqrt{\alpha^2 - c^2}} \arccos \frac{c}{\alpha} \right) \sum \frac{c_m^2}{2m+1}. \quad (21)$$

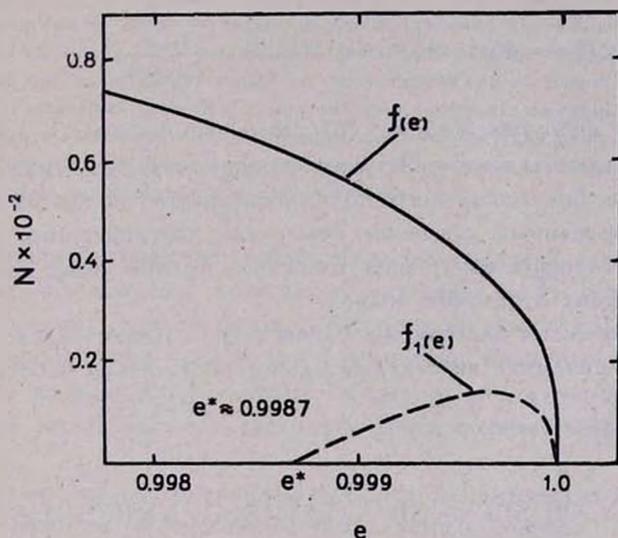


Рис. 1

Остается подставить ω^2 из [1], чтобы получить условие неустойчивости сфероида с магнитным полем в наиболее существенном случае $m=4$, отвечающем за отделение кольца:

$$\frac{H_0^2}{40\pi^2 G \rho^2 \alpha^2 \xi_0} + \frac{1}{5} [-3\xi_0 + (1 + 3\xi_0^2) \operatorname{arctg} \frac{1}{\xi_0}] - \frac{(35\xi_0^4 + 30\xi_0^2 + 3)^2}{32} \operatorname{arctg} \frac{1}{\xi_0} +$$

$$+ \frac{5}{32} \xi_0 (7\xi_0^2 + \frac{11}{3}) (35\xi_0^4 + 30\xi_0^2 + 3) + 2(\xi_0 - \xi_0^2 \operatorname{arctg} \frac{1}{\xi_0}) < 0. \quad (22)$$

Для сравнения с условием устойчивости сфероида с магнитным полем по

отношению к трехосности, полученным в [1], преобразуем (22) к виду

$$\frac{H_0^2}{4\pi^2 G \rho^2 a^2} < f_1(e), \quad (23)$$

где

$$f_1(e) = \frac{10\sqrt{1-e^2}}{e} \left[\frac{1}{5} + \frac{3\sqrt{1-e^2}}{e} - \frac{3-2e^2}{e^2} \arcsine + \right. \\ \left. + \frac{(8e^4-40e^2+35)^2}{32e^3} \arcsine - \frac{5(21-10e^2)\sqrt{1-e^2}}{96e} \right] \times \\ \times (8e^4-40e^2+35) - 2 \left(\frac{\sqrt{1-e^2}}{e} - \frac{1-e^2}{e^2 \arcsine} \right). \quad (24)$$

Изобразим функции $f(e)$ и $f_1(e)$ совместно на рис. 1. Из рисунка видно, что трехосность всегда наступает раньше, чем отделение кольца от сфероида, как и без магнитного поля. Указанный результат применим только к изолированным системам без учета диссипативных эффектов, реально присутствующее внутреннее и внешнее трение может существенно повлиять на момент отделения кольца.

Авторы выражают благодарность участникам Ленинградского семинара по звездной динамике за содержательное обсуждение работы.

Ленинградский государственный
университет

THE STABILITY OF SELF-GRAVITATIONAL UNIFORM SPHEROID WITH AZIMUTAL MAGNETIC FIELD. II

V.A.ANTONOV, O.A.ZELESNYAK

The stability of the self-gravitational spheroid of magnetized liquid in respect to ring-like deformations is investigated. It has been shown that the spheroid becomes triaxial always before the separation of the ring.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Антонов, О.А.Железняк, *Астрофизика*, 27, 111, 1987.
2. С.Чандрасекар, *Эллипсоидальные фигуры равновесия*, Мир, М., 1973.
3. М.Ф.Субботин, *Курс небесной механики*, т. 3, Гостехиздат, М.—Л., 1949.
4. Ф.М.Морс, Г.Фешбах, *Методы теоретической физики*, ИЛ, М., 1958.
5. Э.Дж.Раус, *Динамика систем твердых тел*, т.1, Наука, М., 1983.

УДК 524.4—32—17

ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА И
ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ В ГАЛАКТИЧЕСКОЙ ПЛОСКОСТИ.

Е. И. ТИМОШКОВА

Поступила 18 апреля 1988

Принята к печати 15 мая 1988

Рассматривается обратная задача звездной динамики в новой постановке — ищется потенциал по заданному полю скоростей. В рамках этой задачи построен класс потенциалов, допускающих еще один, квадратичный по скоростям интеграл, помимо интеграла энергии. Приводятся конкретные примеры полностью интегрируемых потенциалов, которые могут использоваться в качестве аппроксимирующих для представления ротационно-симметричных полей реальных галактик и звездных скоплений. Полученные в работе формулы обобщают многие известные ранее результаты других авторов.

В звездной динамике хорошо известна обратная задача определения потенциала по заданному семейству траекторий [1—3]. В такой постановке задача, по-видимому, впервые была рассмотрена в работе В.Себехейя 1974г. [1]. В данной статье предлагается несколько иная постановка обратной задачи. Не конкретизируя детали, ее можно сформулировать как задачу нахождения потенциала по заданному определенным образом полю скоростей.

Ограничимся рассмотрением простых динамических систем с двумя степенями свободы, описываемых гамильтонианом вида

$$H \equiv \frac{1}{2}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2) - V(x, y) = E. \quad (1)$$

Здесь точкой обозначено дифференцирование по времени, E — постоянная энергии. Как известно [4], интегрирование такой гамильтоновой системы равносильно нахождению полного интеграла уравнения Гамильтона—Якоби

$$\left(\frac{\partial S}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial S}{\partial y}\right)^2 = 2(V + E), \quad (2)$$

причем

$$\left(\frac{\partial S}{\partial x}\right)=\dot{x}, \quad \left(\frac{\partial S}{\partial y}\right)=\dot{y}. \quad (3)$$

В случае полной интегрируемости системы с заданным гамильтонианом (1) функция $S(x, y)$ должна содержать еще две произвольные постоянные, одной из которых является постоянная энергии.

Но (2) можно рассматривать и как уравнение для определения потенциала $V(x, y)$, если считать заданной некоторую функцию $S(x, y)$ или две функции $S_x(x, y)$ и $S_y(x, y)$, с помощью которых задается поле скоростей. Очевидно, что для построения потенциала, для которого соответствующие уравнения движения в прямой задаче полностью интегрируются, задаваемое поле скоростей должно содержать две произвольные постоянные и одна из них E . Для простоты в дальнейшем будем называть таким образом построенный потенциал или соответствующий гамильтониан полностью интегрируемым. Если же задаваемое поле скоростей будет содержать меньшее число произвольных постоянных (т.е. одну или вообще ни одной), то соответствующий потенциал будем называть частично интегрируемым.

Будем, как и в предыдущей нашей работе [5], где решалась обратная задача в постановке В. Себехейя, исходить из двух ортогональных функций $u(x, y)$ и $w(x, y)$. С помощью этих двух функций зададим поле скоростей так, что

$$\begin{aligned} S_x &= A(u)u_x + B(w)w_x, \\ S_y &= A(u)u_y + B(w)w_y, \end{aligned} \quad (4)$$

где $A(u)$ и $B(w)$ — некоторые произвольные функции от соответствующих аргументов. Легко проверяется необходимое равенство $S_{xy} = S_{yx}$. Поскольку функции u и w ортогональны, то имеем $u_x w_x + u_y w_y = 0$, и из формулы (2) можно найти

$$2(V + E) = A^2(u)(u_x^2 + u_y^2) + B^2(w)(w_x^2 + w_y^2). \quad (5)$$

Теперь для получения полностью интегрируемого потенциала согласно (5) надо, чтобы из произвольных функций $A^2(u)$ и $B^2(w)$ можно было выделить такие две произвольные постоянные (одной из них должна быть E), которые бы содержались в выражениях (4) для составляющих скорости, но не входили бы в выражение для самого потенциала $V(x, y)$. Ясно, что при таком общем задании поля скоростей, как (4), о таком выделении говорить трудно. Выделение становится возможным (или частично возможным), если в большей степени конкретизировать задаваемые ортогональные функции $u(x, y)$ и $w(x, y)$. Условно будем различать следующие четыре случая.

1. Функции $u(x, y)$ и $w(x, y)$ ортогональные и такие, что

$$u_x^2 + u_y^2 = w_x^2 + w_y^2 = h - \text{const.} \quad (6)$$

Уравнением (6) функции u и w определяется фактически однозначно: $u=x, w=y$ с точностью до поворотов и подобий.

Пусть для простоты $h=1$, тогда согласно (5) получаем:

$$2(V+E) = A^2(u) + B^2(w). \quad (7)$$

Теперь для выделения двух нужных постоянных достаточно положить

$$A(u) = \pm \sqrt{2f(u) + E + c}, \quad (8)$$

$$B(w) = \pm \sqrt{2\psi(w) + E - c},$$

причем знаки перед корнем в выражениях для $A(u)$ и $B(w)$ выбираются одинаковые, а функции $f(u)$ и $\psi(w)$ — произвольные.

Окончательно для потенциала получаем следующее выражение:

$$V = f(u) + \psi(w). \quad (9)$$

Очевидно, что в этом случае прямая задача, т.е. задача о движении частицы единичной массы в поле потенциала (9) при условии (6), интегрируется в квадратурах.

2. Функции $u(x,y)$ и $w(x,y)$ ортогональные, но такие, что

$$u_x^2 + u_y^2 = w_x^2 + w_y^2 \neq \text{const.} \quad (10)$$

Тогда по формуле (5) имеем

$$2(V+E) = [A^2(u) + B^2(w)](u_x^2 + u_y^2). \quad (11)$$

Представление (11) при условии (10) допускает выделение лишь одной произвольной постоянной, для чего надо положить

$$A(u) = \pm \sqrt{2f(u) + c}, \quad (12)$$

$$B(w) = \pm \sqrt{2\psi(w) - c},$$

где c — постоянная. Постоянную интеграла энергии E , как следует из (11), приходится принять равной нулю. Таким образом, получим лишь частично интегрируемый потенциал

$$V(x,y) = [f(u) + \psi(w)](u_x^2 + u_y^2). \quad (13)$$

Для потенциала (13), так же, впрочем, как и для потенциала (9), может быть найден еще один интеграл, независимый от интеграла энергии. Однако в случае потенциала (13), в отличие от полностью интегрируемого потенциала (9), дополнительный интеграл будет локальным, поскольку постоянная интеграла энергии ($E=0$) фиксирована. Явный вид этого интеграла нетрудно найти, если обратиться к формулам (4). С учетом (12) имеем

$$\dot{x} = \sqrt{2f(u)+c} u_x + \sqrt{2\psi(w)-c} w_x, \quad (14)$$

$$\dot{y} = \sqrt{2f(u)+c} u_y + \sqrt{2\psi(w)-c} w_y,$$

получаем квадратичный по скоростям интеграл в виде

$$\frac{(\dot{x}u_x + \dot{y}u_y)^2}{(u_x^2 + u_y^2)} - 2f(u) = c. \quad (15)$$

В случае потенциала (9) вместо (15) имеем дополнительный глобальный интеграл

$$(\dot{x}u_x + \dot{y}u_y)^2 - 2f(u) - E = c. \quad (16)$$

В формулах (14) для простоты перед корнем опущены знаки \pm , тем более, что на окончательный результат (15) они не влияют. Траектории движения для потенциала (13) находятся в квадратурах.

Ранее в работах Стодолкевича [6] другими методами была получена формула (13) как наиболее общее представление потенциалов, допускающих локальный квадратичный по скоростям интеграл, отличный от интеграла энергии. При этом у Стодолкевича наряду с (10) возможно и (6).

3. Функции $u(x,y), w(x,y)$ предполагаются ортогональными и такими, что

$$u_x^2 + u_y^2 + w_x^2 + w_y^2 = 1. \quad (17)$$

Здесь допускается и случай чисто мнимых значений функции w . Обращаясь к формуле (5) видим, что при условии (17) в выражения для произвольных функций $A(u)$ и $B(w)$ удастся включить только одну произвольную постоянную E . Полагая

$$A^2(u) = 2f(u) + 2E, \quad (18)$$

$$B^2(w) = 2\psi(w) + 2E,$$

из (5) находим

$$V(x,y)=f(u)(u_x^2+u_y^2)+\psi(w)(w_x^2+w_y^2). \quad (19)$$

Этот результат впервые был получен другим методом В.А.Антоновым в работе, посвященной вопросам существования локального квадратичного интеграла в звездной динамике [7]. Действительно, как и в случае Стодолкевича (случай 2) для потенциала (19) при условии (17) существует лишь локальный дополнительный интеграл, независимый от интеграла энергии. Его явный вид можно получить тем же путем, что и интеграл (15), но в отличие от последнего здесь постоянная дополнительного интеграла фиксирована, а постоянная интеграла энергии E остается произвольной.

4. Функции $u(x,y)$ и $w(x,y)$ — ортогональные и такие, что

$$u_x^2+u_y^2 \neq w_x^2+w_y^2. \quad (20)$$

При таких общих предположениях, как видно из формул (4) и (5), в выражениях для произвольных функций $A(u)$ и $B(w)$ не удастся включить ни одной произвольной постоянной такой, чтобы она не присутствовала в окончательном представлении потенциала. Поэтому, принимая $E=0$, получим из формулы (5) для потенциала $V(x,y)$ то же выражение (19), что и в предыдущем случае. Если $\psi(w)=0$, то получаем частный случай формулы Жуковского [5].

Аналогично (15) можно написать

$$\frac{(\dot{x}u_x - \dot{y}u_y)^2}{(u_x^2+u_y^2)} - 2f(u) = 0, \quad (21)$$

так что здесь также можно говорить о существовании локального дополнительного интеграла, но только с нулевыми константами.

Конечно, выделение приведенных здесь четырех случаев задания ортогональных функций несколько произвольно. В действительности эти случаи могут перекрываться или могут выполняться еще другие дополнительные условия для функций $u(x,y)$ и $w(x,y)$, так что полностью интегрируемые потенциалы могут получаться и в случаях Антонова и Стодолкевича. Примеры таких потенциалов можно найти в указанных работах этих авторов [6,7].

Как ясно из предыдущих рассмотрений, формулы (4) и (5) являются наиболее общими и составляют основу алгоритма для решения задачи об определении потенциала по заданному полю скоростей в наиболее общей постановке. По существу это поле может быть задано только с помощью одной функции $u(x,y)$, поскольку ортогональную к $u(x,y)$ функцию обычно можно вычислить без особых трудностей. Заметим также, что формула

(5) дает наиболее общий вид потенциалов, допускающих квадратичный по скоростям дополнительный интеграл.

Рассмотрим теперь несколько конкретных примеров.

Пусть заданы две ортогональные гармонические функции

$$u = x + ay, \quad w = ax - y, \quad (22)$$

где a — произвольный постоянный параметр.

Тогда

$$u_x^2 + u_y^2 = w_x^2 + w_y^2 = (1 + a^2),$$

и мы имеем случай 1, следовательно, можем построить полностью интегрируемый потенциал. Поскольку здесь $h = 1 + a^2$, то вместо (7) будем иметь

$$2(V + E) = (1 + a^2)[A^2(u) + B^2(w)]. \quad (23)$$

Выбираем функции $A^2(u)$ и $B^2(w)$ следующим образом:

$$\begin{aligned} A^2(u) &= 2 \sum_{k=0}^n \alpha_k (x + ay)^k, \\ B^2(w) &= 2 \sum_{k=0}^n \beta_k (ax - y)^k, \end{aligned} \quad (24)$$

где α_k, β_k — произвольные постоянные параметры. Считая $E = (\alpha_0 + \beta_0)(1 + a^2)$, согласно формуле (23) найдем

$$V(x, y) = (1 + a^2) \sum_{k=1}^n [\alpha_k (x + ay)^k + \beta_k (ax - y)^k]. \quad (25)$$

Как видно из (24) и (25), две произвольные постоянные α_0, β_0 не входят в окончательное выражение для потенциала, но присутствуют, согласно формулам (4), в выражениях для составляющих скорости, что, по существу, и обеспечивает полную интегрируемость гамильтониана (1) с потенциалом (25). Вместо постоянных α_0, β_0 можно считать произвольными, например, E и α_0 , тогда

$$\beta_0 = [E / (1 + a^2)] - \alpha_0.$$

Формула (25) обобщает некоторые известные результаты, касающиеся потенциалов, используемых для описания возмущенного движения тела единичной массы в ротационно-симметричном поле галактики. Все эти

результаты получаются для случая $a=1, \alpha_k=\beta_k$. Так, в недавней работе В. Орлова [8] другим методом получен потенциал вида

$$V_0(x, y) = A_0 \sum_{k=2}^n [(x+y)^k + (x-y)^k]. \quad (26)$$

Если в (25) отличными от нуля считать только коэффициенты $\alpha_k=\beta_k$ для $2 \leq k \leq 4$, то при $a=1$ из (25) имеем

$$V_H = A_0(x^2 + y^2) + B_0(x^3 + 3xy^2) + C_0(x^4 + 6x^2y^2 + y^4). \quad (27)$$

При $C_0=0$ ($\alpha_4=\beta_4=0$) с точностью до обозначений формула (25) представляет частный случай известного потенциала Хенона—Хейлеса. Доказательство полной интегрируемости динамических систем с гамильтонианом (1) и потенциалом (27) приводится, например, в [9].

Выбирая определенным образом произвольные параметры a, α_k, β_k , можно из (25) получить различные аппроксимирующие выражения для известных неинтегрируемых потенциалов. Например, динамическая система (1) с потенциалом Хенона — Хейлеса

$$V_H = -\frac{1}{2}(x^2 + y^2) + \frac{x^3}{3} - xy^2, \quad (28)$$

как известно [10], обнаруживает сильно стохастическое поведение решений. Для сравнения интересно исследовать поведение полностью интегрируемой динамической системы (1) с потенциалом

$$V_A = -\frac{1}{2}(x^2 + y^2) + \left(\frac{x^3}{3} - xy^2\right) + \left[\frac{2a}{1-a^2}x^2y + \frac{a^4+1}{3a(1-a^2)}y^3\right] \quad (29)$$

при различных значениях произвольного параметра a и постоянной энергии E . Потенциал (29) получается из (25) при

$$\alpha_1=\beta_1=0, \quad \alpha_2=\beta_2 = -\frac{1}{(1+a^2)^2}, \quad \alpha_3=\beta_3 = \frac{1}{3(1-a^4)},$$

$$\beta_3 = \frac{1}{3a(a^4-1)}, \quad \alpha_k=\beta_k=0 \quad \text{для } k \geq 4.$$

Нетрудно видеть, что динамическая система с гамильтонианом (1) и потенциалом (25) при произвольных параметрах a, α_k, β_k и, следовательно, (26), (27), (29) интегрируется в квадратах. Действительно, согласно формулам (4), (22) и (24) имеем

$$\dot{x} = \pm \left[\sqrt{2\alpha_0 + 2 \sum_{k=1}^n \alpha_k (x+ay)^k} + a \sqrt{2\beta_0 + 2 \sum_{k=1}^n \beta_k (ax-y)^k} \right], \quad (30)$$

$$\dot{y} = \pm \left[a \sqrt{2\alpha_0 + 2 \sum_{k=1}^n \alpha_k (x+ay)^k} - \sqrt{2\beta_0 + 2 \sum_{k=1}^n \beta_k (ax-y)^k} \right].$$

Умножая сначала второе из равенств (30) на a и складывая, затем первое на a и вычитая, видим, что переменные разделяются. В результате получаем

$$\int_{u_0}^u \frac{du}{\sqrt{2\alpha_0 + 2 \sum_{k=1}^n \alpha_k u^k}} = \pm (1+a^2)(t-t_0), \quad (31)$$

$$\int_{w_0}^w \frac{dw}{\sqrt{2\beta_0 + 2 \sum_{k=1}^n \beta_k w^k}} = \pm (1+a^2)(t-t_0), \quad (32)$$

где $\beta_0 = [E/(1+a^2)] - \alpha_0$ и E — постоянная интеграла энергии, u_0, w_0 — еще две произвольные постоянные, определяющие координаты u и w в начальный момент времени t_0 .

Интересно, что, несколько изменив ортогональные функции (22), можно удовлетворить условиям (17) пункта 3 (случай В. Антонова). Для этого достаточно положить

$$u(x,y) = x+ay, \quad w(x,y) = \lambda(ax-y), \quad (33)$$

где λ — постоянная, определяемая равенством

$$(1+a^2)(1+\lambda^2) = 1.$$

Однако потенциал, построенный на основе функций (33), по существу будет тем же, что и (25).

В качестве примера частично интегрируемого потенциала рассмотрим потенциал, построенный в [5]. Пусть

$$V(x, y) = (x^2 + y^2)^2 \left(\frac{x^3}{3} - xy^2 + h \right), \quad (34)$$

где h — произвольный параметр. Нетрудно видеть, что $V(x, y)$ имеет вид (13) (случай Стодолкевича). Действительно, если положим

$$u = \frac{x^3}{3} - xy^2, \text{ тогда } w = x^2y - \frac{y^3}{3},$$

$$u_x^2 + u_y^2 = w_x^2 + w_y^2 = (x^2 + y^2)^2, \quad (35)$$

так что формула (34) переписывается в виде

$$V(x, y) = (x^2 + y^2)^2 (u + h). \quad (36)$$

Сравнивая (13) и (36), получаем

$$f(u) + \psi(w) = u + h,$$

и полагая $f(u) = u$, $\psi(w) = h$, в соответствии с формулами (4) находим

$$\dot{x} = \pm (\sqrt{2u+c} u_x + \sqrt{2h-cw_x}),$$

$$\dot{y} = \pm (\sqrt{2u+c} u_y + \sqrt{2h-cw_y}), \quad (37)$$

где c — произвольная постоянная, тогда как $E=0$. Потенциал (36) интересен тем, что здесь $u(x, y)$ есть частный случай неинтегрируемого потенциала Хенона—Хейлеса (28).

Из формул (37) можно получить уравнение траекторий в виде

$$\frac{dx}{dy} = \frac{\sqrt{2u+c} u_x + \sqrt{2h-c} w_x}{\sqrt{2u+c} u_y + \sqrt{2h-c} w_y} \quad (38)$$

и после его интегрирования получаем двухпараметрическое семейство траекторий

$$w(x, y) - \sqrt{2h-c} \sqrt{2u+c} = c_1$$

или в развернутом виде

$$\left(x^2y - \frac{y^3}{3} \right) - \sqrt{(2h-c)[2(\frac{x^3}{3} - xy^2) + c]} = c_1. \quad (39)$$

Для того, чтобы проинтегрировать задачу до конца, остается решить еще одно дифференциальное уравнение первого порядка, устанавливающее связь координат и времени. Интегрированием этого уравнения вводится еще одна произвольная постоянная, связанная со временем t_0 . Окончательное решение будет зависеть только от трех произвольных постоянных c, c_1, t_0 , вместо четырех — E, c, c_1, t_0 .

В заключение отметим, что сформулированная здесь задача определения потенциала по заданному полю скоростей допускает обобщение на трехмерный случай. Более того, пункты 1—4 данной работы остаются в силе, если $\text{grad}u$ и $\text{grad}v$ рассматривать в пространстве трех измерений.

Автор выражает благодарность доктору физ.—мат. наук В.А. Антонову за обсуждение результатов работы.

Ленинградский государственный
университет

THE INVERSE PROBLEM FOR THE DETERMINATION OF THE POTENTIAL AND THE VELOCITY FIELD IN THE GALACTIC PLANE

E.I. TIMOSHKOVA

A new version of the inverse problem in stellar dynamics is proposed: the velocity field, being given the potential is searched which gives rise to this field. For this problem the class of potential is constructed which permits the quadratic integral of velocities in addition to integral of energy. Some examples of complete integrable potentials are given. These potentials may be used for the approximation of rotational symmetric gravitational fields of galaxies and stellar clusters. The formulae derived in the present paper generalize the results given by other authors.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.Szebehely, Proc. Internat. Meeting on Earth's Rotation by Satellite Observ., Ed. E. Proverbio, Bologna, 1974.
2. R.Broucke, H. Lass, Celest. Mech., 16, 216, 1977.
3. G.Bozis, A.Nakla, Celest. Mech., 38, 357, 1986.
4. А.Парс, Аналитическая механика, М., 1971.
5. Е.И.Тимошкова, Вестн. ЛГУ, №19, 1988.
6. J.S.Stodolkiewicz, Acta Astron., 24, 265, 1974.

7. *В.А. Антонов*, Вести. ЛГУ, №19, 97, 1981.
8. *В.В. Орлов*, Вести. ЛГУ, №19, 101, 1988.
9. *P. Cleary*, Proc. ASA, 6, 453, 1986.
10. *В.А. Антонов*, Итоги науки и техники, Астрономия, 26, 1985.

УДК 524.38—355

АТОМНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПСЕВДОРЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ
Al II и Si II. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ КОРОТКОВОЛНОВОГО
СПЕКТРА AU MON.

А.Г.ЕГИКЯН

Поступила 15 февраля 1988
Принята к печати 10 апреля 1988

Рассчитаны вероятности радиационных переходов и сил ударов между всеми уровнями соответственно 12 и 10 низколежащих термов ионов Al II и Si II. Интерпретация ультрафиолетового спектра тесной двойной системы AU Mon с помощью этих атомных данных, на основе кинематической модели, предложенной Сах-те и Феррером, дает для области формирования псевдорезонансных линий поглощения ионов алюминия и кремния следующие значения основных физических параметров: линейный размер $R_T \sim 10^{12}$ см, электронная концентрация $n_e \sim 2 \cdot 10^{11}$ см⁻³, электронная температура $T_e \sim 20000$ K.

1. Введение. В ультрафиолетовом спектре AU Mon (HD 50846), известной затменной системы (B5V + F0I), наблюдается большое количество линий поглощения, формирующихся в плотной газовой оболочке, окутывающей эту тесную пару [1]. Большинство из этих линий — резонансные, но в спектре присутствуют и псевдорезонансные линии [2], нижние уровни которых метастабильные. К ним относятся мультиплеты 1176 <C III>, 1300 <Si III>, линии 1248 <Si II> и 1863 <Al II>. Авторы работы [1] область формирования этих линий относят к внешним слоям общей газовой оболочки системы. С другой стороны, в [1] отмечается, что, в отличие от видимой области спектра, где наблюдается переменная эмиссия только в линии H_α , в IUE спектрах AU Mon вовсе отсутствуют эмиссионные линии, в том числе и линии, возникающие при переходах с состояний, одновременно являющихся нижними для отмеченных псевдорезонансных линий, например, 1908 C III], 2666 Al II], 2334 Si II] и 1892 Si III]. Их отсутствие в спектре при наличии резонансных и псевдорезонансных линий поглощения ионов кремния и алюминия позволяет установить ряд параметров системы, относящихся к области формирования линий, прежде всего значений коэффициента дилуции излучения W , электронной концентрации n_e и электронной температуры T_e .

За основу нашего анализа принят приведенный в [1] наблюдательный материал, полученный с помощью IUE в 1978 -1979 гг., представленный, к сожалению, только в виде величин FWHM (полная ширина линии на половине максимума интенсивности). Значения FWHM для анализируемых линий приведены в табл. 1 вместе с силами осцилляторов из раздела 3 и величинами $\Delta\lambda$, показывающими смещения (в Å) от лабораторных значений длин волн. В дальнейшем примем для эквивалентных ширин значения $EW \ll FWHM$, совершив при этом ошибку заведомо меньше порядка величины.

Таблица 1

ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ В КОРОТКОВОЛНОВОМ СПЕКТРЕ АU MON

λ (Å)	Ион	FWHM (Å)	$\Delta\lambda$ (Å)	Переход	f	N (см ⁻²)
1248.3	SiII	0.1	8.4	$3p^2 \ ^4P_{3/2} - 3p^3 \ ^4S_{3/2}$	0.52	1.4+13
1265.0	SiII	2.0	4.7	$3p \ ^2P_{3/2}^0 - 3d \ ^2D_{3/2}$	0.09	1.6+15
1309.5	SiII	1.5	9.3	$3p \ ^2P_{3/2}^0 - 3p^2 \ ^2S_{1/2}$	0.24	4.1+14
1808.2	SiII	0.3	8.0	$3p \ ^2P_{1/2}^0 - 3p^2 \ ^2D_{3/2}$	0.25	4.0+13
1294.6	SiIII	1.5	4.5	$3s3p \ ^3P_1^0 - 3p^3 \ ^3P_2$	0.17	5.9+14
1296.7	SiIII	1.5	6.7	$3s3p \ ^3P_0^0 - 3p^3 \ ^3P_1$	0.22	4.6+14
1299.1	SiIII	1.5	8.9	$3s3p \ ^3P_2^0 - 3p^3 \ ^3P_2$	0.50	5.4+14
1301.2	SiIII	1.5	1.2	$3s3p \ ^3P_1^0 - 3p^3 \ ^3P_0$	0.66	4.1+13
1303.5	SiIII	1.5	3.3	$3s3p \ ^3P_2^0 - 3p^3 \ ^3P_1$	0.27	3.7+14
1671.0	AlII	0.6	0.8	$3s^2 \ ^1S_0 - 3s3p \ ^1P_1$	0.83	4.0+13
1863.0	AlII	2.0	2.3	$3s3p \ ^3P_1^0 - 3s4s \ ^3S_1$	0.58	1.1+14
1854.8	AlIII	2.0	4.7	$3s \ ^2S_{1/2} - 3p^2 \ ^2P_{3/2}^0$	0.88	2.0+14
1250.7	SiII	0.2	0.5	$3p^3 \ ^4S_{3/2}^0 - 3p^4 \ ^4P_{1/2}$	0.18*	8.0+13
1190.2	SiII	0.1	0.2	$3p^2 \ ^3P_0 - 3p^3 \ ^3D_1^0$	0.61*	1.2+13

*Источник — [13].

2. Предварительные оценки. Имеем для эквивалентной ширины линии в модели для обрабатывающего слоя [3]

$$EW = \Delta\lambda_D k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{H(u,a)}{1 + k_0 H(u,a) N} du, \quad (1)$$

где $\Delta\lambda_D$ — доплеровская полуширина, обусловленная движением атомов со скоростью $v_{\text{тепл}}$, $\Delta\lambda_D = \lambda v_{\text{тепл}}/c$, $k_0 = 1.5 \cdot 10^{-2} \lambda f / v_{\text{тепл}}$ — коэффициент поглощения в центре линии (см², λ в см), f — сила осциллятора, N — лучевая концентрация поглощающих атомов (см⁻²), $H(u,a)$ — фойгтовский профиль коэффициента поглощения, обширные таблицы значений которого приведены в [4], $a = \Delta v_E / \Delta v_D$ — отношение естественной полуши-

рины линии к доплеровской, для всех анализируемых линий $a \sim 10^{-4}$. Численное интегрирование в (1) с помощью таблиц [4] показало, что все без исключения линии табл.1 оптически тонкие, $\tau_0 = k_0 N \sim 0.1$, в этом случае вместо (1) можно написать [3]:

$$EW = \sqrt{\pi} \Delta \lambda_D k_0 N. \quad (2)$$

Подставляя в (2) значения $EW = FWHM$ из табл.1, получаем для лучевых концентраций значения, также приведенные в табл.1. Подчеркнем, что расширение оболочки со скоростями $v \sim 100 - 1000 \text{ км/с}$, соответствующих этим значениям $\Delta \lambda$, не влияет на величины EW для слабых линий ($\tau \sim 0.1$), и применение (2) вполне оправдано [5].

Исходя из упомянутого выше факта отсутствия в спектре AU Mop вышеуказанных эмиссионных линий, можно записать в случае сферически-симметричного однородного распределения возбужденного газа

$$n_i R_T A_{i1} h\nu / 3 < \pi B_\nu (R_i / R_T)^2, \quad (3)$$

где πB_ν — чернотельный поток от звезды ($\text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Гц}^{-1}$), A_{i1} — эйнштейновский коэффициент спонтанного перехода $i \rightarrow 1$; R_T — характерный размер области формирования псевдорезонансных линий, а значения $n_i R_T = N_i$ берутся из табл.1. Но даже при $R_i = R_T$, беря значение температуры звезды $T = 15000 \text{ K}$ (B5, более горячий компонент), получим $\pi B_\nu \sim 10^{-3} (h\nu \sim 5 \text{ эВ})$, в то время, как минимальное значение левой части (3), например, для 1883 [Si III] ($A_{i1} = 4.86 \cdot 10^{-3}$ [6]), порядка 1. Для другой линии мультиплета, 1892 Si III ($A_{i1} = 2.1 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ [6]), неравенство (3) тем более не будет выполняться. То же самое относится и к линиям Si II и Al II. Остается допустить, что отсутствие эмиссионных линий в спектре вызвано «гашением» этих линий, обусловленным высокой электронной концентрацией и плотностью поля излучения. Об относительно большом значении n_e в области формирования псевдорезонансных линий прямо свидетельствует факт примерного равенства населенностей тонкой структуры терма $3p^3 P^0$ иона Si III (табл.1), что может иметь место только в случае, когда темп ударных переходов становится сравним с темпом спонтанных радиационных переходов. Для проведения конкретных оценок нужно знать значения атомных параметров и, в первую очередь, вероятности эйнштейновских коэффициентов A_{ij} и сил ударов Ω_{ij} , вычисление которых для ионов Si II и Al II и составляет основное содержание настоящей статьи. Величины A_{ij} для Si III вычислены в [6], а Ω_{ij} — в [7].

3. Величины A_{ij} и Ω_{ij} ионов Al^{III} и Si^{III} . В табл. 2 собраны все те термы ионов Al^{II} и Si^{II} , вероятности переходов между уровнями которых были рассчитаны. Порядок уровней и значения их энергий взяты из работ [8,9].

Силы осцилляторов и вероятности переходов между рассматриваемыми состояниями рассчитаны в одноконфигурационном приближении в промежуточной связи, с использованием хартри—фоковских численных волновых функций. Более подробно методика расчета изложена в [6]. Рассчитаны E1, E2, M1, а в некоторых случаях и M2 переходы между всеми уровнями отмеченных термов. Вероятности двухэлектронных переходов приняты равными нулю. Полученные результаты для важнейших переходов приведены в табл. 3 и 4, точность их порядка 50% [6].

Таблица 2

ТЕРМЫ ИОНОВ Al^{II} И Si^{III} , УЧТЕННЫЕ ПРИ РАСЧЕТАХ

Уровень	Терм	
	Al^{III}	Si^{III}
1	$3s^2 \cdot ^1S_0$	$3p \ ^2P_{1/2}$
2	$3p \ ^3P_{3/2}^0$	$3p \ ^2P_{3/2}^0$
3	$3p \ ^3P_1^0$	$3s3p^2 \ ^4P_{1/2}$
4	$3p \ ^3P_2^0$	$3s3p^2 \ ^4P_{3/2}$
5	$3p \ ^1P_1^0$	$3s3p^2 \ ^4P_{5/2}$
6	$3p^2 \ ^1D_2$	$3s3p^2 \ ^2D$
7	$4s \ ^1S_1$	$4s \ ^2S_{1/2}$
8	$3p^2 \ ^3P$	$3s3p^2 \ ^2S_{1/2}$
9	$4s \ ^1S_0$	$3d \ ^2D$
10	$3d \ ^1D$	$4p \ ^2P^0$
11	$4p \ ^3P^0$	$3s3p^2 \ ^2P$
12	$4p \ ^1P_1^0$	$3s3p4s \ ^4P^0$
13	$3d \ ^1D_2$	$3p^3 \ ^4S_{3/2}^0$
14	$3p^2 \ ^1S_0$	

Силы ударов Ω_{ij} рассчитаны в бете-борновском приближении. В модификации Карсона [10] выражение для Ω_{ij} имеет вид:

$$\Omega_{ij} = 8.0 \cdot g_i z_{ij}^2 \ln \left[\frac{2e}{\Delta E_{ij}} + 1 \right] \quad (4)$$

для разрешенных (дипольных) переходов и

$$\Omega_{ij} = 7.4 \cdot 10^{-2} g_i (Z^2)^2_{ij} \Delta E_{ij} \frac{e}{e + \Delta E_{ij}/2} \quad (5)$$

для запрещенных (квадрупольных) переходов. Здесь ΔE_{ij} — разность

энергий состояний (эВ), ε — энергия налетающего электрона (эВ), $(Z^n)_{ij} = (r^n)_{ij}(\mu^n)_{ij}$, $(r^n)_{ij}$ — радиальные интегралы для дипольных и квадрупольных переходов, рассчитанные выше при вычислении A_{ij} , и $(\mu^n)_{ij}$ — угловые факторы, они легко вычисляются по формулам, приведенным в [10]. Результаты расчетов для наиболее важных переходов при $\varepsilon \approx 1.2 \text{эВ}$

Таблица 3

ВЕРОЯТНОСТИ ПЕРЕХОДОВ A_{ij} И СИЛЫ УДАРОВ Ω_{ij} ИОНА Al II

Переход	$A_{ij}(\text{с}^{-1})$	Ω_{ij}	Переход	$A_{ij}(\text{с}^{-1})$	Ω_{ij}
2-1	0	0.943	10-3	3.332+8	9.80
3-1	3.163+2	2.820	10-4	6.053+8	16.3
3-2	6.263-7	1.085	10-5	1.099+2	44.1
4-1	1.598-3	4.71:	11-1	6.587+1	1.72
4-2	9.768-12	3.80	11-2	6.972+1	1.18
4-3	6.852-6	13.3	11-3	7.290+2	3.47
5-1	7.033+5	1.73	11-4	3.614+3	5.80
5-2	8.737-4	0.306	11-7	6.571+7	8.51:
5-3	1.957-3	0.919	11-9	9.307+1	0.516:
5-4	1.940-3	1.53	11-10	3.015+7	35.4:
6-3	5.727+3	5.53	12-1	8.107+6	0.567
6-4	1.172-2	9.22	12-5	1.831+2	1.89
6-5	1.829+8	11.1	12-7	3.239+3	50.3
7-2	4.477+7	0.76	12-9	2.218+7	61.0
7-3	4.018+8	2.28	12-10	1.743+3	58.6
7-4	1.11+9	3.80	13-1	4.516+1	0.66
7-5	1.018+2	10.6	13-3	4.433+3	2.69
8-2	5.81+7	1.17	13-4	7.076+0	4.48
8-3	2.666+8	3.50	13-5	1.415+8	11.1
8-4	1.012+9	5.84	13-11	2.058+1	2.04:
8-5	2.898+3	15.9	13-12	5.993+6	57.2
9-3	1.811+4	0.71	14-3	2.336+5	0.308
9-5	3.303+8	3.20	14-6	2.454+9	0.944
10-2	5.302+2	3.27	14-7	1.147+0	0.286

(наивероятнейшее значение энергии электронов при $T_e \sim 10^4 \text{K}$) приведены в табл. 3 и 4, все они относятся к девозбуждению [10]. О точности вычислений Ω_{ij} можно судить по табл. 5, где рассчитанные указанным методом силы ударов для иона Si III сравниваются с результатами более точных расчетов методом R — матрицы [7]. Согласие, как видим, удовлетворительное, порядка 10—80%, достаточное для астрофизических задач. Для уровней тонкой структуры, а также для интеркомбинационных переходов с основного уровня, вычисления проводились по формулам и таблицам [11]. В отдельных случаях численные множители в (4) и (5) подгонялись также по [11], в таблицах они отмечены двоеточием. Силы ударов для двухэлектронных переходов у Al II заимствованы у Si III [7], а для Si II положены равными 1.

4. Анализ условий возбуждения псевдорезонансных линий. Имея значения A_{ij} и Ω_{ij} можно приступить к решению уравнения стационарности

для населенностей состояний, перечисленных в разделе 3 при различных значениях n_e и T_e . Ограничиваясь чисто ударным механизмом заселения

Таблица 4
ВЕРОЯТНОСТИ ПЕРЕХОДОВ A_{ij} И СИЛЫ УДАРОВ Ω_{ij} ИОНА SiIII

Переход	$A_{ij}(c^{-1})$	Ω_{ij}	Переход	$A_{ij}(c^{-1})$	Ω_{ij}
2 - 1	7.22-5	4.57	9 - 2	8.61+8	3.15
3 - 1	1.352+3	1.14	9 - 7	2.445-1	14.1
3 - 2	1.774+3	1.14	10 - 1	6.037+2	1.09
4 - 1	3.07+1	2.28	10 - 2	2.134+4	1.09
4 - 2	6.111+2	2.28	10 - 7	6.295+7	56.3:
4 - 3	7.34-6	19.1	10 - 9	1.830+7	19.1:
5 - 2	1.212+3	3.42	11 - 1	1.924+9	3.84
5 - 3	4.264-10	4.65	11 - 2	3.264+9	3.84
5 - 4	3.153-5	16.0	11 - 3	3.15-3	1.24
6 - 1	1.241+8	5.53	11 - 4	2.612-3	1.24
6 - 2	3.397+8	5.53	11 - 5	6.225-4	1.24
6 - 3	3.234-4	1.14	11 - 6	1.03-2	3.196
6 - 4	3.778-3	1.14	11 - 8	3.981-3	0.991
6 - 5	1.02-2	1.14	12 - 3	1.18+8	4.00
7 - 1	3.357+8	0.641	12 - 4	5.108+8	4.00
7 - 2	1.327+9	1.28	12 - 5	6.952+8	4.00
8 - 1	5.005+8	2.77	12 - 6	4.387+4	14.1
8 - 2	1.836+9	5.54	12 - 7	1.094+3	10.6
8 - 3	1.582-2	0.19	12 - 8	5.278-4	20.2
8 - 4	3.894-2	0.38	12 - 11	1.302+2	23.6
8 - 5	5.938-4	0.57	13 - 3	8.978+8	0.167
8 - 6	2.609+0	0.932	13 - 4	1.790+9	0.333
9 - 1	3.108+8	5.15	13 - 5	2.671+9	0.50

уровней, запишем для состояния m , полагая линии оптически тонкими:

$$n_e \sum_{k=1}^{m-1} q_{km} n_k + \sum_{k=m+1}^M n_k (A_{km} + n_e q_{km}) =$$

$$= n_m \sum_{k=1}^{m-1} (A_{mk} + n_e q_{mk}) + n_e \sum_{k=m+1}^M (q_{mk} + 4\pi B_e(T_e) W B_{mk}), \quad (6)$$

где M — число учитываемых состояний, q_{mk} — скорости возбуждения и девозбуждения электронными ударами, W — коэффициент дилуции излучения и B_{mk} — эйнштейновский коэффициент поглощения в линии,

$$B_{mk} = (g_k/g_m)(c^2/2h\nu^3)A_{km}.$$

Система (6) была решена для относительных населенностей n_m/n_j с учетом условия $\sum_{k=1}^M n_k = n_{zj}$, где n_{zj} — концентрация атома Z в стадии ионизации j , и в результате выяснилось, что населенности уровней терма $3p^3P^0$ иона Si III становятся сравнимыми друг с другом с точностью до множителя ~ 2 , начиная со значения $n_e = 10^9 \text{ см}^{-3}$ (табл.6).

Необходимость введения в уравнениях стационарности (6) слагаемого типа $4\pi B_\nu(T_s)WB_{mk}$ в диагональном члене, учитывающего уход атомов из состояния m из-за поглощения в линиях непрерывного излучения звезды обусловлена близостью ее значения к значению скорости деактивации состояния m электронами. В самом деле, критическое значение коэффициента дилуции $W=0.5[1-\sqrt{1-(R_s/R_r)^2}]$, необходимое для «гашения», например, линии 1892 Si III составляет $W_{\text{крит.}} = A_{11}/4\pi B_\nu(T_s)B_{mk} = 1.4 \cdot 10^{-4}$ (аналогично $n_{e, \text{крит.}} = 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ при $T_e = 10^4 \text{ К}$ и $6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ при $T_e = 2 \cdot 10^4 \text{ К}$), чему соответствует критическое значение радиуса зоны, $R_{T_{\text{крит.}}} = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}$ при $R_s = 10^{11} \text{ см}$, среднем радиусе звезды класса B5V [12]. Отметим, что, согласно [1], большая полуось системы равна $5 \cdot 10^{11} / \sin i$ см. Впрочем, как следует из расчетов, член $4\pi B_\nu(T_s)WB_{mk}$ мало влияет на величину отклонения населенностей тонкой структуры от пропорциональности статистическим весам, характерного при больших значениях n_e .

Таблица 5

СИЛЫ УДАРОВ СИИИ, РАССЧИТАННЫЕ В ПРИБЛИЖЕНИЯХ
БОРНА-КАРСОНА И R - МАТРИЦЫ

Переход	R(i,j)	Ω	Ω^*
$3s3p \ ^1P^0 - 3p^2 \ ^1D$	-2.05	7.9	7.8
$3s3p \ ^1P^0 - 3p^2 \ ^1S$	-2.05	0.97	1.2
$3s3p \ ^3P^0 - 3s3d \ ^3D$	-2.49	20.7	31.9
$3s3p \ ^1P^0 - 3s3d \ ^1D$	-2.49	7.4	4.3
$3s3d \ ^3D^0 - 3s4s \ ^3S$	24.7	10.3	13.1
$3s3d \ ^1D - 3s4s \ ^1S$	24.7	2.5	2.2
$3s^2 \ ^1S - 3s3p \ ^1P^0$	-2.08	2.6	5.8
$3s3d \ ^3D - 3s4p \ ^3P^0$	2.16	22.4	35.4
$3s3d \ ^1D - 3s4p \ ^1P^0$	2.16	16.2	16.7
$3p^2 \ ^1D - 3p^2 \ ^1S$	7.04	0.83	1.9

Ω^* — силы ударов, рассчитанные в приближении R-матрицы [7], $R(i,j)$ — радиальные интегралы переходов

Сравним теперь расчетные значения табл. 6 с данными наблюдений. Последние отражают весьма сложную кинематическую структуру областей (как правило, разных), где формируются анализируемые линии. В тех случаях, когда эти области близки, т.е. близки значения $\Delta\lambda$, например, для линий 1248.3 и 1309.5 Si II, сравнение наблюдаемого значения степени возбуждения термина $^1P \text{ Si II } n(^1P_{3/2})/n(^1P_{1/2}) = 3.4 \cdot 10^{-2}$ с данными табл. 6 дает параметры исследуемой зоны: $n_e = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 20000 \text{ К}$. Напомним, что полученные величины должны рассматриваться как предварительные, подлежащие уточнению посредством истинных значений эквивалентных ширин линий.

В табл.6 приведены также значения относительных концентраций ионов II и III стадий ионизации Al, S и Si, полученные путем рассмотрения фотоионизационного баланса при $W=2.5 \cdot 10^{-3}$. Совпадение наблюдаемых и расчетных значений в случае Al и S (5.0—5.4 и 0.15—0.20 соответственно), видимо, отражает доминирующую роль выбранного механизма ионизации для этих элементов (фотоионизация излучением B5) в области формирования линий их ионов. Однако наличие линий ионов SiIV, CIV и NV [1] несомненно свидетельствует о том, что в системе имеется также и дополнительный источник ионизации, в частности, в области формирования линий упомянутых ионов.

Таблица 6

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОТНОШЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ НЕКОТОРЫХ УРОВНЕЙ ИОНОВ SiII, SiIII, AlIII

Ион	$n_r = 10''$			$n_r = 10'''$	$n_r = 2 \times 10'''$	
	1.3	1.6	2.5	$T_r, 10^4 K$	1.6	2.0
SiII n_4/n_2	7.7-4	1.7-3	5.6-3	8.0-3	1.8-2	3.5-2
SiIII n_4/n_1	1.5-3	3.4-3	1.2-2	1.6-2	3.5-2	6.8-2
SiIII n_3/n_2	1.4	1.3	1.2	3.4	4.1	4.1
SiIII n_4/n_3	5.2	5.5	6.3	2.2	1.9	1.9
AlIII n_4/n_1	1.8-2	4.6-2	2.5-1	5.2-2	5.3-2	3.4-1
$W=2.5-3$						
SiIII/SiII	4.2+2	1.7+2	4.0+1	1.7+1	6.9-1	6.3-1
AlIII/AlII	9.1+2	1.1+3	1.5+3	1.1+2	4.3	5.4
SiIII/SII	3.9+1	4.4+1	2.6+1	4.4	1.8	2.0-1

Авторы работы [1], анализируя изменения профиля эмиссионной линии H_{α} , расширенной, кстати, до значений, соответствующих скорости газа 900 км/с, приходят к выводу, что эта линия обусловлена наложением эмиссии газа от трех областей: а) плотной газовой оболочки B5, б) газа, сосредоточенного между звездами, в) перетекающей от FOI к B5V струи со скоростью 200—250 км/с. Вещество струи, после взаимодействия с оболочкой B5 формирует общую оболочку системы. Наблюдаемые линии характеризуются скоростями истечения в диапазоне 100 — 1000 км/с. Для темпа истечения вещества в сферически—симметричном случае можно написать:

$$M = 3.33 \cdot 10^{-49} \cdot R_T^2 \cdot v \cdot n_H \quad m_{\odot}/\text{год} \quad (7)$$

Принимая $R_T = 10^{12}$ см и $n_H = 2 \cdot 10^{11}$ см⁻³, получим $M = 7 \cdot 10^{-7} m_{\odot}/\text{год}$

при $v \sim 100 \text{ км/с}$ и $\dot{M} = 7 \cdot 10^{-6} m_{\odot}/\text{год}$ при $v \sim 1000 \text{ км/с}$. Резюмируя, о физических условиях области формирования исследованных линий можно сказать следующее: газ с параметрами $n_e = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 20000 \text{ К}$,

$n_H > 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и на расстоянии $R_T \sim 10^{12} \text{ см}$ от В5V истекает ($v \sim 100 - 1000 \text{ км/с}$) с темпом не менее $7 \cdot 10^{-7} m_{\odot}/\text{год}$.

В заключение автор выражает благодарность Г.А.Гурзadyану за постановку задачи и конструктивное обсуждение работы и А.Ф.Холтыги-ну за ценные замечания.

Ереванский политехнический
институт

THE ATOMIC DATA OF PSEUDO—RESONANCE LINES OF AL II AND SI II. INTERPRETATION OF UV SPECTRA OF AU MON

A. G. EGİKIAN

The magnitudes of spontaneous probability coefficients and collision strengths between levels of 12 and 10 terms of Al II and Si II respectively are calculated. By these atomic data, on the basis of UV spectra of AU Mon and its Sahade and Ferrer's kinematical model, it is speculated that the region of forming of absorption pseudo—resonance lines of ions of Al and Si, characterize the following values of physical parameters: the effective length is $R_T \sim 10^{12} \text{ см}$, $n_e \sim 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 20000 \text{ К}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.Sahade, O.E.Ferrer, Publ. Astron.Soc.Pacif., 94, 113, 1982.
2. G.A.Gurzadyan, Astrophys. and Space Sci., 80, 189, 1981.
3. В.В.Соболев, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1985.
4. D.G.Hummer, JILA Rep.№24, Boulder, Colorado, 1964.
5. М.А.Аракелян, Астрофизика, 5, 75, 1969.
6. А.Г.Егикян, Астрофизика, 23, 263, 1987.
7. K.L.Baluja, P.G.Burke, J.Phys. B:Atom. and Mol. Phys., 14, 1333, 1981.
8. С.Е.Моore, NSRDS-NBS 3, Sest. 1, SIII-IV, W., 1965.
9. W.C.Martin, R.Zalubas, J.Phys. and Chem. Ref. Data, 8, 817, 1979.
10. T.R.Carson, J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer, 6, 563, 1966.
11. Л.А.Вайнштейн, И.И.Собельман, Е.А.Юков, Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, Наука, М., 1979.
12. К.У.Аллен, Астрофизические величины, Мир, М., 1977.
13. А.Г.Егикян, Астрофизика, 20, 341, 1984.
14. I.M.Shull, M. Van Steenberg, Astrophys. J. Suppl. Ser., 48, 95, 1982.
15. R.J.Gould, Astrophys.J., 219, 250, 1978.
16. D.E.Osterbrock, Astrophysics of Gaseous Nebulae, Freeman and Comp., San Francisco, 1974.

УДК: 524. 316. 4. 022 - 36

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ АТМОСФЕРЫ
К - ГИГАНТА 39 ЛЕБЕДЯ

Содержание химических элементов в атмосфере 39 Cyg = HD 194317 (K3 III) ранее не определялось. Мы получили спектрограммы этой звезды со спектрографом, установленным в фокусе куде 2.6-м рефлектора Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Использовались пластинки Kodak 103 aF, 103 aD, 103 aO (λλ 6900-4100, дисперсия 6 Å/мм). Получено 8 спектрограмм. Измерения проводились на микрофотометре интенсивностей, созданном на базе микро-ЭВМ «Искра-1256». Определены эквивалентные ширины более 480 линий. (Список линий с эквивалентными ширинами авторы могут предоставить заинтересованным лицам). Для анализа методом моделей атмосфер отобрано более 420 линий, для которых известны достаточно надежные силы осцилляторов.

Исходя из спектрального класса и класса светимости 39 Cyg (K3 III), мы выбрали интервалы эффективных температур $T_{\text{эфф}} = 4200-4500\text{K}$ и ускорений силы тяжести на поверхности $\lg g = 1.5-2.0$, в которых рассчитали 9 моделей атмосфер. Расчеты моделей проводились по программе SAM1 [1], модифицированной в Тартуской астрофизической обсерватории АН Эст.ССР (были включены дополнительно молекулярные источники непрозрачности) [2]. С этими моделями вычислены содержания железа, титана и скандия, элементов, для которых измерено достаточное число линий и нейтральных и ионизованных атомов. Наилучшее согласие содержаний, определенных по линиям нейтральных и ионизованных элементов (в пределах 0.2 dex) получено для $T_{\text{эфф}} = 4400\text{K}$, $\lg g = 1.7$.

Величина микротурбулентной скорости находилась из условия минимума разброса величин содержания железа, получаемого по группам линий Fe I с различными эквивалентными ширинами (всего 138 линий Fe I). Этому условию отвечает $v_t = 1.7\text{км/с}$. Полученные содержания не зависят от потенциала возбуждения нижнего уровня, что подтверждает правильность выбранного значения $T_{\text{эфф}}$. Отметим, что для звезды того же спек-

рального класса и класса светимости ρ Воо мы нашли ранее $T_{\text{эф.}}=4400\text{K}$, $\lg g=1.5$, $v_t=2.0$ км/с [3]. Основные характеристики звезды и принятые значения параметров модели атмосферы приведены в табл. 1.

Таблица 1

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ 39 ЛЕБЕДЯ

α (1950)	20°21'.9
δ (1950)	+32°01'.7
μ'	71."72
μ''	-3."02
Sp	K 3 III
V	4.43
B-V	+1.33
U-B	+1.50
T	4400 K
$\lg g$	1.7
v_t	1.7 км/с

Расчеты содержания элементов выполнялись по программе WIDTH 5 (см. [4]). При этом принималось во внимание изменение постоянной затухания с глубиной в атмосфере [6]. Использовалась сводная система сил осцилляторов Крымской астрофизической обсерватории, их значения

Таблица 2

СОДЕРЖАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ В АТМОСФЕРЕ 39 ЛЕБЕДЯ

Z	Элемент	Количество линий	[M/H]
11	Na	7	+0.31
12	Mg	5	0.0
13	Al	2	0.0
14	Si	12	-0.30
20	Ca	21	-0.04
21	Sc I	8	-0.06
	Sc II	11	+0.12
22	Ti I	28	-0.08
	Ti II	12	+0.09
23	V	32	+0.33
24	Cr	16	-0.12
25	Mn	7	0.0
26	Fe I	138	-0.04
	Fe II	18	-0.24
27	Co	10	-0.23
28	Ni	43	-0.02

для измеренных линий в спектре К-гиганта опубликованы в [5]. Для определения содержания марганца и кобальта выбирались только те линии Mn I (7 из 20 измеренных) и Co I (10 из 15), для которых известны данные о сверхтонкой структуре, предоставленные Р.И.Костыком.

Результаты приведены в табл.2. Средние квадратичные ошибки определения содержания по линиям различных элементов составляют 0.05-0.15dex. С учетом возможных ошибок сил осцилляторов и эквивалентных ширин линий, а также несовершенства моделей атмосфер, точность результатов оценивается величиной 0.25 dex.

Атмосфера звезды характеризуется химическим составом, близким к нормальному. Можно отметить лишь незначительно повышенное (относительно солнечного) содержание натрия и ванадия (+0.3 dex) и небольшой дефицит кремния (-0.3 dex). Избытки Na и V мы уже получали ранее для K-гигантов α Ser [7] и 9 Boo [3]. Результаты для натрия находятся в соответствии с избытками данного элемента, найденными у сверхгигантов F, G, K (см, [8]).

Авторы благодарны Я.В.Павленко за помощь в расчетах по программам SAM 1 и WIDTH 5.

Крымская астрофизическая
обсерватория

Главная астрономическая обсерватория
АН УССР

The Chemical Composition of the Atmosphere of the K Giant 39 Cygni. The abundances of 13 chemical elements in the atmosphere of 39 Cyg are determined from spectrograms with dispersion 6 Å/mm by model-atmosphere technique. The atmosphere of this K giant is characterized by near-solar abundances. There are excesses of sodium and vanadium (+0.3 dex) and a deficit of silicon (-0.3 dex).

М.Е.Боярчук
М.Я.Орлов
А.В.Шаврина

30 ноября 1988

ЛИТЕРАТУРА

1. S.L.Wright, I.D.Argyros, Comm. Univ. London Observ., № 75, 1, 1975.
2. T.Kipper, J.Sitska, in «Atmospheres of late-type stars», Valgus, Tallinn, 1981.
3. М.Е.Боярчук, М.Я.Орлов, А.В.Шаврина, Кинематика и физика небес. тел, 3, № 6, 59, 1987.
4. R.L.Kugacz, Astrophys.J. Suppl. Ser., 40, 1, 1979.
5. М.Е.Боярчук, И.С.Саванов, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 76, 21, 1987.
6. Я.В.Павленко, А.В.Шаврина, Кинематика и физика небес. тел, 2, № 4, 54, 1986.
7. М.Е.Боярчук, М.Я.Орлов, А.В.Шаврина, Астрофизика, 25, 429, 1986.
8. А.А.Боярчук, А.С.Любимков, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 66, 130, 1983.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала «Астрофизика», том 30, 1989 год

<i>Аведисова В.С.</i> Строение спирального рукава Стрельца-Клиа и параметры спиральной структуры	140
<i>Айвазян Г.Г., Асланян А.М., Гулян А.Г., Новиков В.П., Мартиросян Р.М., Степанович К.С., Столяров С.П.</i> Структура остатка сверхновой ЗС 58 и его окрестностей	470
<i>Айрапетян В.С., Никозосян А.Г.</i> Линейный z -пинч в явлении звездных вспышек	533
<i>Александров А.П. (см. Товмесьян Г.М.)</i>	449
<i>Алоджян Г.П., Григорян Л.Ш., Саакян Г.С., Саркисян А.Б.</i> К теории аккрецирующих нейтронных звезд. II	557
<i>Амбарцумян В.А., Кандалян Р.А.</i> О связи областей современного звездообразования со звездными ассоциациями	455
<i>Андреасян Р.Р., Макаров А.Н.</i> Структура магнитного поля Галактики	170
<i>Анисимова Г.Б. (см. Шацова Р.Б.)</i>	495
<i>Аннук К.Э.</i> Новая орбита для долгопериодической звезды типа Вольфа—Райе HD 193077	476
<i>Антонов В.А., Железняк О.А.</i> Устойчивость самогравитирующего однородного сфероида с азимутальным магнитным полем. II	635
<i>Артюнян Г.Г., Павоян В.В.</i> Аксимметричное решение с зарядом в ОТО	409
<i>Асланян А.М. (см. Айвазян Г.Г.)</i>	470
<i>Афанасьев В.Л. (см. Мезакян Т.Ю.)</i>	488
<i>Белов В.Н., Гаген—Торн В.А., Марченко С.Г.</i> Связь между фотометрической переменностью BL Lac в радио и оптическом диапазонах	7
<i>Берман В.Г., Сучков А.А.</i> Формирование и ранняя эволюция галактик: ограничения на свойства горячих протогалактик	48
<i>Боярчук М.Е., Орлов М.Я., Шаврина А.В.</i> Химический состав атмосферы К—гиганта 39 Лебедя	663
<i>Буренков А.Н. (см. Мезакян Т.Ю.)</i>	448
<i>Бутов В.В.</i>	449

<i>Вайнер Б.В., Чувенков В.В., Щекинов Ю.А.</i> О химическом составе догалактического вещества	437
<i>Вальц И.Е.</i> Сопоставление неотожественных линий поглощения в спектрах квазаров с неотожественными линиями в спектрах звезд	27
<i>Владимирский Б.М.</i> Существуют ли реально типы радиопульсаров?	158
<i>Вощинников Н.В.</i> Пыль вокруг молодых звезд. Модель алголеподобных минимумов звезд типа UX Орiona	508
<i>Гаген—Торн В.А.</i> (см. Белов В.Н.)	7
<i>Госачинский И.В., Кандалян Р.А., Назаретян Ф.С., Юдаева Н.А.</i> Вспышки мазерной радиолнии H_2O в источниках GGD 25 и Sgr B2	121
<i>Грачев С.И.</i> Диффузия резонансного излучения в бесконечной однородно расширяющейся среде	347
<i>Григорян Л.Ш.</i> О действии гравитационного поля	380
<i>Григорян Л.Ш.</i> (см. Алоджанц Г.П.)	557
<i>Гулян А.Г.</i> (см. Айвазян Г.Г.)	470
<i>Гусева Н.С.</i> (см. Изотов Ю.И.)	563
<i>Добричев В.М., Райкова Д.В., Рябчикова Т.А., Топильская Г.П.</i> Спектрофотометрическое исследование Hg—Mn звезды κ Спс. I. Выбор параметров модели атмосферы и определение содержания гелия	91
<i>Дорошенко В.Т.</i> Спектрофотометрия непрерывного спектра Плеяды в 1972—1986гг.	79
<i>Езикян А.Г.</i> Об определении температур ядер планетарных туманностей	270
<i>Езикян А.Г.</i> Атомные параметры псевдорезонансных линий Al II и Si II. Интерпретация коротковолнового спектра AU Mop	654
<i>Епрмян Р.А.</i> (см. Товмасьян Г.М.)	449
<i>Железняк О.А.</i> (см. Антонов В.А.)	635
<i>Зенина И.А.</i> (см. Шацова Р.Б.)	495
<i>Иванов В.П.</i> (см. Айвазян Г.Г.)	470
<i>Изуменцев И.В., Тутуков А.В., Шустов Б.М.</i> Планетарные туманности: осесимметричные модели	282
<i>Изотов Ю.И., Гусева Н.Г.</i> Спектральное исследование голубых компактных галактик в скоплении Девы	563
<i>Изотов Ю.И., Изотова И.Ю.</i> Исследование дальнего инфракрасного излучения галактик Маркаряна. I. Сравнение характеристик галактик в оптическом и ИК—диапазонах	34
<i>Изотов Ю.И., Изотова И.Ю.</i> Исследование дальнего инфракрасного излучения галактик Маркаряна. II. Сравнение характеристик галактик в радио, оптическом и ИК—диапазонах	312
<i>Изотова И.Ю.</i> (см. Изотов Ю.И.)	34

<i>Изотова И.Ю. (см. Изотов Ю.И.)</i>	312
<i>Казарян М.А., Казарян Э.С. Спектрофотометрическое исследование трех галактик с УФ-избытком, составляющих физическую систему</i>	574
<i>Казарян Э.С. (см. Казарян М.А.)</i>	574
<i>Кандалян Р.А., Петросян А.Р. Галактики Маркаряна как источники далекого инфракрасного излучения</i>	324
<i>Кандалян Р.А. (см. Госачинский И.В.)</i>	121
<i>Кандалян Р.А. (см. Амбарцумян В.А.)</i>	455
<i>Кашин А.А. (см. Товмасын Г.М.)</i>	449
<i>Коваль М.Ю. (см. Кравцов О.В.)</i>	208
<i>Колесник И.Г., Силич С.А. Происхождение и динамика гигантских расширяющихся оболочек нейтрального водорода</i>	296
<i>Комберт Б.В. Двойные квазары — истинные пары?</i>	399
<i>Кондратьев Б.П. Проблема Дирихле в звездной динамике. III. Движение бесстолкновительных эллипсоидов в фазовом пространстве</i>	191
<i>Копачкая Е.Н. (см. Шулов О.С.)</i>	259
<i>Корчагин В.И., Крель В.А., Рябцева А.Д. Стационарные волны индуцированного звездообразования</i>	184
<i>Корчагин В.И., Рябцев А.Д. Формирование стационарной волны индуцированного звездообразования</i>	388
<i>Котов В.А., Фомин В.П. Пять герц — характеристическая частота нейтронных звезд?</i>	362
<i>Кравцов О.В., Коваль М.Ю. Гравитирующие конфигурации с магнитным полем. III. Эллипсоиды Дедекинды и Римана</i>	208
<i>Крайчева Э.Т., Попова Е.И., Тулуков А.В., Юнгельсон Л.Г. Распределение двойных звезд по исходному отношению масс компонентов</i>	524
<i>Крмоян М.Н. (см. Товмасын Г.М.)</i>	449
<i>Крель В.А. (см. Корчагин В.И.)</i>	184
<i>Леви В.В., Морозов А.Г. Гидродинамические неустойчивости неоднородного газового диска</i>	371
<i>Леушин В.В. Эволюционные изменения химических составов атмосфер главных компонентов ТХ Льва и V380 Лебедя</i>	229
<i>Ловкая М.Н. (см. Чужайнов П.Ф.)</i>	243
<i>Любимков Л.С. О наблюдаемом дефиците углерода в атмосферах В-звезд</i>	99
<i>Магакян Т.Ю., Мовсисян Т.А., Афанасьев В.А., Буренков А.Н. Спектральное исследование объекта с коллимированным выбросом</i>	488

<i>Макаров В.В., Решетников В.П., Яковлева В.А.</i> Детальная поверхностная фотометрия галактик с полярным кольцом NGC 2685	15
<i>Макаров А.Н. (см. Андреасян Р.Р.)</i>	170
<i>Малумян В.Г.</i> О повышенном радиоизлучении спиральных компонентов двойных галактик и групп галактик	223
<i>Малумян В.Г.</i> Радиоизлучение эллиптических и линзовидных галактик в группах галактик	595
<i>Мартirosян Р.М. (см. Айвазян Г.Г.)</i>	470
<i>Марченко С.Г. (см. Белов В.Н.)</i>	7
<i>Мовсесян Т.А. (см. Магакян Т.Ю.)</i>	488
<i>Морозов А.Г. (см. Леви В.В.)</i>	371
<i>Назаретян Ф.С. (см. Госачинский И.В.)</i>	121
<i>Нерсисян С.Е., Шаврина А.В., Яремчук А.А.</i> Анализ молекулярного спектра N—звезд на основе моделей атмосфер	249
<i>Никитин А.А., Феклистова, Т.Х., Холтыгин А.Ф.</i> Спектральные проявления звездного ветра ядер планетарных туманностей	151
<i>Никифоров И.И.</i> Параметры распределений видимых и истинных сферичностей галактик по данным каталога Нильсона (UG—C)	336
<i>Никогосян А.Г. (см. Айрапетян В.С.)</i>	533
<i>Оганян Г.Б. (см. Парсамян Э.С.)</i>	220
<i>Оганесян Р.Х. (см. Товмасян Г.М.)</i>	449
<i>Орлов В.В., Сизиков А.Ю.</i> Изучение структуры поля галактик в Ягеллонской площадке	600
<i>Орлов М.Я. (см. Боярчук М.Е.)</i>	663
<i>Осканян А.В.</i> Статистический анализ галактических областей H II, наблюдаемых в континууме и радиолинии. II	128
<i>Папоян В.В. (см. Арутюнян Г.Г.)</i>	409
<i>Парсамян Э.С., Оганян Г.Б.</i> Диаграмма спектр — светимость для вспыхивающих звезд скопления Плеяды	220
<i>Петросян А. Р. (см. Кандалян Р. А.)</i>	324
<i>Попова Е. И. (см. Крайчева Э. Т.)</i>	524
<i>Райкова Д. В. (см. Добричев В. М.)</i>	91
<i>Решетников В. П. (см. Макаров В. В.)</i>	15
<i>Решетников В. П.</i> Фотометрическое изучение VV 150 - цепочки галактик, содержащих сейфертовскую галактику M81	581
<i>Романенко Ю.В. (см. Товмасян Г.М.)</i>	449

<i>Рябцев А. Д. (см. Корчагин В. И.)</i>	184
<i>Рябцев А. Д. (см. Корчагин В. И.)</i>	388
<i>Рябчикова Т. А. (см. Добричев В. М.)</i>	91
<i>Саакян Г. С. (см. Алоджанц Г. П.)</i>	557
<i>Саркисян А. В. (см. Алоджанц Г. П.)</i>	557
<i>Седракян Д. М. Новый механизм радиоизлучения пульсаров. I</i>	546
<i>Серова С.И. (см. Товмасын Г.М.)</i>	449
<i>Сивиков А. Ю. (см. Орлов В. В.)</i>	600
<i>Силич С. А. (см. Колесник И. Г.)</i>	296
<i>Симаков С. Г., Шандарин С. Ф. Эволюция скоплений галактик</i>	60
<i>Станкевич К. С. (см. Айвазян Г. Г.)</i>	470
<i>Столяров С. П. (см. Айвазян Г. Г.)</i>	470
<i>Стригачев А. А. Многорукавные галактики и возможность их описания в рамках гравитационной теории волн плотности</i>	609
<i>Сучков А. А. (см. Берман В. Г.)</i>	48
<i>Тер-Казарян Г. Т. Процессы энергообмена между электронами и фотонами при интенсивных полях излучения, встречающихся в некоторых астрофизических объектах. III.</i>	422
<i>Тер-Казарян Г. Т. Процессы энергообмена между электронами и фотонами при интенсивных полях излучения, встречающихся в некоторых астрофизических объектах. IV.</i>	620
<i>Тимошкова С. И. Обратная задача определения потенциала и поля скоростей в галактической плоскости</i>	643
<i>Товмасын Г. М., Епремян Р. А., Оганесян Р. Х., Ходжаянц Ю. М., Крмоян М. Н., Кашин А. Л., Юзгенен Д., Бутов В. В., Серова С. И., Романенко Ю. В., Александров А. П. О звезде, взорвавшейся как сверхновая 1987А.</i>	449
<i>Топильская Г.П. (см. Добричев В.М.)</i>	91
<i>Тутуков А.В. (см. Игуменцев И.В.)</i>	282
<i>Тутуков А.В. (см. Крайчева Э.Т.)</i>	524
<i>Феклистова Т.Х. (см. Никитин А.А.)</i>	151
<i>Фесенко Б.И. Структура скоплений. Применение новых методов анализа</i>	71
<i>Фомин В.Л. (см. Котов В.А.)</i>	362
<i>Ходжаянц Ю.М. (см. Товмасын Г.М.)</i>	449
<i>Холтыгин А.Ф. (см. Никитин А.А.)</i>	151
<i>Чолакян В.Г. Эмиссионный дублет 2800 MgII в спектрах холодных звезд</i>	111
<i>Чувенков В.В. (см. Вайнер Б.В.)</i>	437

<i>Чугайнов П.Ф., Ловкая М.Н.</i> Инфракрасные избытки у звезд типа BY Dra по данным IRAS	243
<i>Шаврина А.В. (см. Нерсисян С.Е.)</i>	249
<i>Шаврина А.В. (см. Боярчук М.Е.)</i>	663
<i>Шандарин С.Ф. (см. Симаков С.Г.)</i>	60
<i>Шацова Р.Б., Анисимова Г.Б., Зенина И.А.</i> Анализ подсчетов звезд A0—A2 по каталогу SAO	495
<i>Щекинов Ю.А. (см. Вайнер Б.В.)</i>	437
<i>Шулов О.С., Копачкая Е.Н.</i> Аномальная экстинкция в туманности Ориона: анализ в первом приближении	259
<i>Шустов Б.М. (см. Изуменцев И.В.)</i>	282
<i>Юенен Д. (см. Товмасын Г.М.)</i>	449
<i>Юдаева Н.А. (см. Госачинский И.В.)</i>	121
<i>Юнгельсон Л.Р. (см. Крайчева Э.Т.)</i>	524
<i>Яковлева В.А. (см. Макаров В.В.)</i>	15
<i>Яремчук А.А. (см. Нерсисян С.Е.)</i>	249

СОДЕРЖАНИЕ

журнала «Астрофизика», том 30, 1989 год

Выпуск 1

Связь между переменностью BL Lac в радио и оптическом диапазонах <i>В. Н. Белов, В. А. Газен-Торн, С. Г. Марченко</i>	7
Детальная поверхностная фотометрия галактики с полярным кольцом NGC 2685 <i>В. В. Макаров, В. П. Решетников, В. А. Яковлева</i>	15
Сопоставление неотождественных линий поглощения в спектрах квазаров с неотождественными линиями в спектрах звезд <i>И. Е. Вальгу</i>	27
Исследование дальнего инфракрасного излучения галактик Маркаряна. I. Сравнение характеристик галактик в оптическом и ИК-диапазонах <i>Ю. И. Изотов, И. Ю. Изотова</i>	34
Формирование и ранняя эволюция галактик: ограничения на свойства горячих протогалактик <i>В. Г. Берман, А. А. Сучков</i>	48
Эволюция скоплений галактик <i>С. Г. Симаков, С. Ф. Шандарин</i>	60
Структура скоплений. Применение новых методов анализа <i>Б. И. Фесенко</i>	71
Спектрофотометрия непрерывного спектра Плеяды в 1972-1986 гг. <i>В. Т. Дорошенко</i>	79
Спектрофотометрическое исследование Hg-Mn звезды κ Спс. I. Выбор параметров модели атмосферы и определение содержания гелия <i>В. М. Добричев, Д. В. Райкова, Т. А. Рябчикова, Г. П. Топильская</i>	91
О наблюдаемом дефиците углерода в атмосферах В-звезд <i>Л. С. Любимков</i>	99
Эмиссионный дублет 2800 MgII в спектрах холодных звезд <i>В. Г. Чолакян</i>	111

Вспышки мазерной радиолинии H_2O в источниках GGD 25 и Sgr B2 <i>И. В. Госачинский, Р. А. Кандалян, Ф. С. Назаретян, Н. А. Юдасва</i>	121
Статистический анализ галактических областей III, наблюдаемых в континууме и радиолинии. H 110 α . II. <i>А. В. Оскамян</i>	128
Строение спирального рукава Стрельца-Киля и параметры спиральной структуры <i>В. С. Аведисова</i>	140
Спектральные проявления звездного ветра ядер планетарных туманностей <i>А. А. Никитин, Т. Х. Феклистова, А. Ф. Холтыгин</i>	151
Существуют ли реально типы радиопульсаров? <i>Б. М. Владимирский</i>	158
Структура магнитного поля Галактики <i>Р. Р. Андреасян, А. Н. Макаров</i>	170
Стационарные волны индуцированного звездообразования <i>В. И. Корчагин, В. А. Кроль, А. Д. Рябцев</i>	184
Проблемы Дирихле в звездной динамике. III. Движение бесстолкновительных эллипсоидов в фазовом пространстве <i>Б. П. Кондратьев</i>	191
Гравитирующие конфигурации с магнитным полем. III. Эллипсоиды Дедекинда и Римана <i>О. В. Крауцов, М. Ю. Коваль</i>	208
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
Диаграмма спектр - светимость для вспыхивающих звезд скопления Плеяды <i>Э. С. Парсаян, Г. Б. Оганян</i>	220
О повышенном радионизлучении спиральных компонентов двойных галактик и групп галактик <i>М. Г. Малумян</i>	223
Выпуск 2	
Эволюционные изменения химических составов атмосфер главных компонентов TX Льва и V 380 Лебеда <i>В. В. Лушин</i>	229
Инфракрасные избытки у звезд типа BY Dra по данным IRAS <i>П. Ф. Чугайнов, М. Н. Ловкая</i>	243
Анализ молекулярного спектра N-звезд на основе моделей атмосфер <i>С. Е. Нерсисян, А. В. Шаврина, А. А. Яремчук</i>	249
Аномальная экстинкция в туманности Ориона: анализ в первом приближении <i>О. С. Шулов, Е. Н. Копацкая</i>	259

Об определении температур ядер планетарных туманностей	<i>А. Г. Еликян</i>	270
Планетарные туманности: осесимметричные модели	<i>И. В. Изуменцев, А. В. Тутуков, Б. М. Шустов</i>	282
Происхождение и динамика гигантских расширяющихся оболочек нейтрального водорода	<i>И. Г. Колесник, С. А. Силич</i>	296
Исследование дальнего инфракрасного излучения галактик Маркаряна. II. Сравнение характеристик галактик в радио-, оптическом и ИК-диапазонах	<i>Ю. И. Изотов, И. Ю. Изотова</i>	312
Галактики Маркаряна как источники далекого инфракрасного излучения	<i>Р. А. Кандалян, А. Р. Петросян</i>	324
Параметры распределений видимых и истинных сферичностей галактик по данным каталога Нильсона (UGC)	<i>И. И. Никифоров</i>	336
Диффузия резонансного излучения в бесконечной однородно расширяющейся среде	<i>С. И. Грачев</i>	347
Пять Герц-характеристическая частота нейтронных звезд?	<i>В. А. Котов, В. П. Фокин</i>	362
Гидродинамические неустойчивости неоднородного газового диска	<i>В. В. Леви, А. Г. Морозов</i>	371
О действии гравитационного поля	<i>Л. Ш. Григорян</i>	380
Формирование стационарной волны индуцированного звездообразования	<i>В. И. Корчагин, А. Д. Рябцев</i>	388
Двойные квазары - истинные пары?	<i>Б. В. Комберг</i>	399
Аксисимметричное решение с зарядом в ОТО	<i>Г. Г. Арутюнян, В. В. Папоян</i>	409
Процессы энергообмена между электронами и фотонами при интенсивных полях излучения, встречающихся в некоторых астрофизических объектах. III	<i>Г. Т. Тер-Каварян</i>	422
О химическом составе догалактического вещества	<i>Б. В. Вайнер, В. В. Чуевков, Ю. А. Щекинов</i>	437
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
О звезде, взорвавшейся как сверхновая 1987 А	<i>Г. М. Товмасын, Р. А. Епремян, Р. Х. Оганесян, Ю. М. Ходжаянц, М. Н. Крмоян, А. Л. Кашин, Д. Юенен, В. В. Бутов, С. И. Серова, Ю. В. Романенко, А. П. Александров</i>	449

Выпуск 3

О связи областей современного звездообразования со звездными ассоциациями <i>В. А. Амбарцумян, Р. А. Кандалян</i>	455
Структура остатка сверхновой 3С 58 и его окрестностей <i>Г. Г. Айвазян, А. М. Асланян, А. Г. Гулян, В. П. Иванов, Р. М. Мартиросян, К. С. Станкевич, С. П. Столяров</i>	470
Новая орбита для долгопериодической звезды типа Вольфа-Райе HD 193077 <i>К. Э. Аннук</i>	476
Спектральное исследование объекта с коллимированным выбросом <i>Т. Ю. Магакян, Т. А. Мовсесян, В. Л. Афанасьев, А. Н. Буренков</i>	488
Анализ подсчетов звезд А0-А2 по каталогу SAO <i>Р. Б. Шацова, Г. Б. Анисимова, И. А. Зенина</i>	495
Пыль вокруг молодых звезд. Модель алголеподобных минимумов звезд типа UX Ориона <i>Н. В. Воцинников</i>	508
Распределение двойных звезд по исходному отношению масс компонентов <i>Э. Т. Крайчева, Е. И. Полова, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон</i>	524
Линейный Z-пинч и явление звездных вспышек <i>В. С. Айрапетян, А. Г. Никогосян</i>	533
Новый механизм радионалучения пульсаров. I <i>Д. М. Седракан</i>	546
К теории аккрецирующих нейтронных звезд. II <i>Г. П. Алоджанц, Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, А. В. Саркисян</i>	557
Спектральное исследование голубых компактных карликовых галактик в скоплении Девы <i>Ю. И. Изотов, Н. Г. Гусева</i>	563
Спектрофотометрическое исследование трех галактик с УФ-избытком, составляющих физическую систему <i>М. А. Казарян, Э. С. Казарян</i>	574
Фотометрическое изучение VV 150 - цепочки галактик, содержащей сейфертовскую галактику Mrk 176 <i>В. П. Решетников</i>	581
Радионалучение эллиптических и линзовидных галактик в группах галактик <i>В. Г. Малумян</i>	595
Изучение структуры поля галактик в Ягеллонской площадке <i>В. В. Орлов, А. Ю. Сизиков</i>	600

Многоармированные галактики и возможность их описания в рамках гравитационной теории воли плотности

А. А. Стригачев 609

Процессы энергообмена между электронами и фотонами при интенсивных полях излучения, встречающихся в некоторых астрофизических объектах. IV

Г. Т. Тер-Казарян 620

Устойчивость самогравитирующего однородного сфероида с азимутальным магнитным полем. II.

В. А. Антонов, О. А. Железняк 635

Обратная задача определения потенциала и поля скоростей в галактической плоскости

Е. И. Тимошкова 643

Атомные параметры псевдорезонансных линий ALII и SiII. Интерпретация коротковолнового спектра AU Mop

А. Г. Елизян 654

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Химический состав атмосферы К-гиганта 39 Лебеда

М. Е. Боярчук, М. Я. Орлов, А. В. Шаврина 663

Contents

Number 1

Correlation between radio and optical flux variations of BL Lac <i>V.N.Belov, V.A.Hagen—Thorn, S.G.Marchenko</i>	7
Detail surface photometry of the galaxy with polar ring NGC 2685 <i>V.V.Makarow, V.P.Reshetnikov, V.A.Yakovleva</i>	15
Comparison of unidentified absorption lines of quasar spectra with unidentified lines of stellar spectra <i>I.E.Val'its</i>	27
Study of far infrared emission Markarian galaxies. I. Comparison of the galaxy characteristics in optical and far infrared ranges <i>Yu.I.Izotov, I.Yu.Izotova</i>	34
Formation and early evolution of galaxies: constraints on the properties of «hot» protogalaxies <i>V.G.Berman, A.A.Suchkov</i>	48
Evolution of clusters of galaxies <i>S.G.Simakov, S.F.Shandarin</i>	60
Structure of clusters—application of new methods of investigation <i>B.I.Fesenko</i>	71
Spectrophotometric study of the Pleione's continuum in 1972—1988 <i>V.T.Doroshenko</i>	79
A spectroscopic study of Hg—Mn star α Cnc. I. A choice of model atmosphere parameters and determination of helium abundance <i>V.M.Dobrichev, D.V.Raykova, T.A.Ryabchikova, G.P.Topilskaya</i>	91
On the observed carbon underabundance in the atmospheres of B stars <i>L.S.Lyubimkov</i>	99
The emission doublet 2800 MgII in the spectra of cool stars <i>V.G.Cholakyan</i>	111

Flares of maser radio line emission H_2O in GGD 25 and Sgr B2 <i>I.V.Gosachinski, R.A.Kandallan, F.S.Nazaretian, N.A.Yudaeva</i>	121
Statistical analysis of galactic HII regions observed in continuum and recombination line H 110 α II <i>A.V.Oskanyan</i>	128
The Sagittarius—Carina arm structure and parameters of spiral pattern <i>V.S. Avedisova</i>	140
Peculiarities of the spectra of planetary nebulae with stellar wind of their nucleus <i>A.A.Nikltn, T.KH.Feklistova, A.F.Kholtygin</i>	151
Are there real types of the radiopulsars? <i>B.M.Vladimirsky</i>	158
The structure of the magnetic field of the galaxy <i>R.R.Andreasian, A.N.Maharov</i>	170
Stationary waves of the induced star formation <i>V.I.Korchagin, V.A.Krol', A.D.Ryabtsev</i>	184
Dirichlet's problem in stellar dynamics. III Motion of the collisionless ellipsoids in phase space <i>B.P.Kondrat'ev</i>	191
Gravitating configurations with a magnetic field.III. Dedekind and Riemann ellipsoids <i>O.V.Kravtsov, M.Y.Koval'</i>	208
Notes	
Spectrum—luminosity diagram for the Pleiades cluster flare stars <i>E.S.Parsamiun, G.B.Ohanyan</i>	220
On enhanced radio emission of spiral components of double galaxies and of groups of galaxies <i>V.G.Malumian</i>	223
Number 2	
Evolution changes of abundance of atmospheres of main components of TX Leonis and V380 Gygnis <i>V.V.Leushin</i>	227
Infrared excesses for by Dra—type stars from the IRAS data <i>P.F.Chugainov, M.N.Lovkaya</i>	243
The analysis of molecular spectrum of N-type stars with the model atmospheres <i>S.E.Nersisian, A.V.Shavrina, A.A.Yaremchuk</i>	249
The anomalous extinction in the Orion nebula: An analysis in the first approximation <i>O.S.Shulov, E.N.Kopatskaya</i>	259

Determination of temperatures of the central stars of planetary nebulae <i>A.G.Egikian</i>	270
Planetary nebulae: axisymmetric models <i>I.V.Igumenshchev, A.V.Tutukov, W.M.Shustov</i>	282
Origin and dynamics of expanding neutral hydrogen supershells <i>I.G.Kolesnik, S.A.Silich</i>	296
Study of the far infrared emission of Markarian galaxies.II.Comparison of the galaxy characteristics in radio,optical and far infrared radiation. <i>Yu.I.Izotov, I.Yu.Izotova</i>	312
Markarian galaxies as sources of far infrared radiation <i>R.A.Kandalian, A.R.Petrosian</i>	324
The parameters of distributions of apparent and intrinsic spherisities of galaxies from Nilson's catalogue (UGC) <i>I.I.Nikiforov</i>	336
Diffusion of resonance radiation in infinite uniformly expanding medium <i>S.I.Grachev</i>	347
Five Herz — a characteristic frequency of neutron stars? <i>V.A.Kotov, V.P.Fomin</i>	362
Hydrodynamic instabilities of a heterogeneous gaseous disk <i>V.V.Levi, A.A.Morosov</i>	371
On gravitational field action <i>L.Sh.Grigorian</i>	380
Development of stationary waves of induced star formation <i>V.I.Korchagin, A.D.Ryabtsev</i>	388
Binary quasars are true pairs <i>B.V.Komberg</i>	399
The charged axisymmetric solution in general relativity <i>G.Haroutyunian, V.V.Papoyan</i>	409
The energy exchange processes between electrons and photons at the intense radiation encountered in some astronomical objects.III <i>G.T.Ter—Kazarian</i>	422
On the chemical composition of pregalactic matter <i>B.V.Vainer, V.V.Chuvankov, Yu.A.Shtchekinov</i>	437
Notes	
On the progenitor of the Supernova 1987 A <i>G.M.Thomasian, R.A.Ephremian, R.Kh.Ohanesian, Yu.M.Khodgajants, M.V.Armoyan, A.L.Kashin, D.Yugenen, V.V.Butov, S.I.Serova, Yu.V.Romanenko, A.P.Alexandrov</i>	449

Number 3

On the relation of the regions of recent star formation and stellar associations <i>V.A.Ambartsumian, R.A.Kandalian</i>	455
A structure of 3C 58 Supernova remnant and its neighbourhood <i>H.H.Ayazian, A.M.Aslanian, A.A.Gulian, V.P.Ivanov, R.M.Martirosian, K.S.Stankevich, S.P.Stolyarov</i>	470
A new orbit for the long period Wolf—Rayet star HD 193077 <i>K.E.Annuk</i>	476
Spectral investigation of 1548 C27 object with collimated outflow <i>T.Yu.Magakian, T.O.Movsessian, V.L.Afanasyev</i>	488
The analysis of the A0—A2 stellar counts from the SAO catalogue <i>A.B.Shatsova, G.B.Antsimova, I.A.Zenina</i>	495
Dust around young stars. Model of the Algol—type minima for UX Orionis—type stars <i>N.V.Voshchinnikov</i>	508
Distribution of binary stars over the initial mass ratio of components <i>Z.T.Kraichava, E.I.Popova, A.V.Tutukov, L.R.Yungelson</i>	524
The linear L—pinch and stellar flare phenomena <i>V.S.Hayrapetian, A.G.Nikoghossian</i>	533
A new mechanism of radiation of Pulsars. I <i>D.M.Sedrakian</i>	546
On the theory of accreting neutron stars. II <i>G.P.Alojants, L.S.Grigorian, G.S.Sahakian, A.V.Sarkissian</i>	557
Spectrophotometrical study of the blue compact Dwarf galaxies in the Virgo cluster <i>Yu.I.Izotov, N.G.Guseva</i>	563
Spectrophotometry of the three galaxies with UV excess which compose the triple system <i>M.A.Kazarian, E.S.Kazarian</i>	574
A photometric study of the system VV 150: a chain of galaxies including the Seyfert galaxy Mrk 176 <i>V.P.Reshetnikov</i>	581
Radio emission of elliptical and lenticular galaxies in groups of galaxies <i>V.E.Malumian</i>	595
The study of the galaxy distribution structure in the Jagellonian field <i>V.V.Orlov, A.Yu.Sizikov</i>	600
Multiarmed galaxies and an attempt to describe them in the frames of gravitational theory of density waves <i>A.A.Strigachev</i>	609

The energy exchange processes between electrons and photons at the intense radiation encountered in some astronomical objects.IV	<i>G.T.Ter—Kazarian</i>	620
The stability of self—gravitational uniform spheroid with azimuthal magnetic field.II	<i>V.A.Antonov, O.A.Želesnyak</i>	635
The inverse problem for determination of the potential and a velocity field in a galactic plane	<i>E.I.Timoshkova</i>	643
The atomic data of pseudo—resonance lines of Al II and Si II. Interpretation of UV spectrum of Au Mon	<i>A.G. Egikyan</i>	654
Notes		
The chemical composition of the atmosphere of the K Giant 39 Cygni	<i>M.E.Boyarchuk, M.Ya.Orlov, A.V.Shavrina</i>	663

Техн. редактор *Л.А. Азизбекян*

Сдано в набор 12.03.89. Подписано к печати 17.04.90 ВФ 03533
 Бумага №1, 70×100 ¹/₁₆. Печать офсетная.
 Печ. л. 14,25+1вкл. Усл. печ. л. 18,6. Учет.-изд. 13,78 Тираж 1000. Заказ № 956 Издат. 7746.

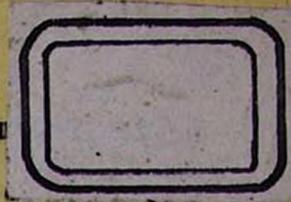
Адрес редакции: 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24, 1 эт., 14 к., т. 52-70-03.

Отпечатано с готовых позитивов.

Типография цветной печати, Ереван-114, пр. Адмирала Исакова, 48.

CONTENTS

On the relation of the regions of recent star formation and stellar associations	455
<i>V.A.Ambartsumian, R.A.Kandalian</i>	
A structure of 3C 58 Supernova remnant and its neighbourhood	470
<i>H.H.Ayvazian, A.M.Aslanian, A.A.Gulian, V.P.Ivanov, R.M.Martirosian, K.S.Stankevich, S.P.Stolyarov</i>	
A new orbit for the long period Wolf-Rayet star HD 193077	476
<i>K.E.Annuk</i>	
Spectral investigation of 1548 C27 object with collimated outflow	488
<i>T.Yu.Magakian, T.O.Movsessian, V.L.Afanass'ev</i>	
The analysis of the A0—A2 stellar counts from the SAO catalogue	495
<i>A.B.Shatsova, G.B.Anisimova, I.A.Zenina</i>	
Dust around young stars. Model of the Algol-type minima for UX Orionis-type stars	508
<i>N.V.Voshchinnikov</i>	
Distribution of binary stars over the initial mass ratio of components	524
<i>Z.T.Kralcheva, E.I.Popova, A.V.Tutukov, L.R.Yungelson</i>	
The linear L-pinch and stellar flare phenomena	533
<i>V.S.Hayrapetian, A.G.Nikoghossian</i>	
A new mechanism of radiation of Pulsars. I	546
<i>D.M.Sedrakian</i>	
On the theory of accreting neutron stars. II	557
<i>G.P.Alojants, L.S.Grigorian, G.S.Sahakian, A.V.Sarkissian</i>	
Spectrophotometrical study of the blue compact Dwarf galaxies in the Virgo cluster	563
<i>Yu.I.Izotov, N.G.Guseva</i>	
Spectrophotometry of the three galaxies with UV excess which compose the triple system	574
<i>M.A.Kazarian, E.S.Kazarian</i>	
A photometric study of the system VV 150: a chain of galaxies including the Seyfert galaxy Mrk 176	581
<i>V.P.Reshetnikov</i>	
Radio emission of elliptical and lenticular galaxies in groups of galaxies	595
<i>V.E.Malumian</i>	
The study of the galaxy distribution structure in the Jagellonian field	600
<i>V.V.Orlov, A.Yu.Sizikov</i>	
Multiarmed galaxies and an attempt to describe them in the frames of gravitational theory of density waves	609
<i>A.A.Strigachev</i>	
The energy exchange processes between electrons and photons at the intense radiation encountered in some astronomical objects.IV	620
<i>G.T.Ter-Kazarian</i>	
The stability of self-gravitational uniform spheroid with azimuthal magnetic field.II	635
<i>V.A.Antonov, O.A.Zelesnyak</i>	
The inverse problem for determination of the potential and a velocity field in a galactic plane	643
<i>E.I.Timoshkova</i>	
The atomic data of pseudo-resonance lines of Al II and Si II. Interpretation of UV spectrum of Au Mon	654
<i>A.G. Egikyan</i>	
Notes	
The chemical composition of the atmosphere of the K Giant 39 Cygni	663
<i>M.E.Boyarchuk, M.Ya.Orlov, A.V.Shaorina</i>	



СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

К ТЕОРИИ АККРЕЦИРУЮЩИХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД. II <i>Г. П. Алоджанц, Л. Ш. Григорян, Г. С. Саякян, А. В. Саркисян</i>	557
СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГОЛУБЫХ КОМПАКТНЫХ КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИК В СКОПЛЕНИИ ДЕВЫ <i>Ю. И. Изотов, Н. Г. Гусева</i>	563
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТРЕХ ГАЛАКТИК С УФ-ИЗБЫТКОМ, СОСТАВЛЯЮЩИХ ФИЗИЧЕСКУЮ СИСТЕМУ <i>М. А. Каварян, Э. С. Каварян</i>	574
ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ VV 150—ЦЕПОЧКИ ГАЛАКТИК, СОДЕРЖАЩЕЙ СЕЙФЕРТОВСКУЮ ГАЛАКТИКУ MRK 176 <i>В. П. Решетников</i>	581
РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ И ЛИНЗОВИДНЫХ ГАЛАКТИК В ГРУППАХ ГАЛАКТИК <i>В. Г. Малуян</i>	595
ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ ПОЛЯ ГАЛАКТИК В ЯГЕЛЛОНСКОЙ ПЛОЩАДКЕ <i>В. В. Орлов, А. Ю. Сивиков</i>	600
МНОГОРУКАВНЫЕ ГАЛАКТИКИ И ВОЗМОЖНОСТЬ ИХ ОПИСАНИЯ В РАМКАХ ГРАВИТАЦИОННОЙ ТЕОРИИ ВОЛН ПЛОТНОСТИ <i>А. А. Стригачев</i>	609
ПРОЦЕССЫ ЭНЕРГООБМЕНА МЕЖДУ ЭЛЕКТРОНАМИ И ФОТОНАМИ ПРИ ИНТЕНСИВНЫХ ПОЛЯХ ИЗУЧЕНИЯ, ВСТРЕЧАЮЩИХСЯ В НЕКОТОРЫХ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ. IV <i>Г. Т. Тер-Каварян</i>	620
УСТОЙЧИВОСТЬ САМОГРАВИТИРУЮЩЕГО ОДНОРОДНОГО СФЕРОИДА С АЗИМУТАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ. II. <i>В. А. Антонов, О. А. Железняк</i>	635
ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА И ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ В ГАЛАКТИЧЕСКОЙ ПЛОСКОСТИ <i>Е. И. Тимошкова</i>	643
АТОМНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПСЕВДОРЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ ALII И SIII. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ КОРОТКОВОЛНОВОГО СПЕКТРА AU MON <i>А. Г. Езикаян</i>	654
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ АТМОСФЕРЫ К-ГИГАНТА 39 ЛЕБЕДЯ <i>М. Е. Боярчук, М. Я. Орлов, А. В. Шаврина</i>	663