

# ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 6

ФЕВРАЛЬ, 1970

ВЫПУСК 1

ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ПЛЕЯДАХ <i>В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсаян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова</i>	7
О ПРОЦЕНТЕ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД СРЕДИ ПЕРЕМЕННЫХ ТИПА RW AUR В АССОЦИАЦИИ ОРИОНА . . . . . <i>В. А. Амбарцумян</i>	31
СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. I <i>М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов</i>	39
ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА AG PER В 1962-67 гг. . . . . <i>Т. С. Белякина</i>	49
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗВЕЗДЫ MWC 84 <i>Я. Н. Чхиквадзе</i>	65
ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД . . . . . <i>Р. А. Варданян</i>	77
РАССЕЯНИЕ СВЕТА В СРЕДЕ С ДВИЖУЩЕЙСЯ ГРАНИЦЕЙ <i>В. В. Леонов</i>	89
КВАЗАРЫ КАК ПРОТОСКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК <i>Б. А. Воронцов-Вельяминов</i>	101
ГРАВИТАЦИОННОЕ СЖАТИЕ СФЕРИЧЕСКОГО ОБЛАКА <i>Я. Б. Зельдович, Я. М. Каждан</i>	109
О ГАММА- И РАДИОИЗЛУЧЕНИИ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД, НАХОДЯЩИХСЯ В СОСТОЯНИИ АККРЕЦИИ . . . . . <i>В. Ф. Шварцман</i>	123
ИЗМЕНЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВЕЗДЫ КАК ЧИСТО РАЗРЫВНЫЙ СЛУЧАЙ- НЫЙ ПРОЦЕСС. I. ЗВЕЗДЫ НУЛЕВОЙ МАССЫ <i>В. С. Калиберда, И. В. Петровская</i>	135
ГАЛАКТИКА АНДРОМЕДЫ M 31. П. ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ. ТЕОРИЯ . . . . . <i>Я. Э. Эйнасто</i>	149
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
УГЛОВЫЕ РАЗМЕРЫ КВАЗАРА 3C 298 И МЕРЦАЮЩЕГО КОМПОНЕНТА 3C 273 НА ЧАСТО- ТЕ 60 МГЦ . . . . . <i>В. Г. Панаджян</i>	165
О НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ МАЛОЙ МАССЫ . . . . . <i>Ю. Л. Вартамян</i>	167
ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ПРОВЕРКИ ГИПОТЕЗЫ АРПА . . . . . <i>М. К. Бабаджанянц</i>	170

Е Р Е В А Н

## Խ Մ Բ Վ Գ Ր Վ Կ Ա Ն Կ Ո Ւ Ե Գ Ի Վ

Ա. Ա. Բոյարչուկ, Վ. Ա. Դոմբրովսկի, Յա. Բ. Ջիլդովիչ, Հ. Մ. Թովմասյան,  
Ս. Ա. Կապլան, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ե. Մարգարյան,  
Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Վ. Սորոկ

## Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, В. А. Домбровский,  
Я. Б. Зельдович, С. А. Капица, Б. Е. Марксян, Л. В. Мирзоян (зам. главного  
редактора), В. В. Соболев, Г. М. Товмсян

„АСТРОФИЗИКА“ — научный журнал, издаваемый Академией наук Армянской ССР. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой.

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

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

«Աստրոֆիզիկա»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը տպագրում է ինֆնատիկ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջատղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղային և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստրոֆիզիկային սանմանակից բնագավառների գծով:

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

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

## ВЕЛИКИЙ КОРИФЕЙ НАУКИ

В эти недели все человечество отмечает знаменательную историческую дату — 100-летие со дня рождения Владимира Ильича Ленина.

Величайший исторический деятель, подлинный вождь трудящихся масс, пламенный революционер, основатель первого в мире социалистического государства — Союза Советских Социалистических Республик — Ленин положил начало новой эре в истории человечества, поставил перед трудящимися великую и благородную цель — строительство справедливого общества, в котором нет ни эксплуататоров, ни эксплуатируемых. Согласно предначертаниям Ленина трудящиеся Советского Союза, преодолевая все трудности и препятствия, заняты шантской созидательной работой. Создана и закалена в совместной борьбе великая дружба советских народов. Укрепляется единство социалистических стран.

Ленин был не только великим политическим деятелем. Будучи глубоким знатоком общественных явлений, он дал замечательную трактовку вопросов философии естествознания. Еысказанные им философские идеи нашли блестящее подтверждение во всем ходе того необычайного развития, которое пережили естественные науки за последние десятилетия. Прекрасной иллюстрацией ленинских философских положений являются многие открытия в современной астрономии и астрофизике.

Как государственный деятель Ленин постоянно подчеркивал огромное значение науки для современного общества, особенно для социалистического государства. В согласии с его указаниями Коммунистическая партия и советское правительство оказывали и оказывают максимальное содействие развитию научных исследований в нашей стране. В частности, созданы новые крупные обсерватории и астрономические институты. Быстро оснащаются они все более мощными и совершенными инструментами. Благодаря победам советской технической мысли нашим ученым и инженерам удалось вывести на орбиту первые искусственные спутники Земли, осуществить первые в истории полеты на косми-

ческих кораблях. Наши космические станции достигли Луны и ближайших планет и доставили нам новую ценнейшую научную информацию.

После революции в Советском Союзе были широко развиты исследования в области теоретической астрофизики, внегалактической астрономии, космофизики.

Сейчас перед советской астрономией стоят новые гигантские задачи. Они требуют быстрого освоения новых методов наблюдений, дальнейшего развития наблюдательной базы и нового взлета теоретической мысли. Только упорной работой, терпеливым трудом по воспитанию молодых научных кадров, на основе новой техники, учась и работая, мы сможем обеспечить дальнейшее развитие советской астрономии, дальнейшее увеличение ее веса в мировой науке.

Вдохновляемые идеями Ленина ученые нашей многонациональной советской страны сделают все для нового подъема нашей науки.

## ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ПЛЕЯДАХ

В. А. АМБАРЦУМЯН, Л. В. МИРЗОЯН, Э. С. ПАРСАМЯН,  
О. С. ЧАВУШЯН, Л. К. ЕРАСТОВА

Поступила 16 августа 1969

Собраны данные о 45 новых вспыхивающих звездах в Плеядах, открытых главным образом в период наблюдательного сезона 1953—59 гг. в обсерваториях Тонанцинта, Аснаго, Бюраканской, Будапештской и Алма-Атинской (табл. 1). Вместе со 100 вспыхивающими звездами предыдущих списков обсерватория Тонанцинта общее число обнаруженных вспыхивающих звезд в области Плеяд достигло 146. Одна из них (H II 2411) принадлежит Гнадам. Из остальных 145 звезд по одной вспышке наблюдалось у 123, по две — у 16 и более двух вспышек — у 6 звезд.

Проведено статистическое исследование вспыхивающих звезд. Показано, что общее число вспыхивающих звезд в Плеядах должно быть больше 600. Распределение вспыхивающих звезд по числу наблюдаемых вспышек хорошо представляется суммой двух распределений Пуассона с различными частотами.

Все или почти все члены Плеяд с  $V > 13.3$  являются вспыхивающими. При  $V = 13.29$  имеется резкая граница между фотографически наблюдаемыми вспыхивающими и невспыхивающими звездами. Средняя частота больших вспышек с амплитудами  $> 0^m.6$  для большинства звезд порядка  $4 \cdot 10^{-4}$  час $^{-1}$ .

Полная масса Плеяд больше динамической массы, определенной из теоремы вириала ( $400 M_{\odot}$ ). Разность обусловлена внешней оболочкой звезд низких светимостей, большей частью вспыхивающих.

1. *Введение.* Изучение явлений, связанных с возникновением и развитием звезд и звездных систем, в последние десятилетия привлекает широкий интерес исследователей [1].

Для определения путей эволюции звезд в большинстве случаев применяется теоретический метод [2]. При этом исходят из тех или иных моделей внутреннего строения звезд и стремятся вычислить изменения параметров моделей во времени. Сами эти модели основываются на гипотезе о термоядерном происхождении энергии, излучаемой звездами.

Не отрицая большой ценности выполненных в указанном направлении работ, следует помнить, что астрофизика является прежде всего *наблюдательной* наукой. Следовательно, можно требовать, чтобы закономерности звездной эволюции определялись прежде всего на основе обобщения и подробного анализа наблюдательных данных. При этом, конечно, теоретические соображения могут играть некоторую вспомогательную роль, однако желательно, чтобы при таком обобщении и анализе исследователи пользовались минимальным числом гипотез, могущих предопределить выводы о направлении развития звезд.

По существу, астрофизика уже сделала первые шаги в этом направлении. Возьмем, например, вопрос о групповом происхождении звезд [3, 4]. Теоретики даже не ставили этого вопроса. Более того, считалось чем-то само собой разумеющимся, что звезды возникают, как правило, независимо друг от друга. Только обнаружение на основе наблюдательных данных *звездных ассоциаций* позволило установить, что звезды возникают сообще группами. Точно также факт существования Т-ассоциаций привел к выводу [3, 4], что вновь рождающиеся звезды выходят на главную последовательность в различных ее частях. Дальнейшее изучение ассоциаций позволило сделать и ряд других выводов, относящихся к ранней фазе звездной эволюции. Примером наблюдений, имеющих большое значение для проблемы происхождения звезд, является открытие объектов Аро-Хербига [5] и происходящих в них удивительных изменений. Однако, эти изменения остаются пока чем-то совершенно чуждым для современных теорий.

В настоящей работе мы анализируем некоторые данные о вспыхивающих звездах (flare stars) в Плеядах. Огромное значение вспыхивающих звезд для составления картины звездной эволюции впервые глубоко понял и оценил профессор Г. Аро [6]. Он показал, что данные о вспыхивающих звездах в скоплениях и ассоциациях свидетельствуют в пользу того, что вслед за наиболее ранней ступенью эволюции звезд — стадией RW Возничего (или Т Тельца) следует другая стадия, когда одной из важнейших характеристик звезды является ее способность производить время от времени вспышки большой амплитуды (до пяти и даже семи величин в ультрафиолете — U).

Поняв значение этих звезд, Г. Аро и его сотрудники [7] продолжили их наблюдение в скоплениях и ассоциациях, тем самым создав серьезную основу для более точного анализа относящихся к ним фактов. Следует отметить, что основные выводы Г. Аро нашли дальнейшее подтверждение в работах Л. Розино и его сотрудников [8].

Систематические наблюдения вспыхивающих звезд в звездных агрегатах начали разворачиваться за последние годы и в Бюраканской обсерватории [9—12].

Ниже делается попытка получения некоторых более конкретных результатов из имеющихся данных, главным образом тех, которые относятся к Плеядам. В дискуссию включены также данные о вспышках, наблюдаемых в Плеядах в течение сезона 1968--69 гг. Более полные данные о наблюдаемых в Бюракане вспышках вместе с соответствующими фотографиями будут опубликованы отдельно.

2. *О статистическом анализе наблюдений вспышек в ассоциациях и скоплениях.* Наблюдения показывают, что по крайней мере некоторые звезды в звездных агрегатах испытывают время от времени вспышки. Можно считать установленным, что у каждой вспыхивающей звезды никакой периодичности вспышек не наблюдается. Наоборот, имеются указания на крайнюю неправильность в чередовании вспышек. Уже одно это наводит на мысль о том, что чередование вспышек представляет собой явление, подобное случайной последовательности событий, подчиняющихся закону, подобному закону Пуассона. На самом деле, однако, применимость закона Пуассона к какой-либо звезде проверить очень трудно, так как для этого необходимо было бы пронаблюдать у нее, по крайней мере, несколько сот последовательных вспышек. Это, конечно, очень трудная задача. Только у звезды НП 2411, проектирующейся на Плеяды, было наблюдено 48 вспышек [13]. У всех остальных вспыхивающих звезд это число во много раз меньше. Но даже эта звезда не наблюдалась непрерывно. Поэтому установить статистику интервалов между последовательными вспышками невозможно.

Но именно это обстоятельство — отсутствие непрерывности в наблюдениях и более или менее неправильное их распределение, определяемое факторами, не связанными с данной звездой (время года, время суток, погода, освобождение телескопа от других работ и т. д.), позволяют упростить задачу статистического анализа *наблюденных вспышек*. По-существу наблюдателям удастся следить за поведением каждой звезды меньше, чем в течение двух-трех процентов общего времени. Вдобавок эта небольшая доля разделена на небольшие промежутки, более или менее случайно расположенные по оси времени. Вся деятельность звезды в остальное время не охватывается наблюдениями, и соответствующие вспышки теряются.

В этих условиях можно принять с очень большой степенью приближения, что вероятность наблюдения  $k$  вспышек за эффективное время наблюдений  $t$  хорошо описывается для каждой звезды законом Пуассона

$$p_k = \frac{e^{-\nu t} (\nu t)^k}{k!}, \quad (1)$$

где  $\nu$  — средняя частота вспышек, а  $t$  — суммарное время, охваченное наблюдениями звезд.

У нас нет никаких оснований считать, что  $\nu$  одинаково для всех звезд данного агрегата. По-существу мы должны иметь некоторый закон распределения  $f(\nu)$  значений  $\nu$  по различным вспышкающим звездам данной системы. Получение этой функции распределения должно быть задачей наблюдений.

Обозначим число звезд с частотами между  $\nu$  и  $\nu + d\nu$  через  $Nf(\nu)d\nu$ , где  $N$  — полное число вспышкающих звезд в изучаемой системе. Тогда закон распределения числа вспышек для наудачу взятой вспышкающей звезды в этой системе будет определяться формулой

$$p_k = \frac{t^k}{k!} \int_0^{\infty} f(\nu) e^{-\nu t} \nu^k d\nu, \quad (2)$$

а математическое ожидание числа звезд, переживших  $k$  вспышек за время  $t$ , в системе будет равно  $Np_k$ .

Законы распределения типа (2), представляющие собой наложение пуассоновских распределений с различными частотами, подробно исследованы в теории вероятностей и в статистике. Имеются соответствующие вспомогательные формулы и таблицы [14, 15], в результате чего облегчается определение функции  $f(\nu)$ .

Если мы желаем определить функцию  $f(\nu)$  из наблюдений, то первым грубым способом для этого может быть приравнивание наблюдаемых чисел  $n_k$  звезд, имевших  $k$  вспышек за время  $t$ , соответствующим математическим ожиданиям:  $\bar{n}_k = Np_k$ . Существенно, что наблюдения позволяют определить в принципе значение величины  $N$  и таким образом прогнозировать результаты дальнейшего изучения вспышек данной системы [16].

3. *Новые наблюдения вспышкающих звезд в Плеядах.* Работа Г. Арс [17], опубликованная в 1968 году, содержала весь материал, относящийся к вспышкающим звездам в агрегатах, вплоть до 1965 г. Эти данные показывали, что среднее число вспышкающих звезд за один час наблюдений в Плеядах не очень уступало тому же числу для одной из самых богатых ассоциаций — ассоциации Ориона.

Более того, первая же попытка статистического анализа вспышек, наблюдаемых в Плеядах, основанная на данных, содержащихся в [17], привела к неожиданному результату [16]. Оказалось, что все или почти все звезды этого скопления слабее  $V = 13.25$  должны быть вспышками. Общее их число было оценено порядка 320.

В связи с этим возник вопрос о проверке вывода о необычно большом обилии вспышек звезд в Плеядах на основе наблюдений.

Вскоре нам стали известны новые наблюдения Г. Аро и Э. Чавиры [18], которые только подтверждали этот вывод. Благодаря этим наблюдениям, выполненным в обсерватории Тонанцинтла в 1965—67 гг., к известным в Плеядах 61 вспышкающей звезде прибавилось еще 39 новых вспышек звезд. Еще более плодотворным в этом смысле оказался сезон наблюдений 1968—69 гг. За этот период в обсерваториях Тонанцинтла, Бюраканской и Асиаго было открыто 43 новых вспышек звезд [19, 20]. Еще три вспышки звезды в Плеядах были открыты в обсерваториях Конколи и Алма-Ата. Списки новых вспышек звезд и новых вспышек, происшедших у ранее известных вспышек звезд, приводятся соответственно в таблицах 1 и 2. В них, в последовательных столбцах приводятся порядковый номер (продолжение нумерации Аро), номер по каталогу Герцшпрунга и др. [21], координаты, звездная величина в минимуме (в фотографических лучах), фотографическая или ультрафиолетовая (U) амплитуда вспышки, дата вспышки, телескоп (диаметр) и ссылка на литературу. Таким образом, число известных вспышек звезд достигло 145. Этот богатый материал нами использован для статистического анализа вспышек в Плеядах по методу, изложенному в разделе 2.

4. *О влиянии телескопа и метода наблюдений на число наблюдаемых вспышек.* Для телескопа данного диаметра не все вспышки доступны. За определенное время он может регистрировать вспышки с малыми амплитудами у ярких звезд и только вспышки с большими амплитудами у слабых звезд. При этом „яркие“ или „слабые“ — понятие относительное, зависящее от проникающей силы данного телескопа. Выбор экспозиции также находится в зависимости от диаметра телескопа. Для телескопов с диаметром от 20 до 40 дюймов при использовании высокочувствительных пластинок оптимальная экспозиция в фотографических лучах находится в пределах от 5 до 10 минут. При дальнейшем увеличении экспозиции, хотя мы выигрываем в предельной величине и доходим до более слабых звезд, однако теряются быстрые вспышки. В конечном итоге общее число вспышек, доступных для регистрации, почти не меняется. Вместе с тем, увеличение

Таблица 1

## НОВЫЕ ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ

№	Звезда (НИ)	$\alpha$ (1900)	$\delta$ (1900)	$m_{PK}$	$\Delta m_{PK}$	Дата вспышки (1968—1969)	Телескоп	Литера- тура
1	2	3	4	5	6	7	8	9
101		$3^h 33^m 2$	$24^{\circ} 25'$	17.8	6.5 U	23/12	26"	[19]
101		"	"	"	4.8 U	24/12	"	"
101		"	"	"	5.6	26/10	21	+
102		34.8	24 50	19.0	4.5 U	25/11	26	[19]
103		36.9	23 08	16.2	0.8 U	16/12	"	"
104		38.7	24 13	19.0	5.1 U	17/12	"	"
105		41.7	23 23	16.4	2.5	26/10	"	"
106		42.1	23 11	18.4	4.9 U	16/11	"	"
107	2208	43.3	24 16	15.3	0.7 U	16/11	"	"
107	2208	"	"	"	1.8 U	18/12	"	"
108		43.9	25 06	14.8	1.3 U	12/1	"	"
108		"	"	"	0.7 U	20/1	"	"
109	2927	45.1	24 25	14.8	1.7 U	18/12	"	"
110	3019	45.4	23 47	14.6	1.0 U	22/12	"	"
111	3104	45.7	22 53	14.7	4.0 U	25/11	"	"
112		47.8	24 07	>18.2	>4.0 U	13/1	"	"
113	624	39.4	24 32	16.0	1.5	1967 28/11	21	+
114		46.0	24 21	17.5	2.0	1967 29/11	"	+
115		46.2	24 15	17.7	3.0	1967 29/11	"	+
116		33.5	25 10	18.7	3.4	17/11	"	+
117		33.7	25 53	18.4	4.2	16/10	40	+
118		37.3	24 20	17.5	3.5	16/10	"	+
119		37.8	23 25	>21.0	>4.6	16/10	"	+
120		40.7	23 28	17.8	1.6	18/10	"	+
121		41.0	24 09	18.1	6.0	21/11	21	+
122		41.0	23 10	17.8	1.8	18/10	40	+
123		42.5	24 45	16.3	1.0	20/12	21	+
124		45.8	21 45	15.0	-0.5	19/12	"	+
125		46.0	23 40	19.3	5.9	18/10	40,21	+
126		45.4	21 50	14.7	1.2	19/12	21	+
127		48.5	25 22	16.5	2.0	17/11	"	+
128		36.1	25 34	17.0	>1.0	24/12	"	+++
129		36.0	23 16	~20.0	>6.4	11/1	26	+++
130		43.5	25 22	~15.4	~0.5	11/1	"	+++

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
131	924	3 <sup>h</sup> 40 <sup>m</sup> 3	23° 19'	16.7	0.9	17,10	24	×
132		41.7	22 30	18.5	2.7	18/10	"	×
133		30.5	24 23	18.2	2.8	18,10	"	×
134		37.4	22 49	17.1	1.0	20 10	"	×
135		45.2	24 05	17.0	1.7	24 10	"	×
136		38.5	24 57	19.0:	3.1:	24,10	"	×
137		53.0	23 27	16.8	1.2	24/10	"	×
138		33.2	23 41	17.8	4.5	28 10	"	×
139		38.7	23 12	17.8	3.3	28 10	"	×
140	1547	41.8	24 30	16.2	1.1	23/12	"	×
141		31.1	24 27	16.5	2.4	19/1	"	×
142		48.4	23 04	17.2	1.7	19,1	"	×
143		39.3	24 57	17.5	2.3	30/10	"	×
144		44.0	24 48	(17.5	(3.0	30/10	"	×
145		41.9	22 06	19.2:	3.7:	25,11	"	×
146		41.3	21 59	(19	(3.2	26,11	"	×

*Примечание.* Крестиками (+, ++ и ++++) отмечены вспыхивающие звезды, открытые, соответственно, в Бюракане, Алма-Ате и Будапеште (обсерватория Конкола), данные о которых публикуются впервые в настоящей статье. Знаком × обозначены вспыхивающие звезды, открытые в обсерватории Асиаго, о которых нам сообщил Л. Розино [20].

Таблица 2

ПОВТОРНЫЕ ВСПЫШКИ РАНЕЕ ИЗВЕСТНЫХ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД

1	2	3	4	5	6	7	8	9
8	357	3 <sup>h</sup> 38 <sup>m</sup> 5	23° 51'	14.5	0.6 U	16/11	26"	[19]
8	"	"	"	"	1.0 U	"	"	"
8	"	"	"	"	1.2	27/10	24	×
14	906	40.2	24 22	15.9	2.2 U	16/11	26	[19]
15		40.9	23 59	18.0	2.5	26/11	24	×
21	1653	42.0	24 25	14.6	1.4 U	24/11	26	[19]
21	"	"	"	"	1.0 U	28/12	"	"
40		37.2	24 22	18.0	3.5	25/9	21	+
88	2193	43.2	23 15	15.2	2.1 U	26/12	26	[19]
93	2602	44.2	23 41	16.4	3.1 U	22/12	"	"

экспозиции приводит к усреднению во времени и к искусственному снижению реальной амплитуды вспышек.

Важное значение имеет выбор спектральной области наблюдений. Поскольку амплитуда вспышки растет к ультрафиолету, то при введении ультрафиолетового фильтра можно регистрировать вспышки с малыми амплитудами у ярких звезд, однако теряются вспышки у слабых звезд. Хотя при наблюдениях без фильтра уменьшение амплитуды приводит к потере некоторой части вспышек ярких звезд, нам все же кажется, что для поисков новых вспыхивающих звезд, особенно слабых, более эффективными должны быть фотографические наблюдения без фильтра.

Следует указать, что при статистическом анализе наблюдаемых вспышек, в принципе, нельзя использовать данные, полученные на телескопах разных диаметров вместе, так как в зависимости от предельной звездной величины меняется вероятность открытия вспыхивающих звезд низких светимостей. Так например, за эффективное время наблюдений 6 часов на метровом телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории было открыто 6 вспышек звезд, т. е. одна вспышка за один час, между тем, на один час наблюдений на 21-дюймовом телескопе системы Шмидта приходится 0.15 вспышки. Хотя, как показало сравнение параллельных наблюдений, выполненных на двух телескопах, почти все вспышки, обнаруженные с помощью 40-дюймового телескопа, оставляли след и на снимках, полученных на 21-дюймовом телескопе (из-за больших амплитуд), однако они были пропущены, так как виднелось только одно слабое изображение, соответствующее максимуму блеска, что не давало возможность констатировать вспышку с уверенностью. Стало очевидно, что 40-дюймовый

Таблица 3

Телескоп (обсерватория)	Количество обнаруженных вспышек	Эффективное время набл. (часов)	Число вспышек за 1 час
21" (Бюракан)	9	62	0.15
26" (Тонавцянцла)	22	138	0.16
26" (Ковголи)	2	11.7	0.17
40" (Бюракан)	6	6	1.00

телескоп Шмидта регистрирует гораздо более широкую категорию вспышек, чем 21-дюймовый.

Поэтому для статистики всегда целесообразно иметь материал, полученный на одном и том же телескопе или на сходных—близких по диаметру телескопах. Сказанное подтверждается табл. 3, составленной по данным наблюдений сезона 1968—69 гг.

Она показывает, что число вспышек за один час примерно одно и то же для телескопов близких друг к другу диаметров.

5. Закон распределения числа наблюдаемых у случайно взятой звезды вспышек в реальном случае. Имея в виду, что обычно можно регистрировать не все вспышки, но только некоторую их долю, следует закон распределения (2) преобразовать с учетом этого обстоятельства.

Обозначим через  $q(m)$  долю тех вспышек звезд с величиной  $m$  в минимуме, которые доступны для регистрации на данном телескопе. Очевидно, что  $q(m)$  зависит от распределения амплитуд вспышек. Обозначим распределение частоты вспышек для тех же звезд через  $f_m(v)$ . Таким образом, среднее число вспышек одной звезды время  $dt$  будет равно  $v dt$ , причем из них можно регистрировать только  $q(m)v dt$  вспышек.

В этом случае вероятность регистрации  $k$  вспышек у случайно взятой вспыхивающей звезды, имеющей в минимуме величину  $m$ , будет равна

$$p_k(m) = \frac{q^k t^k}{k!} \int_0^{\infty} e^{-qv} f_m(v) v^k dv. \quad (3)$$

Если обозначим через  $P_k$  вероятность того, что на данном телескопе у вспыхивающих звезд наблюдается  $k$  вспышек за время  $t$ , то мы имеем

$$P_k = \int_{m_0}^{\infty} p_k(m) a(m) dm, \quad (4)$$

где  $a(m)$  — функция распределения вспыхивающих звезд по звездным величинам, а  $m_0$  — видимая величина наиболее яркой вспыхивающей звезды в агрегате.

Подставляя значение  $p_k(m)$  в это выражение, получим

$$P_k = \frac{t^k}{k!} \int_{m_0}^{\infty} a(m) dm \int_0^{\infty} e^{-qv} f_m(v) q^k v^k dv. \quad (5)$$

Обозначив в (5)  $qv$  через  $v'$  и изменив порядок интегрирования в полученном выражении, можем написать

$$\begin{aligned}
 P_k &= \frac{t^k}{kl} \int_{m_0}^{\infty} \frac{a(m)}{q(m)} dm \int_0^{\infty} e^{-\nu' t} \nu'^k f_m \left( \frac{\nu'}{q} \right) d\nu' = \\
 &= \frac{t^k}{kl} \int_0^{\infty} e^{-\nu' t} \nu'^k d\nu' \int_{m_0}^{\infty} \frac{a(m)}{q(m)} f_m \left( \frac{\nu'}{q} \right) dm.
 \end{aligned} \tag{6}$$

Введем новое обозначение

$$\int_{m_0}^{\infty} \frac{a(m)}{q(m)} f_m \left( \frac{\nu'}{q} \right) dm = f_1(\nu'). \tag{7}$$

Тогда из (6) окончательно имеем следующий закон распределения:

$$P_k = \frac{t^k}{kl} \int_0^{\infty} f_1(\nu') e^{-\nu' t} \nu'^k d\nu'. \tag{8}$$

Таким образом, для распределения  $P_k$ , соответствующего реально наблюдаемому случаю, мы получили выражение (8), аналогичное выражению распределения (2), с той лишь разницей, что в этом случае в выражение для  $P_k$  входит новая функция распределения частот вспышек:  $f_1(\nu')$ .

6. *Влияние дисперсии частот вспышек на оценку общего числа вспыхивающих звезд.* Закон распределения (2) приводит к очень важному неравенству для математического ожидания числа еще не обнаруженных вспыхивающих звезд. Прежде чем перейти к его выводу, остановимся на воображаемом случае, когда все звезды имеют одну и ту же частоту  $\nu$ , причем вспышки одинаково доступны для наблюдений на данном телескопе. Тогда для математического ожидания числа наблюдаемых вспышек за время  $t$  мы имеем

$$\bar{n}_k = N e^{-\nu t} \frac{(\nu t)^k}{k!}. \tag{9}$$

Написав формулу (9) отдельно для случаев  $k = 0, 1, 2$ , мы непосредственно получаем

$$2 \bar{n}_0 \bar{n}_2 = \bar{n}_1^2, \tag{10}$$

откуда

$$\bar{n}_0 = \frac{\bar{n}_1^2}{2 \bar{n}_2}. \tag{11}$$

Заменяя приближенно математические ожидания соответствующими числами звезд, вспыхнувших один и два раза, мы по этой формуле легко получаем значение  $\overline{n_0}$ -число—вспыхивающих звезд, вспышки которых еще не наблюдались.

Так, из известных в настоящее время 145 вспыхивающих звезд в Плеядах по одной вспышке наблюдалось у 123, а по две — у 16 звезд. Подставляя эти числа вместо  $\overline{n_1}$  и  $\overline{n_2}$ , получаем

$$\overline{n_0} = 473,$$

а общее число вспыхивающих звезд (зарегистрированных и незарегистрированных) должно быть близко к  $N = 600$ , что справедливо при применимости формулы (9).

Такое большое число вспыхивающих звезд делает еще более надежным сделанный ранее вывод [16] о том, что все или почти все звезды Плеяд слабее некоторой абсолютной величины являются вспыхивающими.

Далее, подставив в формулу (9) последовательно  $k = 0$  и  $k = 1$ , разделив полученное выражение для  $\overline{n_1}$  на выражение  $\overline{n_0}$ , получим формулу для определения  $\nu t$ :

$$\nu t = \frac{\overline{n_1}}{\overline{n_0}}. \quad (12)$$

Из этой формулы, используя вышеприведенные данные, получим для агрегата Плеяд  $\nu t \cong 0.26$ .

Отсюда, приняв для полного эффективного времени приближенное значение 750 часов (мы не знаем точно эффективное время наблюдений Л. Розино [20] и приняли для него значение  $\sim 100$  часов), определим среднюю частоту вспышек в Плеядах:  $0.00035 \text{ час}^{-1}$  ( $\nu^{-1} \cong 2900 \text{ часов}$ ).

Теперь перейдем к общему случаю формулы (2), когда имеются звезды с разными средними частотами вспышек. Как мы показали, эту формулу можно применять и в том случае, когда телескоп регистрирует не все вспышки.

Согласно неравенству Шварца имеем:

$$\left( \int f g d\nu \right)^2 \leq \int f^2 d\nu \cdot \int g^2 d\nu. \quad (13)$$

Положим

$$f = \nu \sqrt{e^{-\nu t} f(\nu)},$$

$$g = \sqrt{e^{-\nu t} f(\nu)}.$$

В этом случае вместо неравенства (13) будем иметь

$$\left( \int_0^{\infty} v e^{-v} f(v) dv \right)^2 \leq \int_0^{\infty} v^2 e^{-v} f(v) \cdot \int_0^{\infty} e^{-v} f(v) dv. \quad (14)$$

Умножая обе части этого неравенства на  $t^2$ , получим

$$p_1^2 \leq 2p_0 p_2. \quad (15)$$

Из (15), после умножения на  $N^2$ , получим:

$$\bar{n}_0 > \frac{-2}{2n_2} \bar{n}_1. \quad (16)$$

Таким образом, применяя формулу (11), справедливую для случая одинаковых средних частот вспышек, мы на самом деле получаем в общем случае нижнюю границу для математического ожидания числа звезд, у которых вспышки еще не зарегистрированы.

Для того, чтобы получить представление о том, насколько значение  $\bar{n}_0$  может отклоняться в результате наличия дисперсии средних частот от полученного выше нижнего предела, рассмотрим другой воображаемый частный случай, когда

$$f(v) = \frac{1}{b} e^{-bv}. \quad (17)$$

Применяя формулу (2), легко получить, что в этом случае

$$\bar{n}_0 = \frac{-2}{n_2} \bar{n}_1, \quad (18)$$

т. е. получаем *ровно вдвое большее значение, чем* (11).

С другой стороны, уменьшая значение  $b$ , мы получаем в пределе при законе (17) равное распределение всех частот. Таким образом, может показаться, что как бы ни была велика дисперсия частот,  $\bar{n}_0$  не может превзойти указанного удвоенного значения.

Однако это неправильно, так как можно представить себе такое распределение, которое имеет сильный максимум или стремится к бесконечности около частоты  $v=0$ . Этот случай резко отличается от случая (17). И хотя этот воображаемый случай на первый взгляд кажется искусственным, он имеет глубокое физическое значение. Звезды, у которых частота вспышек близка к нулю, мы практически не сможем обнаруживать. Все яркие звезды Плеяд, у которых вспышки, как известно, не наблюдались, можно условно считать „вспыхивающими звездами“ с частотой, близкой к нулю.

Таким образом, неравенство (16) может быть весьма усилено, если в число вспыхивающих включать и такие, практически не вспыхивающие звезды. Однако на данном этапе исследования такое причисление ярких звезд к числу вспыхивающих не представляет интереса, ибо нашей первой задачей является выявление той совокупности звезд, которая показывает вспышки за практически возможные значения длительности наблюдений (не более нескольких тысяч часов).

Если, исходя из этого, исключить из наших расчетов возможный максимум функции  $f(\nu)$  близ  $\nu = 0$ , то, по-видимому, значение (18) является практически верхней границей для числа всех невспыхнувших звезд.

Таким образом, окончательно имеем

$$\frac{\bar{n}_1}{2n_2} \leq \bar{n}_0 \leq \frac{\bar{n}_1}{n_2} \quad (19)$$

Следовательно можно считать, что полное число вспыхивающих звезд в Плеядах, которые могут наблюдаться телескопами средних размеров (с диаметром от 20 до 30 дюймов), заключено где-то между шестьюстами и тысячей.

Выше мы указали, что вычисленные нами значения  $\bar{n}_0$  являются лишь нижними границами действительных значений. Положение может усугубиться в связи со следующим обстоятельством. Вспышечная активность может у части звезд меняться со временем, подобно тому, как она меняется у Солнца. Для простоты представим, что в течение нескольких лет часть звезд вовсе не проявляет вспышечной активности. Поскольку наблюдения вспышек в Плеядах охватывают только одно десятилетие, то вполне возможно, что большая группа вспыхивающих звезд может выпасть из наших расчетов. Иными словами, следует учитывать возможность медленных изменений частоты  $\nu$  со временем у отдельно взятой звезды. В результате этого неравенство (16) может еще более усилиться.

7. *Представление наблюдений как наложений пуассоновских распределений с двумя частотами.* Как мы видели, число звезд Плеяд, у которых наблюдались повторные вспышки, очень мало. В связи с этим возможности определения функции  $f(\nu)$  очень ограничены. Наблюденное число ( $n_2 = 16$ ) таково, что его отклонение от истинного значения может легко достигать 25% и более. Тем самым и значение  $\bar{n}_0 = \bar{n}_1 / 2\bar{n}_2$  тоже должно определяться с такой относительной ошибкой. При таком недостатке информации лучшее, что можно сделать, это попытаться представить все наблюдаемые значения  $n_2$

посредством сложения двух распределений Пуассона с различными частотами.

Оказывается, что, например, наблюдения очень хорошо можно представить, допустив, что мы имеем две группы звезд: одну — многочисленную, с полным числом звезд  $N_1 = 615$  и вторую — крайне мало-численную с  $N_2 = 7$ , причем соответствующие частоты  $\nu_1$  и  $\nu_2$  таковы, что  $\nu_1 t = 0.26$  и  $\nu_2 t = 6$ , где  $t$  — суммарное эффективное время наблюдений.

Действительно, при этом условии мы будем иметь табл. 4 математических ожиданий числа звезд, у которых наблюдается  $n_k$  вспышек, вычисленную на основе формулы

$$n_k = N_1 \frac{e^{-\nu_1 t} (\nu_1 t)^k}{k!} + N_2 \frac{e^{-\nu_2 t} (\nu_2 t)^k}{k!}. \quad (20)$$

В третьем столбце табл. 4 приведены наблюдаемые значения  $n_k$ .

Таблица 4

$k$	$n_k$	$n_k$ (набл.)
0	474	?
1	123	123
2	16	16
3	2	2
4	1	1
5	1	1
6	1	1
7	1	0
8	0.5	0
9	0.3	1

Конечно, такое хорошее совпадение наблюдений с вычисленными математическими ожиданиями является результатом того, что мы имели возможность выбрать значение четырех параметров ( $N_1$ ,  $N_2$ ,  $\nu_1 t$ ,  $\nu_2 t$ ) для представления сравнительно короткой таблицы наблюдаемых чисел.

Следует отметить, что принятие для общего числа вспыхивающих звезд в Плеядах значения  $N = N_1 + N_2 = 622$ , несколько превышающего полученное в предыдущем разделе с применением формулы (11) значение  $N = 618$ , вполне закономерно. Как было показано выше, формула (11) справедлива для случая одинаковых средних частот

вспышек и дает нижнюю границу для математического ожидания числа звезд, у которых вспышки еще не зарегистрированы в общем случае, когда в системе имеются звезды с разными средними частотами вспышек.

К сказанному надо прибавить два замечания:

1. Хотя дальнейшие наблюдения, приведя к новым значениям чисел  $n_k$ , могут заставить нас несколько изменить значения выбранных параметров  $N_1, N_2, \nu_1 t, \nu_2 t$ , все же несомненно, что в Плеядах наряду с основной массой звезд, испытывающих относительно редкие вспышки ( $\nu_1^{-1} \cong 2900$  часов), существует небольшая группа звезд, испытывающая частые вспышки ( $\nu_2^{-1} \cong 120$  часов).

2. Группа звезд, испытывающая редкие вспышки, может на самом деле иметь довольно широкий спектр частот. Однако в настоящее время нет данных для суждения о ширине полосы частот, так как при любой введенной дисперсии частот можно также хорошо представить наблюдения, как это мы сделали, допустив только одно значение  $\nu_1$ . Что касается группы из 7 звезд, показывающих большую частоту, то, по-видимому, все они, или во всяком случае большая часть их, уже обнаружены. По всей вероятности, четыре звезды, показавшие более трех вспышек, входят в эту группу. Вместе с тем, вполне возможно, что хотя бы один или два представителя этой группы находятся среди 16 звезд, показавших двойные вспышки.

8. *Распределение вспышек по амплитудам.* Для статистики вспыхивающих звезд важно знание распределения вспышек по амплитудам. Наблюдаемое распределение вспышек по амплитудам соответствует реальному распределению лишь в том случае, если имеется уверенность в том, что зарегистрированы все вспышки, начиная с некоторой пороговой амплитуды. Для массовых грубых фотографических наблюдений, используемых в данном случае, такой пороговой амплитудой может считаться  $A = 0^m.6$ . Однако это справедливо только для более ярких вспыхивающих звезд.

Поэтому для вывода распределения вспышек по амплитудам мы использовали только те вспыхивающие звезды, блеск которых в минимуме не слабее  $17^m.5$  в фотографических лучах. Общее число таких звезд в полном списке оказалось 80, а общее число их вспышек— 112. Однако 30 из указанных вспышек имеют амплитуду меньше  $1^m$  в ультрафиолете. Но не все такие вспышки должны были быть зарегистрированы использованными телескопами, в особенности для наиболее слабых из выбранных звезд. По этой причине мы решили заняться статистикой амплитуд, имеющих  $A > 1^m.0$  в ультрафиолетовых лучах.

Использование амплитуд в ультрафиолете обусловлено тем, что большинство вспышек было открыто в этих лучах. Для вспышек, открытых в фотографических лучах, включенных в нашу статистику, для определения амплитуд в ультрафиолете введены приближенные поправки. При этом для упрощения расчетов было принято, что у всех вспыхивающих звезд цвет  $U - B = +1^m$  в минимуме, а цвет вспышки  $U - B = -1^m$ .

Все 82 использованные вспышки были разделены на две равные группы по блеску соответствующих звезд в фотографических лучах:\*  $14^m.2 - 16^m.0$ ,  $16^m.1 - 17^m.5$ . Распределение амплитуд для этих звезд представлено в табл. 5.

Таблица 5

$\Delta m_U$	Число вспышек	
	$14^m.2 - 16^m.0$	$16^m.1 - 17^m.5$
$1^m.0 - 1^m.9$	19	6
$2.0 - 2.9$	13	21
$3.0 - 3.9$	7	5
$4.0 - 4.9$	2	6
$5.0 - 5.9$	0	3

Рассмотрение табл. 5 показывает, что полученные для вспыхивающих звезд разного блеска распределения значительно отличаются. А именно, для более ярких звезд (I группа) максимальное число вспышек имеет амплитуды в интервале  $1^m.0 - 1^m.9$ , в то время как для второй группы этот максимум приходится на следующий интервал. Создается впечатление, что более слабые звезды чаще показывают вспышки с большими амплитудами.

Об этом свидетельствует и следующий факт. Из всех зарегистрированных вспышек в Плеядах 157 имеют амплитуду  $\geq 1^m.0$  в ультрафиолете. Из них 42 имеют амплитуду  $> 5^m.0$ . Между тем, наиболее

\* Фотографические величины вспыхивающих звезд, содержащихся в каталоге Герцшпрунга и сотрудников [21], взяты из этого каталога. В остальных случаях использованы величины, определенные открывателями. В некоторых случаях, когда рядом со звездной величиной стоял знак  $>$  или  $($ , звездные величины оценены по яркостям Паломарского атласа.

яркая звезда, у которой зарегистрирована такая большая вспышка, имеет блеск  $16^m7$ . Из вышеупомянутых 157 вспышек 51 наблюдалась у звезд ярче  $16^m7$ , остальные — у более слабых звезд. Таким образом, из 52 вспышек у ярких звезд с амплитудой  $> 1^m$ , включая указанную с величиной  $16^m7$ , только одна имеет амплитуду  $\geq 5^m0$ , в то время как из 105 вспышек у более слабых звезд такую большую амплитуду имеет 41. Очевидно, что по условиям наблюдений вспышки с малой амплитудой у слабых звезд (например с амплитудой  $2^m$  у звезд с  $20^m$ ) не могли наблюдаться. Но можно полагать, что процент потерянных вспышек не может быть много больше 50. Поэтому, даже считая, что у более слабых звезд должно было бы наблюдаться за то же время 210 вспышек, все же получается, что одна из пяти вспышек имеет амплитуду  $\geq 5^m0$ . Несомненно, это не может быть результатом случайных флюктуаций и указывает на реальное возрастание средних амплитуд вспышек с уменьшением блеска.

Наблюдаемое возрастание амплитуд с уменьшением блеска, по-видимому, можно считать указанием в пользу того, что среднее значение энергии, освобождаемой при каждой вспышке, мало зависит от светимости вспыхивающих звезд\*.

9. *Зависимость частоты вспышек от яркости вспыхивающих звезд.* Как было показано в разделе 7, наблюдаемое распределение вспышек вспыхивающих звезд, у которых наблюдалось  $n_k$  вспышек ( $k = 1, 2, \text{ и т. д.}$ ), очень хорошо представляется суммой двух пуассоновских распределений с различными частотами. Уже одно это означает, что вспыхивающие звезды в Плеядах имеют разные частоты вспышек. При этом весьма важно то обстоятельство, что звезды, вспыхивающие относительно чаще, являются наиболее яркими объектами. Это является некоторым указанием на то, что частота вспышек зависит от яркости. В связи с этим мы попытались прямо получить частоты вспышек у звезд разной яркости на основе имеющегося в нашем распоряжении материала. С этой целью все известные вспыхивающие звезды Плеяд были разделены на три примерно равные группы по блеску:  $14^m2 - 16^m7$ ,  $16^m8 - 18^m2$ ,  $18^m3 - > 21^m5$ . Используя формулы (11) и (12), мы отдельно для каждой группы вычислили общее число вспыхивающих звезд ( $N$ ) и  $\bar{v}$ . Далее, имея в виду, что почти все наблюдения области Плеяд, послужившие для открытия вспыхивающих звезд, были выполнены на широкоугольных камерах Шмидта, мы приняли эффективное время наблю-

\* Этим замечанием мы обязаны В. С. Ослапину.

дений одинаковым (около 750 часов) для всех трех групп и определили среднюю частоту вспышек. Результаты вычислений приводятся в табл. 6.

Таблица 6

$m_{pg}$	$n$	$n_1$	$n_2$	$n_{n>3}$	$n_0$	$N$	$\nu t$	$\nu^{-1}$ (часы)
14 <sup>m</sup> 2—16 <sup>m</sup> 7	50	37	9	4	76	126	0.487	1540
16.8—18.2	50	45	3	2	338	388	0.133	5640
18.3—>21.5	45	41	4	—	210	255	0.195	3850

Хотя вычисленные значения  $N$  и  $\nu^{-1}$ , приведенные во второй и третьей строках табл. 6, должны быть отягощены большими ошибками, происходящими от малости соответствующих значений  $n_3$ , тем не менее можно считать совершенно реальным более высокое значение средней частоты вспышек для наиболее ярких звезд, приведенное в первой строке таблицы. Этот факт заслуживает большого внимания, и мы вернемся к нему в следующем разделе. С другой стороны, несомненно, что в случае слабых звезд (это особенно относится к третьей строке табл. 6) значительная часть вспышек, а именно вспышки с малой амплитудой, теряется для наблюдателей. Поэтому значения  $\nu^{-1}$ , приведенные в различных строках табл. 6, несравнимы между собой.

Данные табл. 6 подтверждаются аналогичными данными, приведенными в табл. 7. Они относятся к трем группам звезд, находящихся на различных расстояниях от центра агрегата в проекции на небесную сферу. Группы выбраны так, чтобы иметь почти одинаковое количество звезд в каждой из них. В первом столбце приводятся пределы расстояния от центра (в угловых минутах), а во втором—средняя фотографическая звездная величина вспыхивающих звезд данной группы.

Таблица 7

$r'$	$\overline{m_{pg}}$	$n$	$n_1$	$n_2$	$n_{k>3}$	$n_0$	$N$	$\nu t$	$\nu^{-1}$ (часы)
0—46.6	17.2	49	34	10	5	58	107	0.596	1280
46.7—85.1	17.5	48	45	3	—	337	385	0.134	5600
85.2—155.7	17.8	48	44	3	1	323	371	0.136	5520

Сравнение первых двух столбцов табл. 7 показывает, что между средними расстояниями до центра и средними звездными величинами имеется определенная зависимость. Поэтому данные этой таблицы

можно также рассматривать как подтверждение наблюдаемой зависимости частот вспышек от яркостей вспыхивающих звезд.

Мы видим, что суммарное число вспыхивающих звезд по данным таблиц 6 и 7 значительно больше значения  $N = 618$ , полученного в разделе 6. Нам кажется, что здесь мы имеем еще одно свидетельство в пользу того, что значения  $N$  и  $\nu^{-1}$ , полученные прямо по суммарным данным на основе применения формул (11) и (12), являются на самом деле лишь нижними границами значений искомым величин.

Мы не входим в более подробную дискуссию наблюдаемой зависимости частоты вспышек от звездной величины в минимуме по следующей причине. Серьезное значение могут иметь лишь выводы, основанные на сопоставлении сравнимых между собой величин. Если речь идет о сравнении частот вспышек, находящихся в данном интервале амплитуд, то, очевидно, что недостатком рассматриваемого материала будет значительный недоучет вспышек с малой амплитудой у слабых звезд. С другой стороны, если нас интересуют вспышки, для которых энерговыделение заключено в определенных пределах, то следует учитывать, что вспышка с амплитудой в одну величину для звезд  $14^m$  примерно равнозначна вспышке в пять величин у звезд  $18^m5$ . Если мы не регистрируем у звезд  $14^m$  вспышки меньше 0.7 величины, то не должны считать вспышек с амплитудой, меньшей четырех величин у звезд  $18^m5$ .

Поэтому, прежде чем заниматься сравнением частот у звезд разной яркости, мы должны условиться о том, сравнение каких совокупностей вспышек у звезд разной величины нас интересует.

10. *Звезды, близкие к стадии прекращения вспышечной активности.* Наблюдательные данные указывают на значительную вспышечную активность у наиболее ярких вспыхивающих звезд. Обратим внимание на видимые величины 4 звезд, испытавших не менее четырех вспышек (табл. 8).

Таблица 8

№	H II	$m_V$	$\overline{\Delta m_U}$	Sp	Число вспышек	Литература
8	357	13.46	1.3	K6Ve	9	[8, 18, 19]
14	906	15.24	2.1	K7-M0Ve	6	[18, 19]
17	1306	13.39	1.2	dK5(e)	5	[18, 22]
21	1653	13.31	0.9	K4.5e	4	[18, 19]

Мы видим, что все четыре звезды принадлежат к группе наиболее ярких вспыхивающих звезд, а три из них находятся у самой гра-

ницы ( $V = 13.30$ ), отделяющей область вспыхивающих звезд от невспыхивающих на оси визуальных звездных величин. Хотя можно возразить, что открытие вспышек у более ярких звезд несколько легче, чем у более слабых, однако наблюдательная селекция совершенно не может объяснить столь разительный результат.

Обратим внимание также на средние значения амплитуд у трех наиболее ярких звезд, которые также приведены в табл. 8. Эти средние амплитуды настолько малы по сравнению со средними значениями амплитуд для звезд, вспыхивающих один или два раза ( $3^{m3}$  и  $2^{m3}$ , соответственно), что становится весьма вероятным следующее заключение: у вспыхивающих звезд, находящихся вблизи указанной границы между вспыхивающими и невспыхивающими объектами, т. е. у вспыхивающих звезд, у которых вспышечная деятельность находится накануне прекращения, средняя амплитуда уменьшается.

Такое заключение означает, что прекращение наблюдаемой вспышечной активности сводится к постепенному уменьшению амплитуды. Благодаря этому на звезды, которые не показывают вспышек заметной амплитуды, мы можем смотреть как на объекты, у которых амплитуда вспышек находится ниже того предела, который обнаруживается применяемым грубым фотографическим методом (например, меньше  $0^{m4}$  в  $U$ ). Поэтому было бы очень интересно проследить с помощью более точных методов за поведением звезд с  $V = 13.25$  или немного ярче для обнаружения малых вспышек.

Для выяснения того, что происходит со звездой непосредственно перед прекращением вспышечной активности, поступим следующим образом. Составим список звезд Плеяд в порядке убывающих визуальных яркостей в соответствии с фотометрическими измерениями Джонсона и Митчелла [22]. В табл. 9 приведены 10 последовательных звезд этого списка\*, расположенных по обе стороны границы, разделяющей вспыхивающие звезды от невспыхивающих. В третьем столбце таблицы даны числа наблюдаемых вспышек у соответствующих звезд, а в четвертом — средние амплитуды вспышек в  $U$ .

Из этой таблицы можно сделать два вывода:

1. Между вспыхивающими и невспыхивающими звездами (конечно, речь идет о вспышках с амплитудами не менее 0.5 величины) существует резкое разграничение по звездной величине.
2. Если бы вспыхивающие звезды, заканчивающие свою деятельность, имели бы частоту вспышек, близкую для всего агрегата, то мы

\* Из этого числа ярких звезд мы исключили III 1794 и III 1805, составляющие двойную систему с интегральной величиной  $V = 13.36$  [22].

должны были бы обнаруживать вспышки только у одной из каждых четырех. На самом деле у всех пяти заканчивающих вспышечную карьеру звезд вспышки наблюдались. Это означает, что у этих объектов частота вспышек повышенная.

Таблица 9

НП	V	n	НП	V	n	$\Delta m_{\odot}$
2588	13.10	0	1531	13.30	2	0.6
3187	13.12	0	1653	13.31	4	0.9
380	13.19	0	1305	13.39	5	1.2
451	13.25	0	3104	13.41	1	4.0
945	13.29	0	3019	13.45	1	1.0

11. *О возможной коррекции динамической массы Плеяд.* Мы видели выше, что Плеяды должны содержать не менее 600, в большинстве слабых, вспыхивающих звезд. С другой стороны, существуют яркие невспыхивающие члены Плеяд, суммарная масса которых довольно значительна.

Наблюдения показывают, что ни одна звезда в Плеядах с  $V < 13.30$  не вспыхивала. Суммарная масса всех ярких звезд Плеяд до  $V = 13.30$  равна приблизительно  $260 M_{\odot}$  [16]. Между тем, динамическая масса Плеяд, определенная на основе теоремы о вириале, оценена в  $400 M_{\odot}$  [23, 24]. Даже если учесть возможность ошибок в определении среднего квадрата скоростей, все же можно думать, что она не превосходит  $450 M_{\odot}$ .

Таким образом, на долю всех вспыхивающих звезд остается суммарная масса в пределах от 140 до 190 солнечных масс. Вместе с тем, легко на основе абсолютных величин вспыхивающих звезд и посредством соотношения масса — светимость определить их среднюю массу. Она получается близкой к  $1/3 M_{\odot}$ . Поэтому *нижней границей* суммарной массы всех вспыхивающих звезд в Плеядах следует считать  $200 M_{\odot}$ .

На самом деле во всех наших расчетах не учитывались те вспыхивающие звезды, которые даже при больших вспышках недоступны для телескопов средних размеров. Следовательно, вероятно, что полная масса всех вспыхивающих звезд гораздо больше, чем  $200 M_{\odot}$ . Поэтому, если в [16] мы считали, что вспыхивающие звезды укладываются в суммарную массу Плеяд, определенную динамическим путем, то теперь приходится сомневаться в такой возможности.

Однако нетрудно видеть, что суммарная масса, определенная путем применения теоремы вириала к совокупности членов скопления, выделенных из каталога Герцшпрунга и др. [21], не включает массу сферического слоя, расположенного вне радиуса в  $1^\circ$  вокруг Альционы. Между тем, в этом сферическом слое находится не менее половины обнаруженных до сих пор вспыхивающих звезд. Притяжение этого слоя при его сферической симметрии не может оказать никакого влияния на движение герцшпрунговских членов, занимающих сферический объем с радиусом в  $1$  квадратный градус.

Таким образом, практически нам нужно вместить в динамическую массу Плеяд только лишь половину и даже несколько меньше половины суммарной массы вспыхивающих звезд. Иными словами, никакого противоречия со значением динамической массы не получается. Однако определявшаяся до сих пор динамическая масса не представляет полной массы Плеяд. Чтобы получить полную массу, мы должны к динамической массе прибавить суммарную массу примерно половины всех вспыхивающих звезд, т. е. не менее  $100 M_{\odot}$ .

12. *Заключение.* В настоящем исследовании на основе статистического анализа вспышек 145 звезд в Плеядах, в том числе 85 звезд, открытых в последнее время, получены следующие выводы.

1. Плеяды содержат более 600 вспыхивающих звезд-карликов. Их видимые визуальные величины больше  $13^m25$ .

2. Существует резкая граница на оси визуальных величин между вспыхивающими звездами и звездами, у которых вспышки не наблюдаются. Все или почти все члены Плеяд, для которых  $V > 13.29$ , являются вспыхивающими. У звезд, для которых  $V < 13.29$ , вспышек не наблюдалось. Однако следует учитывать, что применяемый фотографический метод является грубым и практически позволяет регистрировать лишь вспышки с  $A > 0^m5$ . Вполне возможно, что применение более точных методов к „пограничным звездам“, т. е. регистрация вспышек с малыми амплитудами приведет к смещению указанной границы в сторону более ярких звезд.

8. Средняя частота регистрируемых вспышек для подавляющего большинства звезд — порядка  $0.0004 \text{ час}^{-1}$ . Она одного порядка как в Плеядах, так и в ассоциации Ориона. В Плеядах те вспыхивающие звезды, которые по своему блеску близки к границе  $V = 13.29$ , имеют в несколько раз более высокую частоту. При этом средняя амплитуда меньше, чем у других вспыхивающих звезд.

Следует учесть, что оценки частот в известной мере условны и зависят от чувствительности метода наблюдений. Можно быть уве-

ренным, что если бы нам удавалось регистрировать вспышки с  $A = 0^m 1$ , то значения средних частот сильно увеличились бы.

4. Истинная суммарная масса всех звезд Плеяд должна быть несколько больше динамической массы, определенной из теоремы вирialа, поскольку часть слабых вспыхивающих звезд образует внешнюю сферическую оболочку, не оказывающую никакого действия на движения находящихся внутри более ярких звезд, по которым определяется динамическая масса. Поправка к динамической массе может достигать  $100 M_{\odot}$ .

Авторы благодарны проф. Г. Аро, проф. Л. Розино, проф. Л. Детре, а также Д. А. Рожковскому за предоставление данных о новых вспыхивающих звездах до их опубликования. Мы также обязаны проф. Г. Аро за ряд критических замечаний, которые мы постарались по возможности учесть при составлении окончательного текста статьи. Увеличение за последний год числа зарегистрированных вспышек является по-существу результатом тесной международной кооперации по обсуждаемой проблеме.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## FLARE STARS IN PLEIADES

V. A. AMBARTSUMIAN, L. V. MIRZOYAN, E. S. PARSAMIAN,  
H. S. CHAVUSHIAN, L. K. ERASTOVA

The data on 46 new flare stars in Pleiades, discovered mainly during the observational season 1968—69 at the Observatories Tonantzintla, Asiago, Byurakan, Budapest and Alma-Ata, are compiled in the Table 1. Together with the 100 flare stars from the previous Tonantzintla lists, the total number of observed flare stars in Pleiades amounts now to 146. One of them (HII 2411) belongs to Hyades. From the remaining 145 stars 123 have been observed in flare only once, 16 twice and 6 more than two times.

A statistical study of flare stars is given. It is shown, that the total number of flare stars in Pleiades should be greater than 600. The distribution of flare stars according to the number of observed flares is well represented by the sum of two Poisson distributions with different mean frequencies.

All, or almost all of members of Pleiades with  $V \leq 13.3$  are flare stars. At  $V = 13.29$  there is a sharp border between the photographically observable flare stars and the non flaring ones. The mean frequency

of large flares ( $A > 0^{m6}$ ) for the majority of stars is of the order of  $4 \cdot 10^{-4} h^{-1}$ .

The total mass of Pleiades is larger than the value determined by usual dynamical methods ( $400 M_{\odot}$ ). The difference is due to the outer shell of low luminosity (mostly-flare) stars.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Г. С. Саакян, С. К. Всехсвятский, В. В. Казютинский, Проблемы современной космогонии, Наука, М., 1969.
2. М. Шварцшильд, Строеие и эволюция звезд, ИЛ, М., 1961.
3. В. А. Амбарцумян, Эволюция звезд и астрофизика, АН АрмССР, Ереван, 1947.
4. В. А. Амбарцумян, Вводный доклад на симпозиуме по эволюции звезд на VIII съезде МАС, АН СССР, М., 1952.
5. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюр. обс., 13, 1953.
6. G. Haro, Symposium on Stellar Evolution, ed. J. Sahade, Astr. Obs. Nat. Univ. of La Plata, La Plata, 1962, p. 37.
7. G. Haro, E. Chavira, Vistas in Astronomy, Vol. 8, ed. A. Beer and K. Aa. Strand, Pergamon Press, London, 1964, p. 89.
8. L. Rosino et al., Contr. Asiago Obs., No. 69, 1956; No. 125, 1962; No. 127, 1964; No. 189, 1966.
9. Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, П. Э., 15, 470, 1965.
10. Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Сообщ. Бюр. обс., 39, 3, 1968.
11. Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, Н. А. Каллоляян, Сообщ. Бюр. обс., 40, 31, 1969.
12. L. V. Mirzoyan, E. S. Parsamian, Non-Periodic Phenomena in Variable Stars, ed. L. Detre, Hungarian Academic Press, Budapest, 1969.
13. G. Haro, E. S. Parsamian, Bol. Obs. Tonantzintla, 5, No. 31, 41, 1969.
14. E. C. Molina, Poission's Exponential Binomial Limit, New York, D. Van Nostrand Company, 1943.
15. Г. Бейтмен, А. Эрдейи, Таблицы интегральных преобразований, том I, Преобразования Фурье, Лапласа, Меллина, Наука, М., 1969.
16. В. А. Амбарцумян, Звезды туманности, галактики (Труды Бюраканского симпозиума), АН АрмССР, Ереван, 1969, стр. 283.
17. G. Haro, Stars and Stellar Systems, Vol. 7, ed. B. M. Middlehurst and L. H. Aller, Univ. of Chicago Press, Chicago, 1968, p. 141.
18. G. Haro, E. Chavira, Bol. Obs. Tonantzintla, 5, No. 31, 23, 1969.
19. E. S. Parsamian, E. Chavira, Bol. Obs. Tonantzintla, 5, No. 31, 35, 1969.
20. L. Rosino, New Flare Stars Observed at Asiago in 1968—69, private communication 1969.
21. E. Hertzsprung, C. Sanders, C. J. Koorman et al., Ann. Leiden Obs., 19, No. IA, 1947.
22. H. L. Johnson, R. I. Mitchell, Ap. J., 128, 31, 1958.
23. B. J. Bok, Sky and Telescope, 10, 213, 1951.
24. B. J. Bok, Ten Lectures on the Kinematics and Dynamics of our Galaxy, Stony Brook University, Long Island, 1968, p. 184.

О ПРОЦЕНТЕ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД СРЕДИ  
ПЕРЕМЕННЫХ ТИПА RW AUR В АССОЦИАЦИИ ОРИОНА.

В. А. АМБАРЦУМЯН

Поступила 4 января 1970

На основе статистики вспышек некоторой выборки переменных звезд типа RW Возничего в ассоциации Ориона показано, что лишь около четверти переменных типа RW Возничего, амплитуды переменности которых превосходят одну звездную величину, испытывают вспышки, которые обнаруживаются при принятой методике фотографических наблюдений вспышек. Приведены аргументы в пользу того, что такие вспышки происходят лишь на более позднем этапе переменности.

1. Выявление всех вспыхивающих объектов в какой-либо заданной совокупности звезд является задачей, требующей огромных усилий наблюдателей и многих лет работы телескопов соответствующей мощности. Например, обнаружение всех вспыхивающих звезд в Плеядах требует получения на метровом телескопе Шмидта нескольких тысяч фотографических снимков с более чем двадцатью тысячами экспозиций. И хотя подобные наблюдения необходимы, все же целесообразно иметь возможность оценки численности вспыхивающих объектов в данной совокупности звезд на основе меньшего объема информации, т. е. наблюдения вспышек только у части вспыхивающих звезд, входящих в данную совокупность.

В двух предыдущих работах [1, 2] был разработан метод оценки полной численности вспыхивающих звезд в данном агрегате, на основе наблюдений, охватывающих вспышки, имевшие место лишь у части вспыхивающих звезд этого агрегата. Если все объекты некоторого агрегата находились под наблюдением в течение одного и того же суммарного интервала времени  $t$ , а  $n_1$  и  $n_2$  — суть числа объектов, у которых произошли соответственно одна и две вспышки, и если среднее время между двумя последовательными вспышками у всех вспыхиваю-

щих объектов одинаково, то число вспыхивающих объектов, у которых за это же время  $t$  не было ни одной вспышки, будет приближенно определяться равенством

$$n_0 = \frac{n_1^2}{2n_2}. \quad (1)$$

Если же эти средние времена для различных вспыхивающих звезд различны, то формула (1) определяет лишь нижнюю границу значения  $n_0$ . Однако при довольно общих предположениях можно тогда считать, что

$$\frac{n_1^2}{2n_2} < n_0 < \frac{n_1^2}{n_2}. \quad (2)$$

Таким образом мы имеем во всяком случае нижнюю и верхнюю границы для искомой величины.

2. Известно, что среди вспыхивающих звезд и ассоциации Ориона имеется некоторое число звезд типа RW Возничего. Однако мы до сих пор не знаем, все ли звезды RW Возничего обладают способностью вспыхивать или же вспышки происходят лишь на определенном этапе их эволюции. Ответ на этот трудный вопрос будет облегчен, если нам удастся оценить, какой процент звезд типа RW Возничего в ассоциации Ориона испытывает вспышки в данную эпоху. Для определенности мы взяли совокупность известных звезд RW Возничего в Орионе, ограниченную следующими условиями:

а) они находятся в области  $4 \times 4^\circ$  с центром в Трапеции Ориона. Эта область особенно подробно изучалась для выявления звездных вспышек;

б) фотографические амплитуды RW переменных, взятые из каталога Кукаркина и Паренаго и его дополнений, должны быть больше одной звездной величины. Благодаря этому условию мы отобрали звезды, имеющие достаточно высокий уровень RW-активности.

Оказалось, что упомянутый каталог (второе издание) и его дополнения содержат 193 звезды, удовлетворяющие поставленным условиям. Сюда не входят звезды, принадлежность которых к типу RW поставлена в каталоге под знак вопроса.

Отобранные 193 звезды и составляют изучаемую нами совокупность, и все выводы, которые мы сделаем, строго говоря, относятся только к ней. В нее почти не входят, например, звезды слабее  $m_{pg} = 18$ , для которых RW-активность еще совершенно не изучена.

Три списка вспыхивающих звезд, составленные Аро [3] и Аро совместно с Чавира [4], содержат 254 вспыхивающих звезды в ассоциа-

ции Ориона. К ним мы прибавили из нового списка Розино 36 звезд, не входящих в [3, 4]. Таким образом оказалось, что к настоящему времени мы знаем 290 вспышкающих звезд в этой области неба. Нам нужно было выяснить, какие звезды из нашего списка 193 звезд типа RW входят в состав 290 вспышкающих звезд.

Оказалось, что у 16 звезд из 193-х наблюдались вспышки, причем у двенадцати из них наблюдалось по одной вспышке, у трех — по две и у одной — три вспышки. Иными словами

$$n_1 = 12, \quad n_2 = 3, \quad n_3 = 1. \quad (3)$$

Отсюда, согласно (1), имеем:  $n_0 = 24$ . Прибавив сюда число звезд с наблюдаемыми вспышками, получаем

$$N = 40$$

для полного числа вспышкающих звезд нашей выборки. Иными словами, около 20% отобранных RW переменных являются вспышкающими.

Если допустить, что в данном случае применим простой закон Пуассона, то для значения математического ожидания имеем

$$\bar{n}_k = N e^{-\nu t} \frac{(\nu t)^k}{k!}, \quad (4)$$

где  $\nu$  — средняя частота вспышек.

Имеем

$$\nu t = 2 \frac{\bar{n}_2}{\bar{n}_1} = 0.5,$$

что дает возможность по (4) вычислить

$$\bar{n}_3 = 0.5; \quad \bar{n}_4 = 0.06,$$

что находится в более чем хорошем согласии с наблюдениями, показывающими

$$\bar{n}_3 = 0.5 \quad \bar{n}_4 = 0.06.$$

Поэтому можно считать, что имеющиеся данные говорят в пользу представления о малой дисперсии частот вспышек у нашей выборки. Отсюда следует, что хотя полученное значение  $N = 40$  и является нижней границей числа вспышкающих звезд в выборке, истинное значение не должно сильно отличаться от него. Поэтому, округляя в сторону увеличения, мы можем считать установленным, что около четверти переменных проявляют вспышечную деятельность.

Конечно, при этом речь идет лишь о больших вспышках с амплитудой  $\Delta m > 0.5$ , которые и могут только обнаруживаться методом фотографирования в виде цепочек звездных изображений.

Вполне возможно, что если бы можно было с легкостью обнаруживать вспышки меньшей амплитуды, численность найденных вспыхивающих звезд была бы больше.

Розино обратил внимание на то, что амплитуды вспышек у переменных типа RW Возничего в Орионе в среднем меньше, чем у „нормальных вспыхивающих звезд“. Как показывает рассмотрение данных о 16 вспыхивающих звездах типа RW Возничего, вспышка с наибольшей амплитудой (2.7 фотогр.) наблюдалась у OR Ориона. Таким образом, замечание Розино подтверждается на более широком материале, так как вспышки с амплитудой в три величины и больше нередки среди вспыхивающих звезд, не входящих в число RW переменных.

3. На полученное из наблюдений значение процента вспыхивающих среди RW переменных может повлиять то обстоятельство, что некоторые переменные расположены в туманности и их можно наблюдать только с длиннофокусными камерами. Поскольку наблюдения вспышек ведутся с короткофокусными телескопами Шмидта, обнаружение их у таких переменных может быть затруднено. Для выяснения проистекающего отсюда эффекта мы рассмотрели распределение RW переменных по отношению к туманности и установили, что туманность может оказать влияние на фотографические наблюдения примерно 50 звезд. Однако только для меньшинства этих звезд влияние может быть настолько велико, чтобы сильно мешать обнаружению вспышек. Тем не менее, некоторую поправку за этот эффект в наши результаты следует внести. Лучше всего это можно было бы сделать, исключив из нашей выборки те звезды, которые теряются на фоне туманности, т. е. необходимо считать, что выборка содержит менее 193 звезд. Нам кажется, что уменьшение этого числа на 35 звезд будет более чем достаточно. Таким образом, из 158 звезд мы имеем примерно 40 вспыхивающих. Это значит, что около 25% всех рассмотренных переменных претерпевает вспышки необходимой амплитуды.

4. В своих исследованиях вспыхивающих звезд Аро пришел к выводу о том, что вспыхивающие звезды представляют собой одну из ранних фаз развития звезды, наряду с фазой неправильной переменности (RW Возничего или Т Тельца). Будем эти две фазы называть соответственно UV-фазой и RW-фазой. Как показал Аро, средний возраст звезд в UV-фазе гораздо старше среднего возраста

RW-фазы. При таком полжении дел возможны четыре различных предположения:

1) Период UV-активности следует за периодом RW-активности, после окончания последней.

2) UV-фаза и RW-фаза начинаются у звезды совместно, после ее формирования, но RW-фаза кончается у каждой звезды раньше, а UV-активность продолжается.

3) UV-активность начинается лишь после развития RW-фазы, быть может незадолго до ее окончания.

4) Часть звезд проходит стадию RW, а другая часть прямо вступает в UV-фазу без прохождения RW-фазы. Такое предположение означало бы наличие существенно различных путей эволюции звезд одной и той же массы.

От этого четвертого предположения мы, по-видимому, имеем все основания отказаться с самого начала. Исследование статистики вспышек в Плеядах [2] показало, например, что все звезды, обладающие массой, меньше солнечной массы, проходят через UV-стадию. Это говорит в пользу одинаковых путей эволюции звезд данной массы в данном агрегате.

Предположение первое противоречит факту существования звезд, показывающих одновременно оба вида активности.

Что касается второго предположения, то оно может быть верным в том случае, если под UV-активностью мы будем понимать появление вспышек сколь угодно малой интенсивности и частоты.

Однако практически в агрегатах мы можем наблюдать лишь вспышки с  $\Delta m > 0.5$  величины. Поэтому целесообразнее говорить лишь об этой крупномасштабной форме вспышечной активности. В таком случае третья гипотеза наиболее соответствует установленному в настоящей статье факту принадлежности около четверти RW звезд к числу вспыхивающих.

Иными словами, в том диапазоне абсолютных величин, который охватывается наблюдениями вспыхивающих звезд ( $M > 5$ ), вспышечная активность рассматриваемого масштаба наступает, грубо говоря, лишь в последнюю четверть RW-активности.

Для понимания явлений, происходящих на начальных этапах звездной эволюции, представляет большой интерес взаимосвязь между RW-активностью и UV-активностью для звезд различной светимости в ассоциации Ориона.

Оказывается, как это видно из нижеследующей таблицы, процент вспыхивающих звезд среди переменных RW Возничего разных светимостей различен.

Поскольку вспышки наблюдались далеко еще не у всех вспыхивающих RW звезд, приведенные в этой таблице проценты следует увеличить от двух до двух с половиной раз. При этом поправочный коэффициент может быть различен для звезд различной яркости.

Таблица 1

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД СРЕДИ ПЕРЕМЕННЫХ  
ТИПА RW ВОЗНИЧЕГО ПО ЗНАЧЕНИЯМ БЛЕСКА В МАКСИМУМЕ

Значения блеска в максимуме перемен- ности	<13.0	13.0—13.7	13.8—14.5	14.6—15.3	15.4—16.1	>16.1
Число переменных	28	22	43	62	35	3
Число переменных, у которых наблю- дались вспышки	0	3	7	4	2	0
Процент переменных, у которых наблю- дались вспышки	0	14	16	6	6	0

Тем не менее, бросается в глаза, что наиболее яркие переменные звезды ( $m < 13.0$ ) совершенно не наблюдались во вспышках. Это можно истолковать в том смысле, что звезды высоких светимостей ( $M < 5.5$ ) проходят всю стадию RW-переменности без заметных вспышек. Это не исключает того, что у них могут быть вспышки, имеющие те же значения абсолютной энергии, что и у более слабых звезд. Просто вспышки в этих случаях могут „теряться“ в большом общем излучении звезды.

С другой стороны, таблица содержит указание на уменьшение процента вспыхивающих при переходе от переменных звезд, имеющих в максимуме  $m = 14$ , к более слабым. Здесь могут быть предложены два объяснения: а) Вследствие более медленной эволюции звезд малой массы только небольшая их доля успела вступить в фазу UV. Такое объяснение предполагает, что продолжительность периода звездообразования в ассоциации Ориона не превосходит полной продолжительности RW-фазы у звезд низких светимостей ( $M > 10$ ). б) Звезды RW Возничего низкой светимости в Орионе большей частью сильно смещены на диаграмме цвет — светимость вверх от нормального положения, т. е. у них светимости гораздо выше тех, которые соответствуют их массам. Вследствие этого вспышки с небольшими амплитудами не будут наблюдаться вообще, и для открытия вспышечной активности следует дожидаться редких очень больших вспышек.

Первое объяснение противоречит тому, что среди вспышкающих звезд в Орионе имеются объекты от 17 до 19 фотографической величины, относительно RW-активности которых ничего неизвестно. Вероятно, у части из них такой активности, по крайней мере, в сильной форме, действительно нет. Таким образом, у этих звезд период RW-активности прошел, что свидетельствует о достаточно большой длительности прошедшей части периода формирования звезд в ассоциации Ориона.

Одновременно в пользу второго предположения свидетельствует следующее: если из 290 известных нам вспышкающих звезд только 16 (т. е. шесть процентов) оказались в нашей выборке 193 звезд типа RW Возничего, то из приведенных в работе Аро и Чавира [4] двенадцати вспышкающих звезд, которые определенно лежат ниже главной последовательности (звезды 39, 45, 51, 78, 80, 101, 144, 151, 157, 203, 245, 246), оказалось в нашей выборке уже четыре (Аро 39, 45, 157, 203), т. е. одна треть. Впрочем, прежде чем обсуждать более подробно уменьшение процента вспышкающих среди RW звезд при переходе к объектам слабее 15-ой величины в максимуме, желательно иметь более достоверную статистику слабых RW звезд.

В заключение мы можем сделать вывод, что только часть переменных типа RW Возничего с большой амплитудой в Орионе показывает вспышечную активность.

К сожалению, мы не имеем данных о степени полноты наших списков RW звезд в Орионе, что мешает рассмотреть обратную задачу, т. е. решить, какая часть вспышкающих звезд тех или иных светимостей показывает UV-активность.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## ON THE PERCENTAGE OF FLARE STARS AMONG THE RW AURIGAE TYPE VARIABLES IN ORION ASSOCIATION

V. A. AMBARTSUMIAN

A statistical study of certain sample of RW Aurigae variables belonging to the Orion association which have amplitudes of irregular variations  $> 1^m$  has shown that only a quarter of them are flare stars, with flares observable by means of usual photographic method. There are indications that such flares occur only in the late phase of the irregular variability.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, Звезды, туманности, галактики (Труды Бюраканского симпозиума 1968 г.) АН Арм. ССР, Ереван, 1969, стр. 283.
2. В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Е. К. Ерастова, Астрофизика, 6, 7, 1970.
3. G. Haro, Stars and Stellar Systems, Vol. 7, ed. B. M. Middlehurst and L. H. Aller, Univ. of Chicago Press, Chicago, 1968, p. 141.
4. G. Haro, E. Chavira, Bol. Obs. Tonantzintla, 5, No 32, 59, 1969.

## СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. I

М. А. АРАКЕЛЯН, Э. А. ДИБАЙ, В. Ф. ЕСИПОВ

Поступила 3 декабря 1969

Проведено спектральное исследование тридцати трех галактик с сильным ультрафиолетовым континуумом, с помощью спектрографа с электронно-оптическим преобразователем в комбинации с 125-см рефлектором Крымской станции ГАИШ. В спектрах двадцати двух объектов обнаружены эмиссионные линии. Для двадцати объектов определены красные смещения, фотографические абсолютные величины и эквивалентные ширины наблюдаемых эмиссионных линий. Объекты №№ 79, 106, 124, 141, 205, а также, вероятно, №№ 99 и 105 имеют в спектре широкие водородные и узкие небулярные линии, характерные для ядер галактик Сейферта.

В 1963 г. Б. Е. Маркарян обратил внимание на существование галактик, в спектрах которых присутствует сильный ультрафиолетовый континуум, не соответствующий их морфологическому типу [1]. В дальнейшем им был предпринят обзор неба на метровом телескопе Шмидта с объективной призмой [2—4]. К настоящему времени Б. Е. Маркаряном обнаружено свыше 300 объектов этого типа. Д. В. Видман и Э. Е. Хачикян [5, 6] опубликовали результаты спектрального исследования 35 галактик Маркаряна, произведенного на ряде обсерваторий США (Паломар, Китт-Пик, Лик и МакДональд). Большинство из них имеет эмиссионный спектр. В спектрах объектов №№ 9, 10 обнаружены широкие эмиссионные линии водорода и узкие запрещенные линии [O III] и [O II] [7], что дает основание отнести их к известному типу галактик Сейферта [8]. В [9] отмечается, что к сейфертовскому типу принадлежат также объекты №№ 34 и 42. Как показал У. Л. У. Сарджент [10], к типу галактик Сейферта относится и объект Маркаряна 40 (VV 144). Кроме того, галактика Маркаряна 64 оказалась в числе исследованных А. Брачези, Р. Линдсом и А. Сандейджем [11] и была отнесена ими к квазизвездным объектам (B 340).

Наблюдения галактик с сильным ультрафиолетовым континуумом в спектре из новых списков [3, 4], любезно предоставленных Б. Е. Маркаряном до их опубликования, проводились в сентябре и октябре 1969 года с помощью А-спектрографа с электронно-оптическим преобразователем в касегреновском фокусе 125-см рефлектора Крымской станции ГАИШ. Приемником изображения служил контактный электронно-оптический преобразователь с мультищелочным фотокатодом. Преобразователь электростатический, работает с ускоряющим напряжением 13 киловольт. Фотографирование спектров с экрана осуществлялось на подсвеченной фотоэмульсии Kodak 103 аD. Получались, как правило, нерасширенные спектры с дисперсией  $230 \text{ \AA/мм}^*$ , в спектральном интервале 4000—5800  $\text{\AA}$  с экспозициями от 10 до 30 минут (рис. 1 и 2). Проявление велось в проявителе Д-19, негативы обрабатывались на микрофотометре непосредственно в интенсивностях. Образцы регистрограмм приведены на рис. 3 и 4. Спектральное разрешение использованной аппаратуры  $\sim 10 \text{ \AA}$ . Измерение длин волн велось на приборах МИР—12 и ИЗА—3. В качестве спектра [сравнения использовался неон. Описанная аппаратура употреблялась ранее для измерений красных смещений радиогалактик и квазизвездных источников [12].

Всего были получены спектры 33 галактик Маркаряна. Для большинства галактик получено по одной спектрограмме. Обнаруженные эмиссионные линии позволяют определить величину красного смещения для 20 объектов.

*Объекты Маркаряна с эмиссионными линиями.* Мы перечислим кратко основные особенности спектра каждой галактики и в конце дадим общую таблицу.

*Маркарян 71.* Это известная яркая галактика NGC 2366, кометовидной несимметричной формы, с „головой“ в виде ярких пятен. Получен спектр яркого сгущения на южном конце, содержащий мощные эмиссии. Эмиссионные линии передержаны, и определение интенсивностей не представляется возможным. Близкая галактика с небольшим отрицательным красным смещением.

*Маркарян 73.* Спектр содержит четкие эмиссии  $N_1$ ,  $N_2$  и  $H_\beta$  с эквивалентными ширинами, равными соответственно 10, 3 и 15  $\text{\AA}$ . Согласно Маркаряну [3], в спектре имеется также яркая линия  $H_\alpha$ .

*Маркарян 79.* (8—14—33 по МКГ [13]). Б. Е. Маркарян [3] отмечает, что это — пересеченная спираль с ярким звездообразным

\* Маркарян 79 и 205 были сняты с дисперсией 270  $\text{\AA/мм}$ .

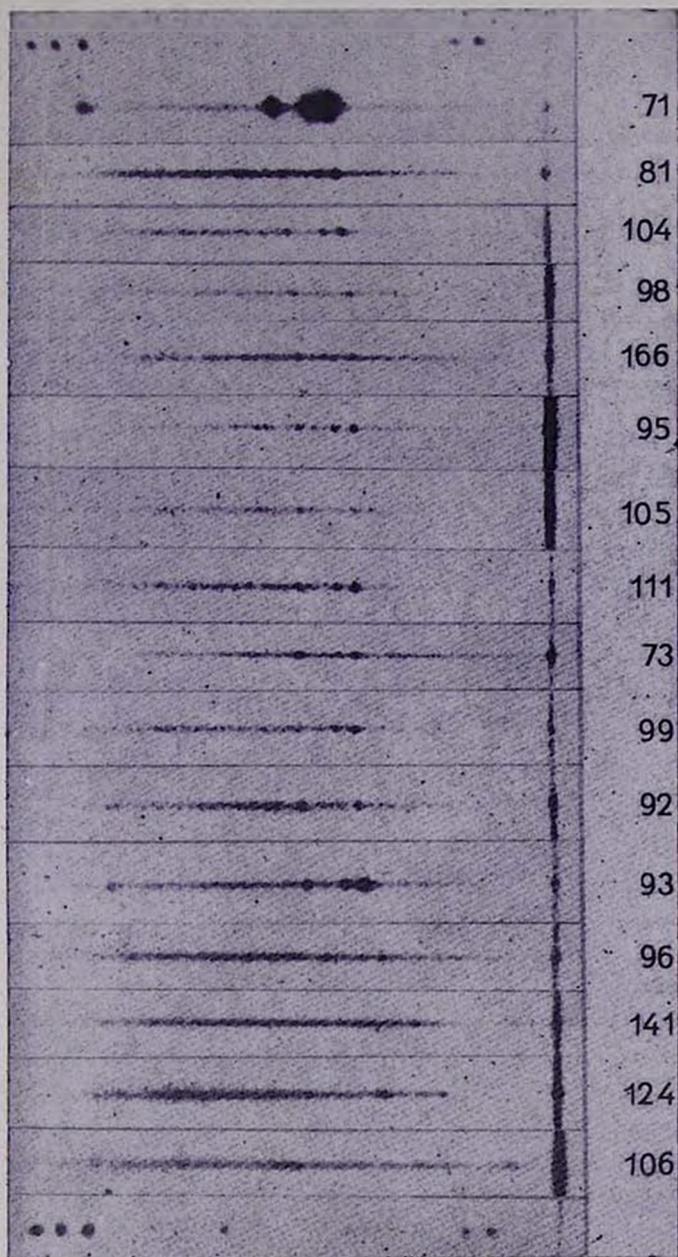


Рис. 1. Спектры галактик Маркаряна с эмиссионными линиями.

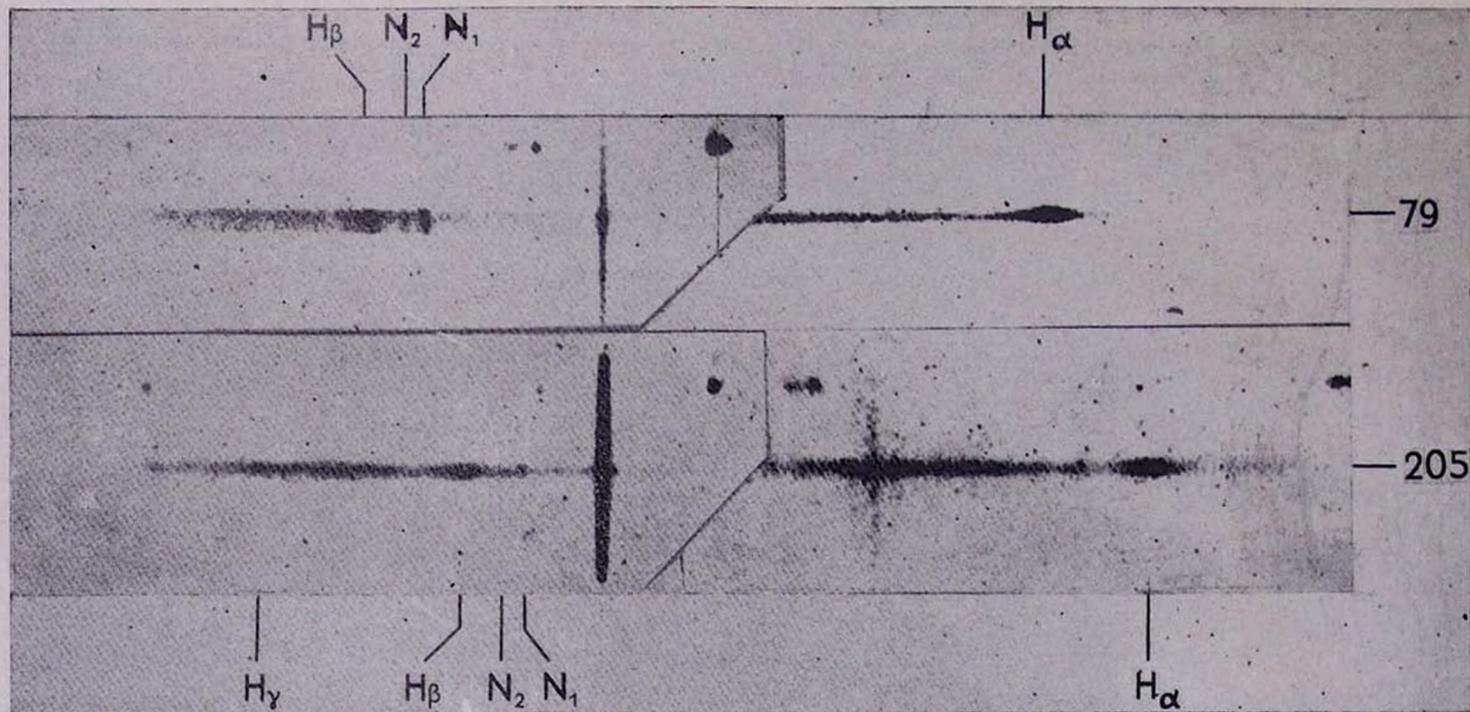


Рис. 2. Спектры галактик Маргаряна с эмиссионными линиями.

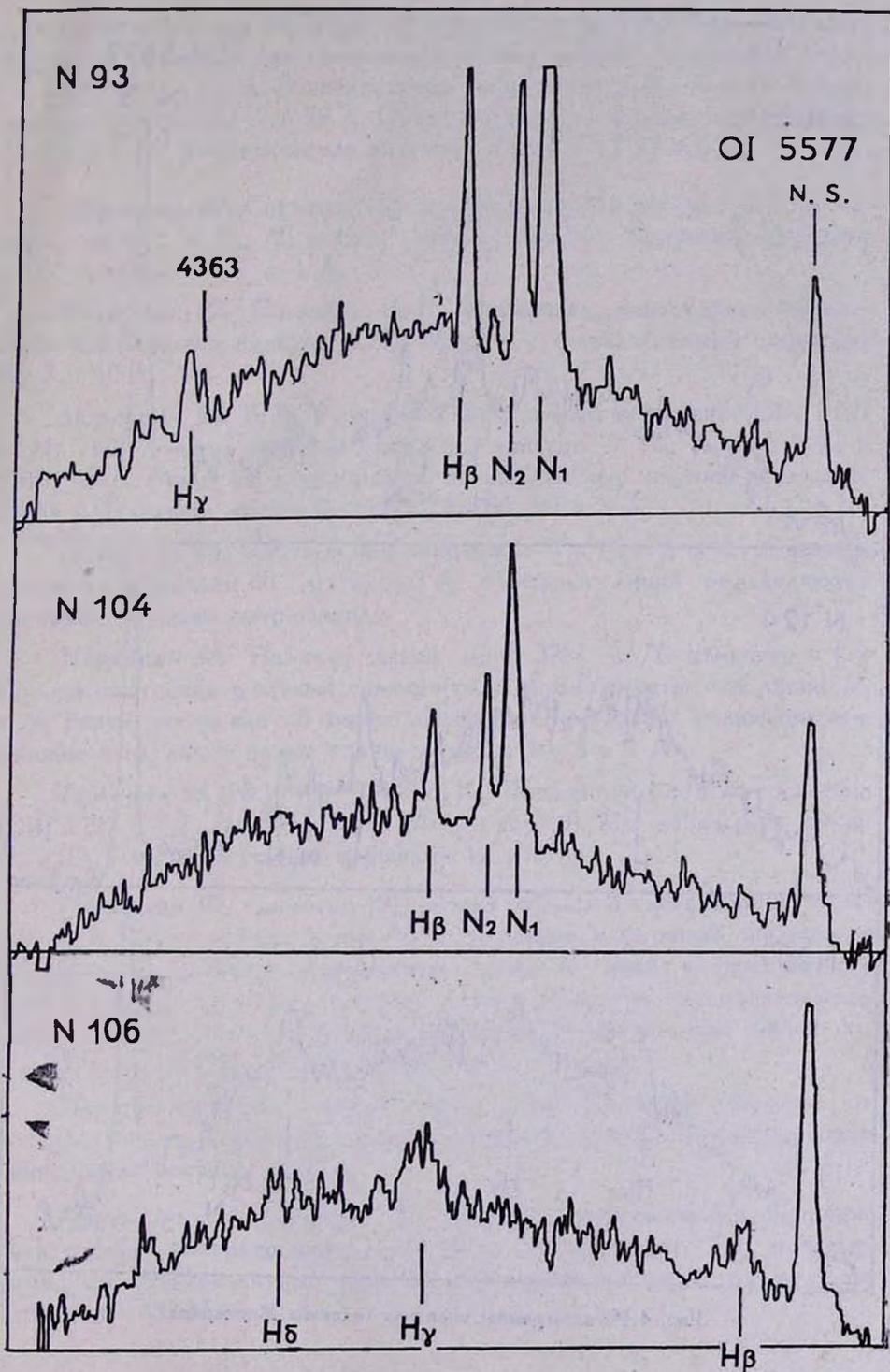


Рис. 3. Регистрограммы спектров галактик Маркаряна.

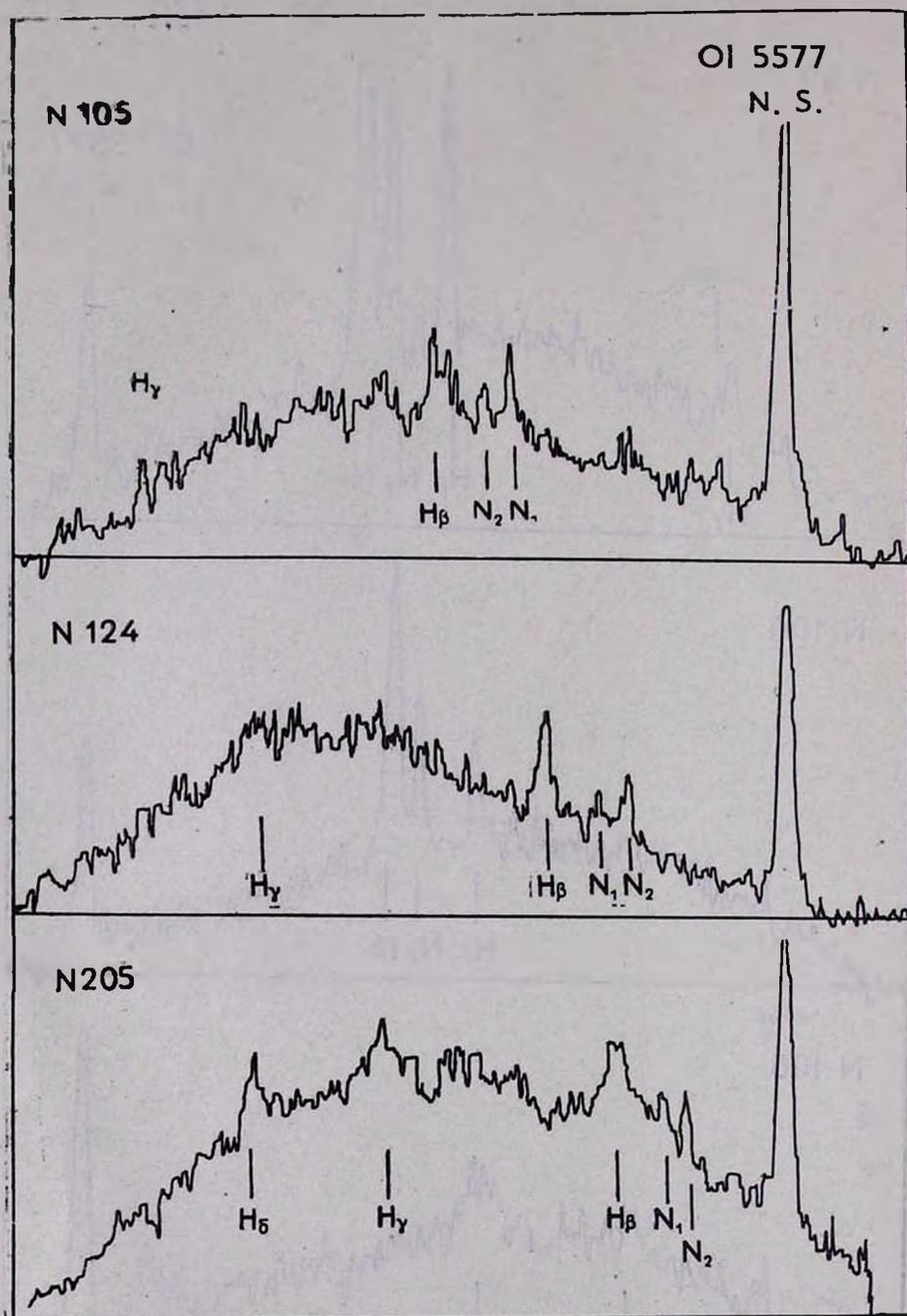


Рис. 4 Регистрограммы спектров галактик Маркаряна.

ядром, имеющим эмиссионный спектр сейфертовского типа. Действительно, по щелевым спектрограммам полная ширина водородной линии  $H_\beta$  достигает  $\sim 150 \text{ \AA}$ . Эквивалентные ширины линий  $N_1$ ,  $N_2$  и  $H_\beta$  равны, соответственно, 35, 13 и 70  $\text{\AA}$ . Отметим, что для передержанной линии  $N_1$  принято ее теоретическое значение:  $I(N_1) = 2.7 I(N_2)$ .

*Маркарян 89.* Согласно [3], это эмиссионный объект. Мы наблюдали эмиссию в  $N_1$ ,  $N_2$  и  $H_\beta$  с эквивалентными ширинами, равными соответственно 20, 7 и 4  $\text{\AA}$ .

*Маркарян 92.* Согласно Б. Е. Маркаряну, эмиссионный объект. Нами наблюдалась эмиссия в  $N_1$ ,  $N_2$  и  $H_\beta$  с эквивалентными ширинами 10, 3 и 10  $\text{\AA}$ .

*Маркарян 93.* Б. Е. Маркарян отмечает наличие линий [OII] 3727 и  $H_\alpha$ . На наших спектрах заметна эмиссия в  $N_1$ ,  $N_2$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  и [OIII] 4363. Линия  $N_1$  передержана. Эквивалентные ширины остальных линий составляют, соответственно, 30, 30, 20 и 3  $\text{\AA}$ .

*Маркарян 95.* Наблюдалась эмиссия в  $N_1$ ,  $N_2$ ,  $H_\beta$  и  $H_\gamma$  с эквивалентными ширинами 30, 10, 10, и 3  $\text{\AA}$ . Профили линий определяются инструментальным разрешением.

*Маркарян 96.* Наличие линий [OII] 3727 и  $H_\alpha$  отмечено в [3]. При рассмотрении щелевых спектрограмм можно видеть, что линии  $N_1$  и  $N_2$  резки, тогда как  $H_\beta$  имеет диффузный характер. Эквивалентные ширины этих линий равны соответственно 10, 4 и 7  $\text{\AA}$ .

*Маркарян 98.* (№ 12—9—23 по МГК). Эмиссионный объект с линиями [OII] 3727 и  $H_\alpha$ , согласно Б. Е. Маркаряну [3]. Мы наблюдали линии  $N_1$  и  $H_\beta$  с эквивалентными ширинами 12 и 6  $\text{\AA}$ .

*Маркарян 99.* Согласно [3], объект обладает эмиссионным спектром. По нашим данным линии  $N_1$  и  $N_2$  резкие, с шириной, определяемой инструментальным разрешением. Линия  $H_\beta$  имеет полную ширину  $\sim 50 \text{ \AA}$  и, по-видимому, несимметрична. Вероятна принадлежность объекта к типу галактик Сейферта. Эквивалентные ширины линий  $N_1$ ,  $N_2$ ,  $H_\beta$  и  $H_\gamma$  равны соответственно 20, 7, 7, и 3  $\text{\AA}$ .

*Маркарян 100.* В спектре этого сфероидального объекта со звездодобным ядром наблюдается широкая, пока неотожествленная эмиссионная деталь.

*Маркарян 104.* Согласно [3], объект с эмиссионными линиями. На щелевых спектрограммах линии  $N_1$  и  $N_2$  наклонны,  $H_\beta$ , по-видимому, нет. Эквивалентные ширины перечисленных линий равны соответственно 45, 15, и 15  $\text{\AA}$ .

*Маркарян 105.* Возможный объект сейфертовского типа с узкими линиями  $N_1$  и  $N_2$  и широкой, по-видимому, несимметричной линией  $H_\beta \sim 50 \text{ \AA}$ . Эквивалентные ширины указанных линий равны соответственно 10, 3 и 25  $\text{\AA}$ . Видна также линия  $H_\gamma$  с эквивалентной шириной около 15  $\text{\AA}$ .

*Маркарян 106.* Б. Е. Маркарян отмечает, что по общему виду спектра этот объект подобен квазизвездным объектам и ядрам сейфертовских галактик. Щелевые спектрограммы показывают водородные линии  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$  с полной шириной, достигающей 100  $\text{\AA}$ . Эквивалентные ширины этих линий составляют соответственно 90, 30, и 15  $\text{\AA}$ . Линии  $N_1$  и  $N_2$  в случае их наличия должны блендироваться с линией ночного неба O I 5577. Отметим, что на длинноволновом крыле линии O I заметна несимметричная деталь, точно соответствующая положению смещенной линии  $N_1$ . Этот объект имеет наибольшее красное смещение ( $z=0.122$ ) среди всех измеренных нами. Его абсолютная фотографическая величина (при  $m = 16$  [3] и  $H = 75 \text{ км сек}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$ ) достигает значения  $-22.8$ . Маркарян 106 по виду спектра напоминает известный квазизвездный объект Тонантцинтла 256.

*Маркарян 111* (МКГ 12—9—49). Объект с эмиссионными линиями, согласно [3]. Мы наблюдали эмиссионные линии  $N_1$ ,  $N_2$ ,  $H_\beta$  и  $H_\gamma$  с эквивалентными ширинами 20, 10, 7.5 и 5  $\text{\AA}$ , соответственно.

*Маркарян 124.* Б. Е. Маркарян отмечает, что с большой вероятностью это — квазизвездный объект. Действительно, он имеет спектр сейфертовского типа с широкими водородными и узкими небулярными линиями. Полная ширина линий  $H_\beta$  и  $H_\gamma$  около 60  $\text{\AA}$ . Небулярные линии  $N_1$  и  $N_2$ , по-видимому, также имеют широкие перекрывающиеся крылья. Эквивалентные ширины линий  $N_1$ ,  $N_2$ ,  $H_\beta$  и  $H_\gamma$  равны соответственно 20, 7,35 и 6  $\text{\AA}$ .

*Маркарян 141.* Согласно Б. Е. Маркаряну, объект имеет эмиссионные линии и сильный непрерывный спектр. Щелевые спектрограммы также показывают слабые эмиссии на фоне сильного непрерывного спектра. Объект сейфертовского типа с широкими водородными и узкими небулярными линиями. Ширина линии  $H_\beta$  достигает 75  $\text{\AA}$ . Эквивалентные ширины линий  $N_1$ ,  $N_2$  и  $H_\beta$  составляют 7, 3 и 10  $\text{\AA}$ .

*Маркарян 159.* Объект со слабыми эмиссионными линиями на фоне сильного непрерывного спектра. Эквивалентные ширины линий  $N_1$ ,  $N_2$  и  $H_\beta$  равны 4, 1.5, и 2  $\text{\AA}$ . Наличие эмиссии в линиях отмечено в [3].

*Маркарян 166.* Наблюдаются эмиссионные линии умеренной интенсивности. Возможно, что линии  $N_1$  и  $N_2$  являются двойными; изображение линии  $H_3$  имеет диффузный характер. Эквивалентные ширины линий  $N_1$ ,  $N_2$  и  $H_3$  равны соответственно 6, 2 и 6 Å. Существование эмиссионных линий отмечено в [3].

*Маркарян 195 (МКГ 11—15—12).* Наличие эмиссионных линий отмечено Б. Е. Маркаряном. Линии  $N_1$  и  $N_2$  резкие,  $H_3$ , по-видимому, более диффузная. Эквивалентные ширины  $N_1$ ,  $N_2$  и  $H_3$  составляют 7, 3 и 10 Å.

*Маркарян 197.* Мы наблюдали слабые эмиссионные линии с эквивалентными ширинами 7 и 3 Å. Существование эмиссионных линий и интенсивного непрерывного спектра отмечено в [3].

*Маркарян 205.* Согласно [4], по виду спектра это квазизвездный объект. Мы наблюдали узкие запрещенные линии и широкие линии водорода. Ширина линии  $H_3$  достигает 150 Å. Эквивалентные ширины линий  $N_1$ ,  $N_2$ ,  $H_3$ ,  $H_7$  и  $H_8$  равны 15, 5, 50, 30 и 20 Å. Красное смещение равно 0.070, что приближается к значениям, соответствующим квазизвездным объектам.

Значения красных смещений всех перечисленных объектов, исправленные за движение Солнца в Галактике, приведены в нижеследующей таблице. Таблица содержит обозначения галактики по Маркаряну и другим источникам, оценки видимой фотографической величины, согласно [3, 4], абсолютные фотографические величины, вычисленные с учетом галактического поглощения при  $H = 75 \text{ км сек}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$ , эквивалентную ширину  $H_3$ , а также характеристику спектра по [3, 4].

*Галактики без эмиссионных линий.* Как видно из предыдущего, наша аппаратура в состоянии регистрировать наличие эмиссионных линий с эквивалентной шириной не меньше, чем 2 Å. Следующие галактики не содержат в своих спектрах эмиссионных линий ярче указанного предела в спектральном интервале 4000—5800 Å: Маркарян 77, 81, 85, 87, 101, 113, 132, 133, 180, 194.

*Заключение.* Результаты проведенного спектрального исследования показывают, что в 22 из 33 изученных галактик Маркаряна обнаружены эмиссионные линии.

Как видим, относительное количество галактик с эмиссионными линиями у нас оказывается несколько меньшим, чем в [5, 6]. По-види-

тому, это обусловлено тем, что значительная часть данных, приведенных в [5, 6], основана на результатах, полученных с большим разрешением, чем наше. Пять галактик, № № 79, 106, 124, 141, 205, можно уверенно отнести к объектам сейфертовского типа с широкими эмиссионными линиями водорода в спектре; две галактики, № № 99, 105, по-видимому, также принадлежат к сейфертовскому типу, но ширина водородных линий не так велика, как у предыдущих пяти. Краткое сообщение об этих семи объектах публикуется в [14].

Таблица 1

№ №		$m_{pg}$	$z$	$M_{pg}$	$W_{H\beta}$	$S_p$
71	NGC 2366	14	—	—	—	d1e
73	—	15	0.014	-19.1	15	sd3e
79	МКГ 8—14—33	13.5	0.022	-21.8	70	s1e
89	—	15	0.005	-16.9	4	sd2e
92	—	15	0.013	-19.1	10	s1e
93	—	16.5	0.016	-17.9	30	sd1e
95	—	15.5	0.012	-18.3	10	d2
96	—	15.5	0.022	-19.6	7	sd1e
98	МКГ 12—9—23	15	0.011	-18.6	6	d1e
99	—	16.5	0.012	-17.5	7	d3e
100	—	14.5	—	—	—	s2e
104	—	15	0.007	-16.8	15	s1e
105	—	16	0.011	-17.8	25	s2
106	—	16	0.122	-22.8	90	s1
111	МКГ 12—9—49	14	0.012	-19.8	7.5	s2e
124	—	16	0.055	-21.0	35	s1e
141	МКГ 11—13—18	14.5	0.039	-21.9	10	s2e
159	—	14.5	0.027	-21.1	2	s1
166	—	15.5	0.012	-18.0	6	s1e
195	МКГ 11—15—12	14.5	0.003	-17.3	10	s1e
197	—	14.5	—	—	—	s2e
205	—	14.5	0.070	-23.1	50	s1e

Авторы благодарны Б. Е. Маркарян за предоставление данных о галактиках с ультрафиолетовым континуумом до их публикации, а также за постоянный интерес и внимание к работе.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

Государственный астрономический  
институт им. П. К. Штернберга

## THE SPECTRA OF MARKARIAN GALAXIES. I.

M. A. ARAKELIAN, E. A. DIBAY, V. F. YESIPOV

The spectral investigation of thirty three galaxies with strong ultraviolet continuum is carried out with an image tube spectrograph on the 125 cm reflector of the Sternberg Institute Crimean Station. Emission lines are found in the spectra of twenty-two objects. The redshifts, photographic absolute magnitudes and equivalent widths of emission lines are determined for twenty objects. The objects №№ 79, 106, 124, 141, 205 and probably №№ 99, 105 have broad hydrogen lines and narrow nebular ones, which is typical for the nuclei of Seyfert galaxies.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. Е. Маркарян, Сообщ. Бюр. обс., 34, 3, 1963.
2. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967.
3. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 443, 1969.
4. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 581, 1969.
5. Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 4, 587, 1968.
6. Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 5, 113, 1969.
7. Н. С. Агр, Е. Ye. Khachikian, C. R. Lynds, D. W. Weedman, *Ap. J.*, 152, L103, 1968.
8. S. K. Seyfert, *Ap. J.*, 97, 28, 1943.
9. Э. Е. Хачикян, Д. В. Видман, *Астрон. цирк.*, № 506, 1969.
10. W. L. W. Sargent, *A. J.*, 73, 893, 1968.
11. A. Braccetti, C. R. Lynds, A. R. Sandage, *Ap. J.*, 152, L 105, 1968.
12. Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрон. ж.*, 45, 705, 1968.
13. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногорская, В. П. Архипова, *Морфологический каталог галактик, I и II*, М., 1962 и 1964.
14. M. A. Arakelian, E. A. Dibay, V. F. Yesipov, *Ap. Letters.*, in press.



АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР  
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 6

ФЕВРАЛЬ, 1970

ВЫПУСК 1

ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА AG Peg в 1962—67 гг.

Т. С. БЕЛЯКИНА

Поступила 16 июля 1969

Приведены результаты трехцветной фотозлектрической фотометрии AG Peg в 1964—67 гг. Построена сводная фотозлектрическая кривая блеска AG Peg в желтых лучах для периода 1962—67 гг., которая удовлетворительно представляется синусоидой с периодом 800 дней и удвоенной амплитудой  $0^m3$ .

В 1962—67 гг. блеск AG Peg менялся одновременно во всех наблюдавшихся нами участках спектра; средняя амплитуда колебаний в желтых и синих лучах  $0^m3$ , в ультрафиолете  $0^m5$ .

Исходя из двойственности AG Peg [6, 9], изменение ее блеска можно объяснить орбитальным движением холодного компонента M3 III, полусфера которого, обращенная к горячему компоненту WN6, имеет повышенную светимость по сравнению с противоположной полусферой.

Приближенные количественные оценки показали, что природа этого свечения в желтой и синей областях спектра обусловлена нагревом фотосферы гиганта M3 III излучением горячего компонента; в ультрафиолете — ионизацией<sup>2</sup> внешних слоев атмосферы M3 III излучением звезды WN6 с длиной волны  $228 < \lambda < 912 \text{ \AA}$ .

Высказано предположение, что периодические колебания блеска AG Peg стали наблюдаемы сравнительно недавно.

Вычисление звездных величин компонентов [показало, что [блеск M3 III : в системе, близкой V, равен  $8^m9$ , блеск WN6 равен  $10^m0$ .

AG Peg — переменная типа ZAnd, является также и симбиотической звездой. Переменность ее блеска открыта около 70 лет назад. С тех пор различными авторами опубликовано значительное количество визуальных и фотографических оценок блеска этой звезды. Однако этот фотометрический материал очень разнороден и позволяет лишь в общих чертах описать кривую блеска. С 1820 по 1860 г. AG Peg поярчала на  $3^m$  и оставалась такой приблизительно до 1900 г. Затем она начала ослабевать. Отмечено два относительно быстрых

изменения блеска: в 1908 и в 1946 годах [1]. В настоящее время блеск ее близок к тому значению, какое было у нее до поярчения в 1820 г.

Многоцветные фотоэлектрические наблюдения были бы очень полезны в данном случае, поскольку они могут дать больше информации. Однако до 1962 г. о подсобных исследованиях AG Peg в публикациях не упоминалось. Поэтому в 1962 г. в Крымской астрофизической обсерватории нами были начаты наблюдения, итоги которых излагаются ниже.

Настоящая статья содержит результаты трехцветных фотоэлектрических наблюдений AG Peg, полученных в 1963—67 гг., краткое сообщение о которых опубликовано в [2].

Наблюдения получены в трех широкополосных фильтрах с помощью 64-см зеркально-линзового телескопа с аппаратурой, описанной в [3, 4]. В качестве звезды сравнения использована BD + 11° 4681 ( $V = 8^m10$ ,  $(B - V) = +1^m05$ ,  $(U - V) = +0^m97$ ), постоянство блеска которой контролировалось с помощью звезды BD + 12° 4704 ( $V = 8^m64$ ,  $(B - V) = +0^m53$ ,  $(U - V) = +0^m19$ ).

Методика наблюдений подробно изложена в [4], где кроме того опубликованы результаты фотоэлектрической фотометрии AG Peg в 1962—63 гг. Наблюдения этой звезды в 1964—67 гг., редуцированные в единую цветовую инструментальную систему, приведены в табл. 1 настоящей статьи, где в первом столбце указан порядковый номер, во втором — юлианская дата, в третьем —  $\Delta m_{ж}$ , блеск переменной в желтых лучах по отношению к звезде сравнения, в четвертом и пятом —  $\Delta C_{сж}$ ,  $\Delta C_{сф}$ , сине-желтый и сине-фиолетовый цвета переменной по отношению к звезде сравнения, в шестом — количество наблюдений, вошедших в осреднение.

Из-за большого количества сильных эмиссионных полос в спектре AG Peg и некоторого несоответствия между инструментальной цветовой системой и системой UBV, наши наблюдения не редуцировались к последней. Однако дифференциальные соотношения между инструментальной цветовой и UBV системами получены [5]:

$$\Delta V = \Delta m_{ж}$$

$$\Delta (B - V) = 1.06 \Delta C_{сж}$$

$$\Delta (U - V) = 1.05 \Delta C_{сф}$$

Средние квадратичные ошибки одного наблюдения, определенные по контрольной звезде, оказались следующими:  $\varepsilon_{\Delta m_{ж}} = \pm 0^m01$ ,  $\varepsilon_{\Delta C_{сж}} = \pm 0^m01$ ,  $\varepsilon_{\Delta C_{сф}} = \pm 0^m03$ .

Таблица 1

№№	JD	$\Delta m_{jk}$	$\Delta C_{сж}$	$\Delta C_{сф}$	n
1	2	3	4	5	6
1	2 438 593	-0 <sup>m</sup> 08	-0 <sup>m</sup> 26	-1 <sup>m</sup> 56	2
2	639	-0.10	-0.24	-1.50	2
3	654	-0.08	-0.27	-1.54	2
4	683	-0.07	-0.24	—	11
5	687	-0.04	-0.26	-1.55	2
6	936	+0.14	-0.27	-1.41	2
7	941	+0.13	-0.28	-1.43	2
8	943	+0.17	-0.24	-1.43	2
9	944	+0.19	-0.26	-1.43	2
10	945	+0.15	-0.26	-1.42	1
11	951	+0.19	-0.29	-1.44	2
12	964	+0.24	-0.28	-1.59	1
13	966	+0.19	-0.29	-1.45	2
14	969	+0.15	-0.29	-1.50	2
15	973	+0.14	-0.27	-1.41	1
16	976	+0.14	-0.28	-1.46	2
17	998	+0.21	-0.36	-1.39	2
18	39 009	+0.15	-0.31	-1.58	1
19	010	+0.16	-0.29	-1.39	3
20	023	+0.16	-0.29	-1.38	2
21	024	+0.19	-0.27	-1.34	4
22	025	+0.14	-0.29	-1.39	2
23	026	+0.16	-0.28	-1.40	2
24	028	+0.19	-0.26	-1.39	3
25	029	+0.21	-0.28	-1.39	3
26	034	+0.22	-0.29	-1.43	3
27	035	+0.20	-0.29	-1.40	3
28	274	+0.30	-0.27	-1.55	2
29	275	+0.01	-0.24	-1.59	1
30	294	-0.02	-0.26	-1.58	3
31	298	-0.02	-0.27	-1.60	2
32	302	-0.02	-0.27	-1.54	2
33	303	-0.04	-0.29	-1.64	2
34	307	-0.02	-0.30	-1.62	2
35	2 439 335	-0.06	-0.28	-1.60	3

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
36	2 439 336	-0 <sup>m</sup> 06	-0 <sup>m</sup> 29	-1 <sup>m</sup> 61	3
37	348	-0.10	-0.25	-1.63	1
38	358	-0.10	-0.27	-1.62	1
39	377	-0.11	-0.27	-1.63	2
40	380	-0.11	-0.28	-1.64	2
41	383	-0.13	-0.26	-1.61	6
42	384	-0.13	-0.27	-1.62	8
43	391	-0.13	-0.26	-1.62	3
44	392	-0.14	-0.28	-1.62	3
45	411	-0.06	-0.28	-1.59	3
46	412	-0.08	-0.29	-1.66	3
47	416	-0.09	-0.31	-1.62	3
48	419	-0.08	-0.30	-1.62	2
49	435	-0.14	-0.30	-1.60	2
50	453	-0.09	-0.28	-1.63	2
51	649	+0.06	-0.26	-1.44	2
52	667	+0.07	-0.28	-1.40	2
53	672	+0.07	-0.29	-1.41	2
54	700	+0.12	-0.25	-1.47	3
55	709	+0.12	-0.26	-1.41	1
56	712	+0.12	-0.29	-1.47	2
57	717	+0.12	-0.25	-1.43	2
58	727	+0.14	-0.28	-1.39	2
59	738	+0.13	-0.28	-1.43	2
60	758	+0.16	-0.26	-1.43	2
61	764	+0.13	-0.28	-1.42	2
62	2 439 788	+0.15	-0.27	-1.44	3

Используя результаты спектральных исследований AG Peg [6] и кривые реакции системы UVV [7], можно оценить порядок величины среднего эффекта ярких полос [8]. В результате получены следующие величины:  $\Delta V = -0^m 10$ ,  $\Delta B = -0^m 30$ ,  $\Delta U = -0^m 15$ . Эти значения достаточно велики и ими не следует пренебрегать при переводе фотоелектрических наблюдений AG Peg из одной цветовой системы в другую.

Проанализируем изменения блеска исследуемой звезды. На рис. 1 представлены наблюдения AG Peg в 1962—67 гг., приведенные к единой цветовой инструментальной системе 1964—67 гг. Точками изобра-

жены блеск в желтых лучах и цвета переменной по отношению к звезде сравнения, крестиками — то же для контрольной звезды. Близкие по времени наблюдения усреднены. Рассмотрение рис. 1 показывает, что в период с 1962 г. по 1967 г. блеск AG Peg, в среднем менялся довольно медленно и одновременно во всех наблюдаемых нами участках спектра. Средняя амплитуда колебаний в желтых и

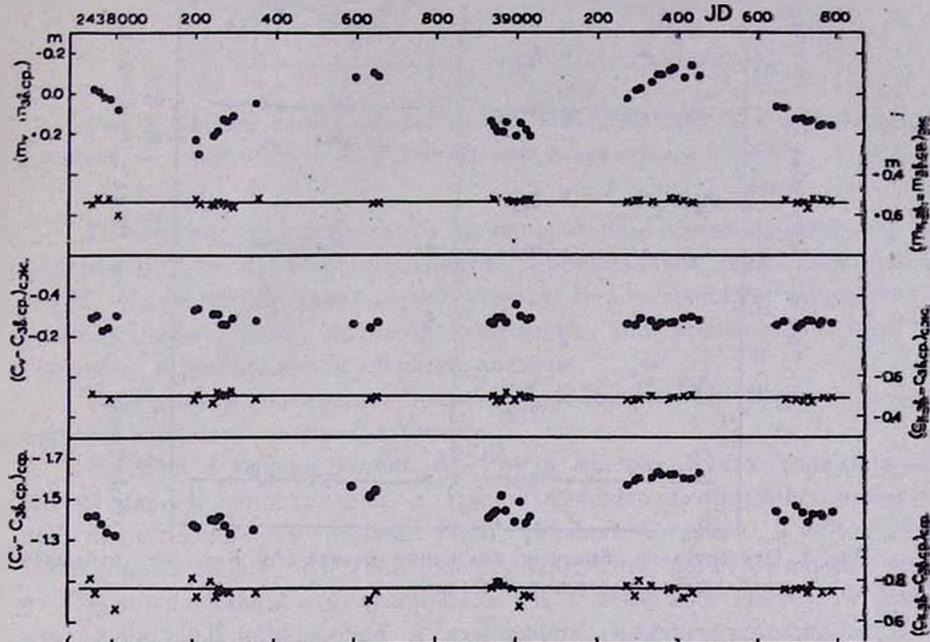


Рис. 1. Кривая блеска и кривые изменения цветов AG Peg в 1962—67 гг. ● — наблюдения AG Peg, × — наблюдения контрольной звезды.

синих лучах  $0^m3$ , в ультрафиолете  $0^{nd}5$ . Кроме долговременных плавных изменений иногда наблюдаются относительно быстрые, небольшие колебания блеска. Последние нельзя объяснить ошибками наблюдений и они, по-видимому, являются реальными. Для иллюстрации этого положения приведен рис. 2, где в отличие от рис. 1 по оси ординат нанесен блеск AG Peg и контрольной звезды в наблюдаемых нами участках спектра по отношению к звезде сравнения. По оси абсцисс масштаб выбран так, чтобы каждая точка соответствовала среднему значению блеска за одну ночь. Точками изображены наблюдения переменной, крестиками — наблюдения контрольной. Рис. 2 отчетливо показывает, что дисперсия оценок блеска AG Peg превосходит дисперсию оценок блеска контрольной звезды и, следовательно, превосходит по величине ошибки наблюдений, поскольку контрольная

звезда слабее переменной. Следовательно, относительно быстрые колебания блеска AG Peg реальны и обусловлены, по-видимому, небольшими нестационарными процессами, происходящими в ней.

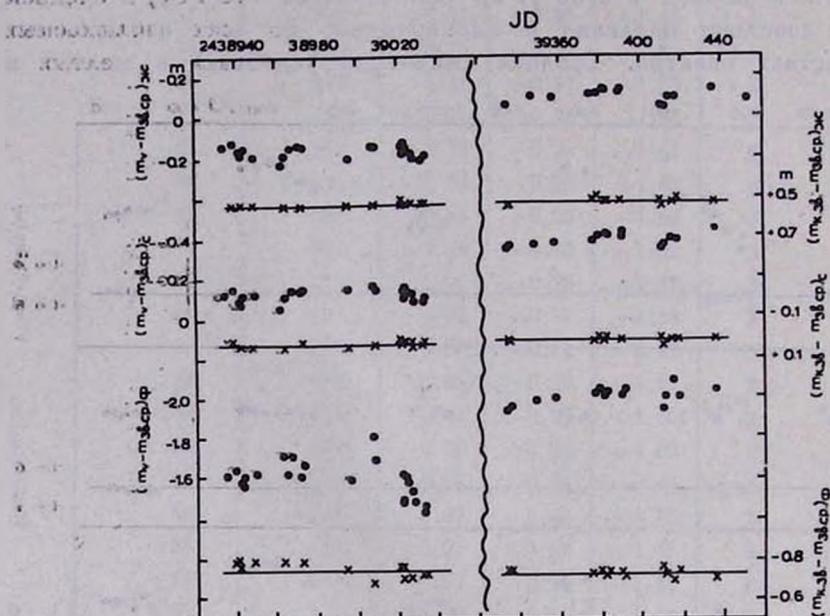


Рис. 2. Относительно быстрые колебания блеска AG Peg. ● — наблюдения AG Peg, × — наблюдения контрольной звезды.

Какова же форма кривой блеска AG Peg? Известно, что некоторые характеристики ее спектра (число эмиссионных линий Fe II, лучевая скорость, определенная по линиям He II и др.) меняются с периодом 800 дней [10]. Повтсму нами была построена сводная кривая блеска AG Peg в желтых лучах тоже с периодом 800 дней (рис. 3). Оказалось, что она удовлетворительно согласуется с синусоидой, амплитуда которой  $0^m.15$  и период 800 дней. Это позволяет написать уравнение для определения момента максимума или минимума кривой блеска. Например:

$$\text{Min} = 2438210 + 800^d E.$$

Рассмотрим возможную интерпретацию кривой блеска AG Peg. В [6, 9], исходя из спектральных исследований, показано, что AG Peg является двойной звездой, компоненты которой — гигант M III и звезда Вольф-Райе WN 6 — окружены газовым облаком с электронной температурой  $T_e = 17000^\circ\text{K}$  и электронной плотностью  $n_e > 10^8 \text{ см}^{-3}$ . Там

же отмечено, что полусфера холодного компонента, обращенная к горячему спутнику, должна иметь более высокую температуру, чем противоположная.

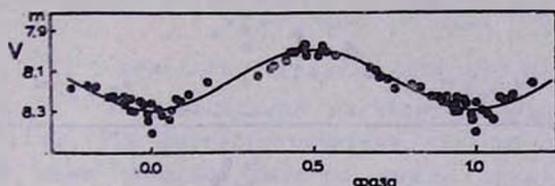


Рис. 3. Сводная кривая блеска AG Peg в желтых лучах. ● — наблюдения переметной, — синусоида с периодом 800 дней и амплитудой  $0^m15$ .

Последнее обстоятельство позволило нам предположить, что изменение блеска AG Peg обусловлено орбитальным движением гиганта M3 III, одна полусфера которого имеет более высокую температуру, и, по-видимому, более высокую светимость по сравнению с противоположной в наблюдаемой области спектра.

Рассмотрим, насколько наше предположение согласуется с некоторыми наблюдательными данными.

На рис. 4 кривая блеска AG Peg в желтых лучах (средняя кривая на рис. 4) сопоставлена с кривой лучевых скоростей, определенной по эмиссионным линиям He II (нижняя кривая), и количеством эмиссионных линий Fe II (верхняя кривая). Спектральные данные взяты из [10] и приведены к нулевой фазе  $Ph_0 = 2\ 438\ 210$ . Из [6, 9] следует, что линии He II образуются в атмосфере горячего компонента, а линии Fe II — в той части атмосферы холодного гиганта, которая обращена к горячему компоненту.

Рассмотрение рис. 4 показывает совпадение по времени максимума блеска AG Peg и максимума количества эмиссионных линий Fe II. Это означает, что полусфера холодного гиганта M3 III, в атмосфере которой образуются линии WN6, должна быть ярче по сравнению с противоположной полусферой. Поскольку образование этих линий связано с обращенной к звезде WN6 полусферой холодного гиганта [6], то именно она и является более яркой. Максимум блеска мы должны наблюдать в тот момент, когда при орбитальном движении компонент WN6 находится между компонентом M3 III и наблюдателем, т. е. холодный гигант обращен к нам более яркой полусферой. Смещение кривой лучевых скоростей можно объяснить тем, что максимум этой кривой должен наблюдаться в момент, когда оба компонента располагаются в плоскости, перпендикулярной лучу зрения, т. е. мы видим только часть более яркой полусферы. Результат сопоставления, таким

образом, означает, что наше предположение о повышенной светимости одной из полусфер холодного компонента вполне вероятно.

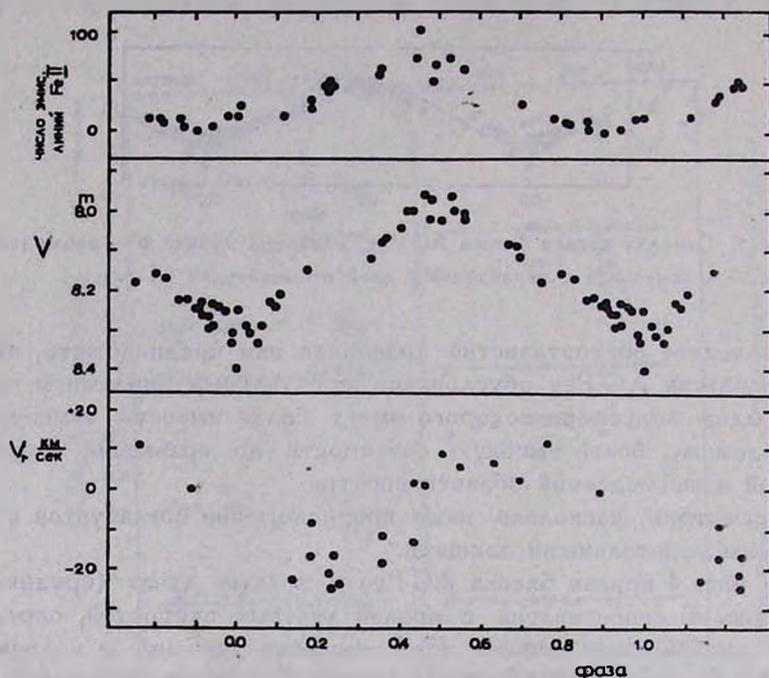


Рис. 4. Сопоставление кривой блеска AG Peg с изменением количества эмиссионных линий Fe II и кривой лучевых скоростей, определенной по линиям He II.

Итак, мы предполагаем, что изменение блеска AG Peg вызвано своеобразным эффектом отражения, обусловленным тем, что излучение горячего компонента возбуждает дополнительное свечение части атмосферы, обращенной к компоненту Вольф-Райе.

Из рассмотрения кривой блеска и кривых изменения цветов следует, что AG Peg не является затменной системой. В противном случае, на долгопериодическое изменение цветов из-за разности спектральных классов компонент должны были бы накладываться глубокие минимумы, которых мы не наблюдаем.

Что же касается эффекта отражения в двойных системах, то он обнаружен до сих пор только в тесных парах, с периодом, не превышающим нескольких суток. Величина его не больше  $0^m.1$ . AG Peg отличается от вышеупомянутых систем и сочетанием компонентов, и расстоянием между ними. Поэтому мы попытались хотя бы грубо оценить возможность эффекта отражения в данном случае.

Обозначим минимальное значение блеска AG Peg —  $m_{\min}$ , максимальное значение —  $m_{\max}$ . Тогда

$$\Delta m = m_{\max} - m_{\min} = -2.5 \lg \left( 1 + \frac{\Delta I}{I_{\text{хол. к.}} + I_{\text{гор. к.}} + I_{\text{газ}}} \right), \quad (1)$$

где  $I_{\text{хол. к.}}$ ,  $I_{\text{гор. к.}}$ ,  $I_{\text{газ}}$  — излучения каждого из компонент в данной области спектра,  $\Delta I$  — дополнительное излучение, вызывающее увеличение блеска AG Peg. Из фотовольтовых наблюдений для любой из наблюдаемых нами областей спектра можно определить  $\Delta m$ , а, следовательно, и  $\Delta I$ . С другой стороны,  $\Delta I$  можно оценить теоретически, исходя из модели AG Peg, предложенной в [6, 9]. Сравнения наблюдаемого и вычисленного значений может показать, насколько реальна принятая нами модель.

При оценке  $\Delta I$  будем использовать следующие наблюдательные данные. Сопоставление фотометрических и спектральных наблюдений показывает, что колебания блеска AG Peg сопровождаются небольшими изменениями характеристик холодного компонента: максимальному блеску соответствует более ранний спектральный класс [6]. Отсюда вытекает естественное предположение, что полусфера холодного компонента, обращенная к горячему компоненту, имеет более высокую эффективную температуру по сравнению с обратной. Предположим, что температура фотосферы  $T_1$  повышается с 3000 °К до 3200 °К, что, примерно, соответствует наблюдаемому изменению спектрального класса холодного компонента от M4III до M2III [11]. Предполагая, что холодный гигант в наблюдаемой области спектра излучает как абсолютно черное тело, что является лишь грубым приближением, оценим  $\Delta m$  величину дополнительного излучения

$$\Delta m = -2.5 \lg \left( \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_\lambda(T_1) d\lambda \bigg/ \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_\lambda(T_2) d\lambda \right), \quad (2)$$

где  $B_\lambda(T)$  — функция Планка,  $T_1 = 3200$  °К,  $T_2 = 3000$  °К,  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  — границы полос пропускания инструментальной системы.

Вычисления дают, что увеличение блеска холодного компонента в желтой области равно 0<sup>m</sup>.5, в синей 0<sup>m</sup>.8, в ультрафиолетовой 1<sup>m</sup>.4. Поскольку доля излучения холодного компонента в каждой из названных выше областей спектра не превышает 0.7, 0.39, 0.005 соответственно [6], то изменение эффективной температуры холодного гиганта приводит к увеличению суммарного излучения на 0<sup>m</sup>.4 в желтой, 0<sup>m</sup>.4 в синей, и 0<sup>m</sup>.02 в ультрафиолетовой областях спектра. Принимая во

внимание приближенный характер наших оценок, можно считать, что изменение блеска в желтой и синей областях спектра объясняется нагревом фотосферы холодного гиганта излучением горячего компонента. Однако предыдущие рассуждения будут справедливы только в том случае, если часть излученной горячим компонентом энергии, упавшей на поверхность холодного гиганта, будет достаточна для повышения эффективной температуры фотосферы этого гиганта на  $200^\circ$ . Для этого оценим порядок величины энергии  $E_1$  и  $E_2$ .

$E_1$  — часть энергии, излучаемой горячим компонентом, которая падает на поверхность холодного компонента.  $E_2$  — энергия, необходимая для увеличения эффективной температуры полусферы холодного гиганта на  $200^\circ$ . Отсюда

$$E_1 = 4\pi r^2 \sigma T_3^4 \frac{\pi R^2}{4\pi (a_1 + a_2)^2} = \frac{\sigma \pi r^2 R^2 T_3^4}{(a_1 + a_2)^2}, \quad (3)$$

где  $r$  — радиус горячего компонента,  $\sigma$  — постоянная Стефана-Больцмана,  $T_3$  — яркостная температура компонента WN6,  $(a_1 + a_2)$  — расстояние между компонентами. Для простоты площадь полусферы заменена площадью диска.

$$E_2 = 2\pi R^2 \sigma (T_1^4 - T_2^4), \quad (4)$$

где обозначения те же, что и в (3),  $T_1 = 3200^\circ\text{K}$ ,  $T_2 = 3000^\circ\text{K}$ .

Если, согласно [9], принять  $r = 6 \cdot 10^{10}$  см,  $R = 6 \cdot 10^{12}$  см,  $(a_1 + a_2) = 5.4 \cdot 10^{13}$  см, то для  $T_3 = 3 \cdot 10^4$  °K [12] отношение  $E_1/E_2$  будет равно 50, для  $T_3 = 5 \cdot 10^4$  °K [12],  $E_1/E_2$  равно 6.

Учитывая приближенность наших оценок, можно считать согласие  $E_1$  и  $E_2$  удовлетворительным. Следовательно, результаты вычислений не противоречат предположению о нагреве полусферы холодного компонента.

Итак, изменение блеска AG Peg в желтой и синей областях спектра можно объяснить появлением и исчезновением вследствие орбитального движения компонента части фотосферы гиганта M3 III, „прогретой“ излучением горячего компонента. Однако рассматриваемый эффект нагрева фотосферы будет совершенно несущественным для ультрафиолетовой области спектра из-за очень низкой температуры и пренебрежимо малого вклада холодного компонента в суммарное излучение.

Предположим, что изменение блеска AG Peg в области спектра с  $\lambda < 3640 \text{ \AA}$ , т. е. за бальмеровским пределом, происходит вследствие ионизации внешних слоев атмосферы под действием  $L_c$  — излучения горячего компонента. Рассмотрим эту возможность.

В [6] было показано, что широкие линии высокоионизованных ионов He II, O III и др. возникают в атмосфере горячего компонента WN6, а линии более низкого возбуждения, как He I, [O III] и др. возникают в туманности, окружающей компоненты. Отсюда следует, что атмосферы холодного гиганта будет достигать излучение с  $\lambda < 228 \text{ \AA}$ , т. е. более длинноволновое, чем предел ионизации He II. Излучение с  $\lambda < 228 \text{ \AA}$  будет поглощаться в атмосфере горячего компонента. Постараемся, хотя бы грубо, оценить возможность ионизации атмосферы холодного гиганта коротковолновым излучением горячего компонента. Будем исходить из следующих предположений: большая часть излучения ядра компонента WN6 в диапазоне  $\lambda$  228—912  $\text{ \AA}$  выходит за пределы оболочки звезды; часть этого излучения падает на атмосферу холодного компонента M3III, состоящую, в основном, из водорода, и переизлучается уже в наблюдаемом нами диапазоне длин волн.

Вышеизложенные соображения позволили оценить величину дополнительного излучения  $\Delta I$  в ультрафиолетовой области спектра. При этом были учтены следующие обстоятельства. 1. Из теоретических расчетов, основанных на вероятностях захватов атома водорода, следует, что на второй уровень приходится примерно третья часть рекомбинаций. 2. Не все излучение бальмеровского континуума регистрируется нашей аппаратурой, поскольку излучение с  $\lambda < 3400 \text{ \AA}$  поглощается оптикой телескопа. Для удобства было принято, что в ультрафиолете мы регистрируем энергии только пятой части всех рекомбинаций. Отсюда следует, что  $\Delta I$  в ультрафиолете составляет 1/15 часть энергии излучения ядра компонента WN6 в диапазоне  $\lambda$  228—912  $\text{ \AA}$ , упавшей на поверхность гиганта M3III или

$$\Delta J \approx \frac{1}{15} \cdot \frac{\pi R^2}{4\pi (a_1 + a_2)^2} \cdot 4\pi r_1^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_\lambda(T_4) d\lambda, \quad (5)$$

где  $B_\lambda(T)$  — функция Планка,  $T_4 = 8 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ ,  $10^5 \text{ }^\circ\text{K}$ , [12],  $r_1$  — радиус ядра звезды WN6,  $R$  — радиус гиганта M3III,  $(a_1 + a_2)$  — расстояние между компонентами,  $\lambda_1 = 228 \text{ \AA}$ ,  $\lambda_2 = 912 \text{ \AA}$ .

Естественно, что оценка  $\Delta I$  очень приближенна, поскольку про- извести сколько-нибудь точный расчет не представляется возможным. Мы не имеем точных данных о поглощении в оптике телескопа для  $\lambda > 3400 \text{ \AA}$ , принимаем теоретическую оценку числа рекомбинаций, приходящихся на второй уровень, не учитываем влияние газовой среды при прохождении через нее коротковолнового излучения.

Для определения  $\Delta m$ , согласно уравнению (1), надо вычислить значение суммарного излучения всех компонентов, входящих в состав системы AG Peg.

В [6] вычислен относительный вклад компонентов в суммарное излучение для  $\lambda = 3600 \text{ \AA}$ , для 1965 г., когда AG Peg была в минимуме блеска.

$$I_{\text{хол. к.}} : I_{\text{гор. к.}} : I_{\text{газ.}} = 0.005 : 0.64 : 0.36. \quad (6)$$

Вкладом холодного гиганта пренебрегаем ввиду его малости. Излучение горячего компонента можно представить так:

$$I_{\text{гор. к.}} = 4\pi r^2 \int_{\lambda_3}^{\lambda_4} B_{\lambda}(T_3) d\lambda, \quad (7)$$

где  $B_{\lambda}(T)$  — функция Планка,  $T_3 = 3 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ ,  $\lambda_3 = 3400 \text{ \AA}$ ,  $\lambda_4 = 4000 \text{ \AA}$ ,  $r$  — радиус звезды Вольф-Райе, поскольку в ультрафиолетовой области спектра, регистрируемой нами, наблюдается только свечение обложки WN 6.

Итак, учитывая (6) и (7), напомним

$$I_{\text{хол. к.}} + I_{\text{гор. к.}} + I_{\text{газ.}} = I_{\text{гор. к.}} \left( 1 + \frac{0.36}{0.64} \right) = 4\pi r^2 \int_{\lambda_3}^{\lambda_4} B_{\lambda}(T_3) d\lambda \cdot 1.56. \quad (8)$$

Подставляя в уравнение (1) уравнения (5) и (8), имеем

$$\Delta m = -2.5 \lg \left( 1 + \frac{\frac{1}{15} \cdot \frac{\pi R^2}{4\pi (a_1 + a_2)^2} \cdot 4\pi r_1^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_{\lambda}(T_4) d\lambda}{1.56 \cdot 4\pi r^2 \int_{\lambda_3}^{\lambda_4} B_{\lambda}(T_3) d\lambda} \right). \quad (9)$$

Если принять  $r_1 = 0.5 \cdot r = 3 \cdot 10^{10} \text{ см}$ ,  $T_1 = 3 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ ,  $(a_1 + a_2) = 5.4 \cdot 10^{13} \text{ см}$ , то для  $T_4 = 8 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$  получим из (9)  $\Delta m = 0^{\text{m}}2$ , для  $T_4 = 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$ ,  $\Delta m = 0^{\text{m}}5$ .

Принимая во внимание приближенный характер проведенных нами оценок, можно считать, что получено удовлетворительное согласие между наблюдениями и результатами вычислений. Это, по-видимому, означает, что принятая гипотеза о строении системы AG Peg вполне вероятна и допустима.

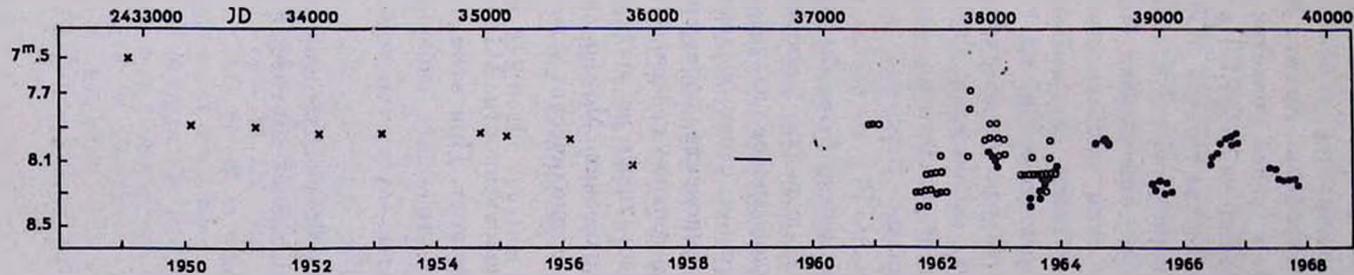


Рис. 5. Сводная кривая блеска AG Reg с 1949 по 1967 гг. X — наблюдения детских астрономов [14], — — наблюдения членов AAVSO [15], O — наблюдения голландских астрономов [16], ● — фотоза электрические наблюдения автора в желтых лучах.

Итак, наблюдаемые в настоящее время периодические колебания блеска AG Peg обусловлены видимостью и невидимостью, в результате орбитального движения, полусферы гиганта M3III, обращенной к звезде Вольф-Райе. В желтой и синей областях спектра увеличение яркости вызвано простым нагревом фотосферы, а в ультрафиолете — ионизацией внешних слоев атмосферы гиганта M3III L<sub>c</sub>-квантами.

Интересно отметить, что периодические колебания блеска AG Peg ранее никем из наблюдателей не отмечались. На рис. 5 приведена кривая блеска, построенная по всем опубликованным наблюдениям с 1949 г. [14--16]. Отметим, что все эти наблюдения — визуальные. К сожалению, для интервала времени с 1949 по 1959 г. опубликованы лишь средние значения блеска за год. По-видимому, дисперсия оценок невелика, поскольку подобные наблюдения 1960—64 гг. отчетливо показывают изменение блеска и достаточно хорошо согласуются с фотоэлектрическими наблюдениями. Вероятно, наблюдаемые нами периодические колебания блеска AG Peg не всегда имели значительную амплитуду. Это предположение можно было бы объяснить так. После вспышки AG Peg в 1850—60 гг. горячий компонент имел настолько плотную оболочку, что коротковолновое излучение не выходило за ее пределы и температура внешних слоев оболочки была низка. Поэтому в атмосфере холодного компонента, обращенной к горячему компоненту, не возникало дополнительное свечение в наблюдаемой области спектра. Опубликованные данные не позволяют построить точную картину эволюции этих колебаний. Можно лишь утверждать, что в 1960 году уже наблюдались периодические колебания, подобные колебаниям 1962—67 гг.

На основе гипотезы о двойственности AG Peg вычислены звездные величины каждого из компонент. При этом использованы результаты фотоэлектрических и спектральных наблюдений [6]. Получено, что блеск звезды M3III в желтых лучах (система, близкая к V) 8<sup>m</sup>9, блеск звезды Вольф-Райе 10<sup>m</sup>0.

В заключение приношу глубокую благодарность А. А. Боярчуку за помощь, оказанную при выполнении настоящей работы.

Крымская астрофизическая  
обсерватория

## THE LIGHT VARIATIONS OF AG PEG FROM 1962 TO 1967.

T. S. BELYAKINA

The results of three-color photoelectric photometry of AG Peg over a period of 1964—67 are given. A combined photoelectric light curve was constructed from the observations of 1962—67. This curve is in agreement with a sinusoid the period of which is  $800^d$  and amplitude —  $0^m15$ .

During 1962—67 the light variations of AG Peg are synchronous in all the regions of the spectrum, the amplitude of light variations is  $0^m3$  in yellow and blue lights, and  $0^m5$  in ultraviolet.

Proceeding from the duplicity of AG Peg [6, 9], its light variations are assumed to be caused by the orbital movement of a cold component M3III whose side toward a hot component WN6 radiates more than the far side.

Approximate qualitative estimates have shown that the origin of this radiation in yellow and blue regions of the spectrum are connected with the radiation heating of the photosphere of the giant M3III by a hot component. In ultraviolet it is associated with the ionization of external layers of the atmosphere of the giant resulting from the radiation at wavelengths of  $228 < \lambda < 912 \text{ \AA}$  emitted by the star WN6.

The periodical light variations of AG Peg are supposed to have become observable comparatively recently.

The magnitude of the components have been calculated. The luminosity of M3III is  $8^m9$  in the system similar to V, and that of WN6 is  $10^m0$ .

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. R. Rigollet, *l'Astronomie*, 61, 247, 1947.
2. Т. С. Белякина, *Астрон. ж.*, 45, 139, 1968.
3. П. Ф. Чурайнов, *Изв. КрАО*, 33, 215, 1964.
4. Т. С. Белякина, *Изв. КрАО*, 33, 225, 1964.
5. Т. С. Белякина, *Изв. КрАО*, 41—42, (в печати).
6. А. А. Боярчук, *Астрон. ж.*, 43, 976, 1966.
7. Т. А. Matthews, A. R. Sandage, *Ap. J.*, 138, 50, 1963.
8. В. А. Vorontsov-Velyaminov, *Z. Astrophys.*, 10, 353, 1935.
9. А. А. Боярчук, *Астрон. ж.*, 44, 12, 1967.
10. P. W. Merrill, *Ap. J.*, 112, 605, 1951.
11. H. L. Johnson, *Bol. Obs. Tonanzintla*, 3, 305, 1964.

12. С. В. Рублев, Автореферат диссертации Л., 1966.
13. Г. А. Гурздян, кн. „Планетарные туманности“, Госиздат, М., 1962.
14. Nord. astron. tidskr., 4, 146, 1957.
15. AAVSO Quartaly Rep., № 23, 1960; № 25, 1962.
16. Obser. of var. stars. Groningen—Netherlandes, № 2, 1962; № 3, 4, 1963; № 5, 1964

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
ЗВЕЗДЫ MWC 84

Я. Н. ЧХИКВАДЗЕ  
Поступила 21 мая 1969

На основе спектрограмм, полученных на 70-см менниковом телескопе Абастуманской астрофизической обсерватории, проведена идентификация, определены относительные интенсивности эмиссионных линий и значения интенсивностей в непрерывном спектре звезды MWC 84. Показано, что условие прозрачности оболочки для излучения бальмеровских линий приблизительно выполняется. Замечено усиление эмиссионных линий синглетной серии нейтрального гелия относительно триплетных, выраженное резко, чем в газовых туманностях. Оценено расстояние до звезд, величина поглощения и светимость, оказавшиеся порядка 1 клс,  $1^{m.5}$  и  $+0^{m.5}$ , соответственно. Определено, что звезда имеет спектральный класс O8 ( $T = 40\,000^\circ\text{K}$ ). В звезде имеется аномально высокое содержание гелия.

Звезда MWC 84 (MW 143,  $\alpha_{1900} = 4^h 11^m 6$ ,  $\delta_{1900} = +55^\circ 46'$ ,  $V = 11^{m.6}$ ) в каталоге [1] значится как Вер. Впервые ее исследовал в 1932—33 гг. Меррил [2, 3], обнаруживший при этом в спектре звезды эмиссионные линии водорода и нейтрального гелия. Средняя по многим линиям лучевая скорость оказалась равной  $-46$  км/сек. Наблюдаемое распределение энергии в непрерывном спектре было определено как соответствующее спектральному классу A—B.

В 1940 г. Свингс и Струве [4] обнаружили в MWC 84 также и эмиссионные линии Fe II. Лучевая скорость оставалась той же, что и в 1933 г. Отмечалось отсутствие каких-либо линий поглощения. В 1964 г. И. Ф. Алания [5] отметил усиление дублета ( $H_\alpha + \text{He I}$ ) около  $\lambda 3888 \text{ \AA}$  по сравнению с 1933 г.

Исследования вышеназванных авторов заключались в идентификации разных линий, измерений их сдвигов и глазомерной оценки интенсивностей. Нами предпринято количественное исследование интенсивностей эмиссионных линий и непрерывного спектра.

1. *Наблюдения.* Наблюдательный материал был получен на 70 см менисковом телескопе Абастуманской астрофизической обсерватории, снабженном 8-градусной предобъективной призмой (дисперсия 166 А/мм около  $H_\gamma$ ). Данные о спектрограммах приведены в табл. 1. Калибровка спектрограмм производилась на лабораторном спектрографе ИСП-51, регистрация — на МФ-4 как в почернениях, так и непосредственно в интенсивностях. Методика обработки, которой мы пользовались, изложена в работе А. А. Боярчука [6].

Таблица 1

№№ пласт.	Д а т а	Сорт пласт.	Экспозиция в минутах
3857	13—14. I. 1964	Kodak OaO	15
3908	4—5. II. 1964	"	"
3920	9—10. II. 1964	"	"
3996	10—11. II. 1964	"	"
4454	2—3. XII. 1964	ORWO P 22	60
4455	"	"	"
4476	4—5. XII. 1964	Agfa Astro	"
4497	6—7. XII. 1964	Agfa iSS	90
4537	22—23. I. 1965	Agfa Astro	40
6687	27. XII. 1967	Kodak OaO	60

2. *Общая характеристика спектра.* В период наблюдений звезда MWC 84 характеризовалась эмиссионным спектром. Примечателен тот факт, что в течение этого времени в спектре не отмечалось какое-либо качественное изменение. Линии излучения принадлежат водороду, нейтральному гелию и ионизированному железу Fe II. Водородные линии наблюдаются от  $H_\alpha$  до  $H_\gamma$ .

Гелий представлен линиями триплетных и синглетных серий:

$$2^3S - n^3P^o; 2^3P^o - n^3S, 2^3P^o - n^3D, 2^1S - n^1P^o \text{ и } 2^1P - n^1D.$$

Линии  $2^1P - n^1S$  серии не замечены. Триплетные линии гораздо сильнее синглетных. Линии He II не обнаружены. Наиболее интенсивные линии Fe II принадлежат 27, 28, 37 и 38 мультиплетам. Наличие запрещенных линий Fe II сомнительно. В табл. 2 даны относительные интенсивности линий  $I: I_{H_\beta}$  ( $I_{H_\beta} = 10$ ) и эквивалентные ширины некоторых из них. Было определено также распределение энергии в непрерывном спектре. На рис. 1 (а) представлен наблюдаемый континуум MWC 84. Как величины интенсивностей линий, так и распределение энергии в

континууме приведены как средние по всем спектрограммам. Характерной чертой непрерывного спектра представляется низкая спектрофотометрическая температура.

Таблица 2

$\lambda$ (Å)	Элемент; Номер мультплета	$\lg \frac{I \cdot 10}{I_{H\beta}}$	$W$ (Å)	$\lambda$ (Å)	Элемент; Номер мультплета	$\lg \frac{I \cdot 10}{I_{H\beta}}$	$W$ (Å)
5876	He I	0.75	93	4471	He I	0.51	10.6
5015	He I	0.50		4417	Fe II 27	-0.20	
4922	He I	0.27		4383	He I	0.01	
4861	H <sub><math>\alpha</math></sub>	1.00	53	4340	H <sub><math>\gamma</math></sub>	0.65	13.4
4713	He I	0.37	9.3	4296	Fe II 28	-0.18:	
4666	Fe II 37	-0.07		4274	Fe II 27	-0.15:	
4629	Fe II 37	-0.02		4233	Fe II 27	-0.15:	
4620	Fe II 37 38	-0.05		4178	Fe II 28	-0.03	
4583	Fe II 37 38	-0.20		4144	He I	-0.08	
4555	Fe II 37 38	-0.01		4120	He I	0.02	
4523	Fe II 38	-0.15:		4102	H <sub><math>\delta</math></sub>	0.36	4.9
4515	Fe II 37	-0.10		4026	He I	0.32	4.0
4520	Fe II 37	-0.10:		3970	H <sub><math>\alpha</math></sub> + He I	0.36	
4491	Fe II 37	0.00:		3888	H <sub><math>\beta</math></sub> + He I	1.05	
				3835	H <sub><math>\gamma</math></sub>	-0.10	
				3819	He I	-0.12:	

Примечание: двоеточиями (: ) отмечены неуверенные значения.

3. *Межзвездное поглощение.* Прежде чем приступить к обсуждению полученных результатов, необходимо оценить влияние межзвездного поглощения. Звезда MWC 84 ( $l'' = 150^\circ$ ,  $b'' = +10^\circ$ ) находится в направлении антицентра Галактики. Следовательно, расстояние до нее не может быть больше 5 клс. Максимальное значение межзвездного поглощения  $A_v$  в направлении на эту звезду приблизительно  $3^m$  [7, 8]. Судя по общему виду спектра, можно считать, что звезда довольно горячая—спектрального класса не позднее, чем B0. Так как ее видимая величина  $V = 11^m.5$ , то при максимальных значениях  $r = 5$  клс и  $A_v = 3$  получаем  $M_v < -5^m$ , следовательно, можно считать, что звезда MWC 84 не лежит выше главной последовательности. Поэтому при дальнейших расчетах будут привлечены некоторые данные, характеризующие звезды главной последовательности.

По данным Хильтнера [7], для звезд главной последовательности в окрестности MWC 84 была построена зависимость величины межзвездного поглощения  $A_v$  от  $m - M$  (рис. 2).

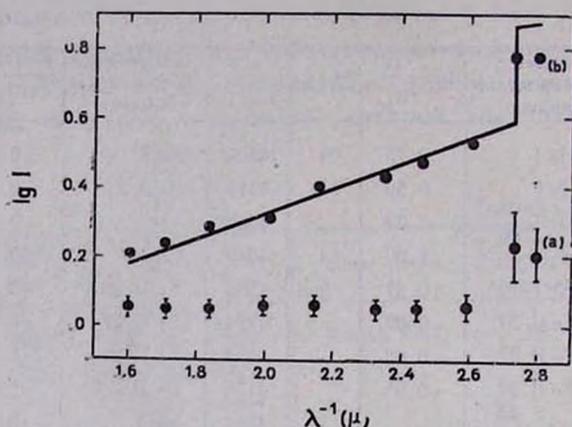


Рис. 1. Распределение энергии в непрерывном спектре MWC 84. Точками обозначен наблюдаемый континуум без учета (а) и с учетом (в) межзвездного поглощения. Сплошная линия представляет теоретическое распределение энергии в спектре системы: горячая звезда ( $T = 40\,000^\circ\text{K}$ ), водородный и гелиевый газ ( $T_g = 20\,000^\circ\text{K}$ ).

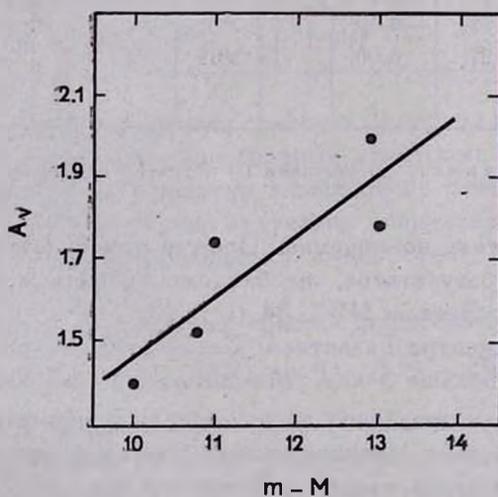


Рис. 2

По значению максимального расстояния, принятого выше, из рис. 2 получаем, что  $A_v = 2^m 3$ . Но если полагать, что MWC 84 имеет абсолютное значение, равное значению для звезды главной по-

следовательности спектрального класса B0, то для величины поглощения получается  $1^m 95$ .

Для уточнения расстояния и величины поглощения воспользуемся известным соотношением между эквивалентной шириной межзвездной линии поглощения Ca II  $\lambda$  3934 Å и расстоянием [9]:

$$W = 10^{-4} \cdot 3.76 \cdot r, \quad (1)$$

где  $W$  — эквивалентная ширина в ангстремах и  $r$  — расстояние в парсеках.

Как было отмечено, ранние исследователи [2—4] вообще не обнаружили в спектре MWC 84 линий поглощения (при дисперсии использованных спектрограмм 50 Å/мм). Отсутствие или слабость линий поглощения линии K Ca II говорит о сравнительной близости этого объекта к Солнцу. Если глубина линии межзвездного кальция не превышает флюктуацию зерна фотопластики на наших регистрограммах, то максимальное значение эквивалентной ширины линии K Ca II оценивается как 0.3—0.4 Å.

По формуле (1) соответствующее расстояние равно 1 клс. А по рис. 2 значение межзвездного поглощения для  $r = 1$  клс равно  $1^m 5$ , что совпадает со значением, принятым в настоящее время в качестве среднего поглощения на 1 клс при  $b \leq 10^\circ$ . Для дальнейших расчетов примем, что  $A_v = 1^m 5$ .

4. *Определение спектрального класса (температуры) центральной звезды.* Предположим, что MWC 84 представляет собой горячую звезду, окруженную оболочкой. Как установлено ниже, условие прозрачности газового облака хорошо выполняется для бальмеровских линий водорода. Так что можно считать, что облако прозрачно для излучения водорода в субординатных сериях и для непрерывного излучения.

Пусть  $E_i(T_e)$  — энергия излучения газовой оболочкой в  $H_i$  линии:

$$E_i(T_e) = 4\pi V_n \varepsilon_i(T_e), \quad (2)$$

где  $V_n$  — объем водородного газа,  $\varepsilon_i(T_e)$  — объемный коэффициент излучения в линии  $H_i$ .

Если  $W_i$  — эквивалентная ширина линии поглощения центральной звезды и  $B_i(T)$  — интенсивность излучения в континууме,  $R$  — радиус звезды, то количество энергии, неизлученной звездой в  $H_i$  линии, равно

$$E_i^*(T) = 4\pi^2 R^2 B_i(T) W_i. \quad (3)$$

При выполнении условия

$$E_i(T_e) > E_i^*(T) \quad (4)$$

линия  $H_i$  будет наблюдаться в эмиссии и

$$E_i(T_e) - E_i^*(T) = E_i \text{ (эм. набл.)}, \quad (5)$$

где  $E_i$  (эм. набл.) интенсивность наблюдаемой эмиссионной линии  $H_i$ .

Если с какого-то  $j$ -го номера в серии не наблюдаются ни эмиссия, ни поглощение, то можно допустить

$$E_j(T_e) = E_j^*(T). \quad (6)$$

В спектре MWC 84 линия  $H_{10}$  не видна в эмиссии, и будем считать, что для нее выполняется условие (6):

$$E_{10}(T_e) = E_{10}^*(T). \quad (7)$$

Условие (4) запишем для линии  $H_9$  ( $H_9$ ):

$$E_9 \text{ (эм. набл.)} = 4\pi V_n \varepsilon_9(T_e) - 4\pi^2 R^2 B_{4102}(T) W_9 \quad (8)$$

При принятой модели значение континуума для  $\lambda 4102$  будет

$$E_{4102} \text{ (конт.)} = 4\pi V_n \varepsilon_{4102} \text{ (Н. конт.)} + 4\pi^2 R^2 B_{4102}(T). \quad (9)$$

где  $\varepsilon_{4102}$  (Н. конт.) объемный коэффициент излучения водородного газа в непрерывном спектре в интервале  $1 \text{ \AA}$ . С помощью формул (7), (8), (9) после некоторых преобразований можно получить следующее соотношение:

$$W_9 \text{ (эм. набл.)} = \frac{\varepsilon_9(T_e)}{\varepsilon_{10}(T_e)} \cdot \frac{B_{3799}(T)}{B_{4102}(T)} \cdot W_{10} - W_9 - \frac{\varepsilon_9(T_e)}{\varepsilon_{10}(T_e)} \cdot \frac{B_{3799}(T)}{B_{4102}(T)} \cdot \frac{\varepsilon_{4102} \text{ (Н. конт.)}}{\varepsilon_9(T_e)} \cdot W_{10} W_9 \text{ (эм. набл.)}, \quad (10)$$

где  $W_9$  (эм. набл.) — наблюдаемая эквивалентная ширина эмиссионной линии  $H_9$ ;  $W_9$  и  $W_{10}$  — эквивалентные ширины линий поглощения звезды:

$\frac{\varepsilon_9(T_e)}{\varepsilon_{10}(T_e)}$  — очень слабо зависит от  $T_e$ .  $\frac{B_{3799}(T)}{B_{4102}(T)}$  для широкого интервала температур, от  $50\,000^\circ \text{K}$  до  $30\,000^\circ \text{K}$ , изменяется незначительно: от 1,28 до 1,21.  $\frac{\varepsilon_{4102} \text{ (Н. конт.)}}{\varepsilon_9(T)}$  для широкого интервала  $T_e$  и

$N_e$  имеет порядок  $10^{-3}$  и, отбросив третий член в правой части соотношения (10), получаем:

$$W_9 \text{ (эм. набл.)} = \frac{\varepsilon_9(T_e)}{\varepsilon_{10}(T_e)} \cdot \frac{B_{3799}(T)}{B_{4102}(T)} \cdot W_{10} - W_9. \quad (11)$$

Используя данные об эквивалентных ширинах линий поглощения для звезд главной последовательности из работ А. А. Боярчука и И. М. Копылова [10, 11], мы построили график зависимостей  $W_6$  от  $S_p$  и  $W_{10}$  от  $S_p$  (рис. 3).

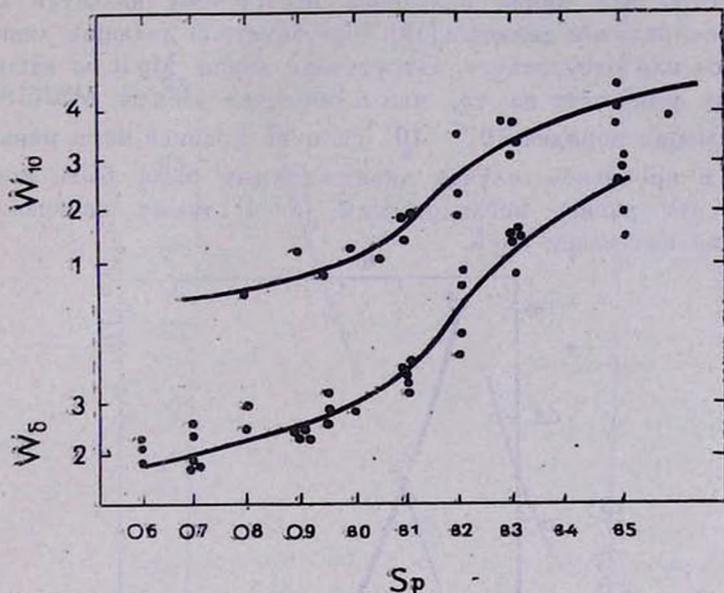


Рис. 3.

Подбирая величины  $W_6$  и  $W_{10}$  так, чтобы они удовлетворяли соотношению (11), мы нашли, что звезда имеет спектральный класс О8.5. При разбросе наблюдаемых значений  $W_6$  (эм. набл.) спектральный класс определяется с точностью  $\pm 2$  подкласса (О6:В0). Будем считать, что центральная звезда имеет спектральный класс приблизительно О8, чему соответствует температура порядка  $40000^\circ\text{K}$ .

**5. Характеристика газовой оболочки.** На рис. 4 приведено сравнение наблюдаемого бальмеровского декремента с теоретическим, вычисленным для случая В и  $T = 20\,000^\circ\text{K}$  [12]. Как видим, сочетание хорошее. Внесение поправки за межзвездное поглощение общей картины не меняет. Поэтому можно предполагать, что линии бальмеровской серии водорода практически не отягощены самопоглощением.

На рис. 5 дано сравнение относительных интенсивностей линии He I с теоретическими для случая В и  $T = 20\,000^\circ\text{K}$  [12]. Для He I замечателен тот факт, что наблюдается заметное усиление линий серий  $2^3P - n^3S$  ( $\lambda.4713$  и т. д.) и  $2^1P - n^1D$  ( $\lambda.4922$  и т. д.) по сравнению с линиями  $2^3P - n^3D$  ( $\lambda.5876$  и т. д.). Наличие такой аномалии объяс-

няется большой оптической толщиной газовой среды для излучения наблюдаемых линий He I и, возможно, переходами, обусловленными электронными ударами [13].

Известно, что линия излучения Mg II  $\lambda$ .4481 является хорошим индикатором наличия дилуции [14]. При заметной дилуции линия Mg II очень слаба или отсутствует. Отсутствие линии Mg II на наших спектрограммах указывает на то, что в оболочке звезды MWC 84 существует дилуция порядка  $10^{-2}$ — $10^{-3}$ , или по крайней мере меньше, чем  $10^{-1}$ , ибо в противном случае линия должна была быть видна [14]. Заметим, что ранние исследователи [2—4] также замечали отсутствие линий излучения Mg II.

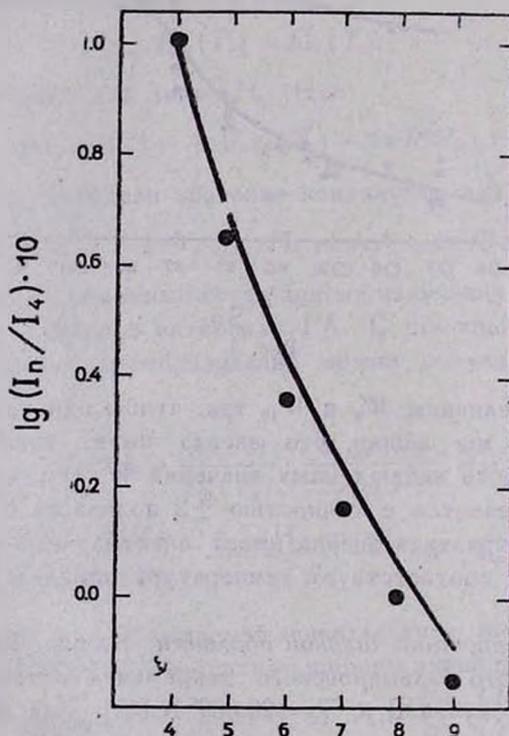


Рис. 4. Бальмеровский декремент. Сплошная линия соответствует теоретическим значениям интенсивности линий для  $T_e = 20\,000^\circ\text{K}$  случая В.

Определение отношения числа ионов гелия к водороду по интенсивности линий конечно будет включать в себя ошибки, возникающие из-за неучета самопоглощения в линиях. Однако для их уменьшения были использованы также и возможно высокие члены серий водорода и гелия. Результаты расчетов для  $T_e = 20\,000^\circ\text{K}$ ,  $A_v = 0$  и  $A_v = 1.5$

даны в табл. 3. Аналогичные расчеты для  $T_e = 10\,000^\circ\text{K}$  дали чуть-большие значения отношения гелия к водороду.

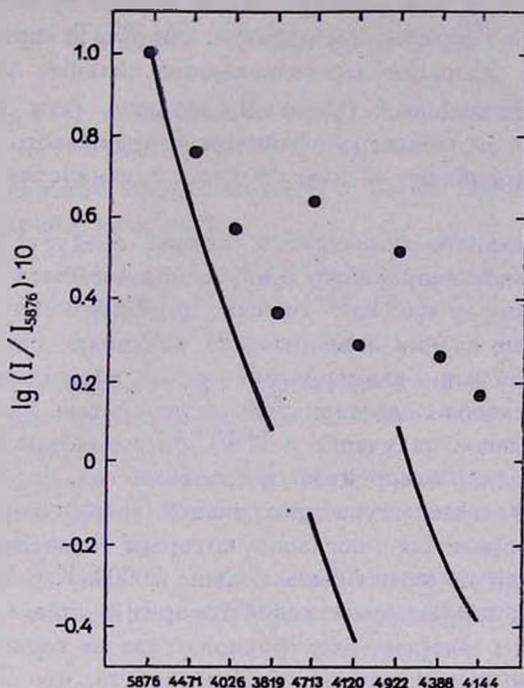


Рис. 5. Относительные интенсивности линий нейтрального гелия. Сплошная линия соответствует теоретическим значениям относительных интенсивностей линий.

Таблица 3

Использован- ные линии	$N(\text{He}^+) : N_p$		
	$A_v=0$	$A_v = 1^{m,5}$	в планет. тум.
He I 4026	1.10	1.15	
H $\beta$ 4102			
He I 4471	1.09	0.80	0.20
H $\beta$ 3888 :			
He I 5876	0.44	0.36	
H $\alpha$ 4861			

Судя по табл. 3, в MWC 84 имеется аномально высокое содержание гелия.

6. *Непрерывный спектр.* Будем исходить из модели для MWC 84: центральная горячая звезда, окутанная водородной оболочкой. Рассмотрим, как удастся при помощи такой модели представить распределение энергии в непрерывном спектре. Наряду с линиями H в спектре наблюдаются довольно многочисленные сильные линии излучения He I, при этом отношение  $N(\text{He}^+) : N_p$  больше, чем в планетарных туманностях, где основным источником непрерывного излучения является водород (особенно в планетарных туманностях с низким возбуждением).

Но из аномального химического состава следует, что в MWC 84 основным источником непрерывного излучения мог быть He I. В пользу такого соображения у нас нет точных доказательств — в спектре не видны характерные скачки непрерывного излучения He I около 6640 и 3680 Å, в то время как бальмеровский скачок непрерывного излучения водорода определяется с достаточной уверенностью. Поэтому мы примем, что непрерывное излучение в MWC 84 создается тремя источниками: горячая звезда, водородный и гелиевый газ.

Примем, что температура центральной звезды порядка 40 000° K. Существуют соображения, согласно которым температура электронного газа оболочки не может быть больше 20000° K [15], а отсутствие в спектре звезды запрещенных линий говорит о том, что электронная плотность велика и энергия электронного газа не теряется на возбуждение этих линий; следовательно, будем считать, что  $T_e$  оболочки порядка 20000° K.

Распределение энергии в непрерывном излучении водородного газа заимствовано из работы А. А. Бяярчука и Р. Е. Гершберга [16].

Распределение энергии в непрерывном спектре нейтрального гелия вычислено автором. Следуя методике расчетов коэффициента непрерывного поглощения [17], был вычислен объемный коэффициент излучения He I, в котором не учитывались свободно-свободные переходы и рекомбинации на уровнях с главным квантовым числом больше 3.

Считая, что интенсивность наблюдаемого континуума можно представить непрерывным излучением трех источников, напишем:

$$E_\lambda(\text{набл.}) = 4\pi V_H \varepsilon_\lambda(\text{H. конт.}) + 4\pi V_{\text{He}} \varepsilon_\lambda(\text{He}^+, \text{ конт.}) + \\ + 4 \cdot \pi^2 \cdot R^2 B_\lambda(T), \quad (12)$$

где  $V_H$  и  $V_{\text{He}}$  — объемы светящегося водорода и He I,  $\varepsilon(\text{H. конт.})$  и  $\varepsilon_\lambda(\text{He}^+, \text{ конт.})$  — объемные коэффициенты излучения водорода и He I,

$R$  — радиус звезды, а  $B_\lambda(T)$  — функция Планка. Соотношение (12) перепишем следующим образом:

$$E_\lambda(\text{набл.}) = 4\pi V_H \varepsilon_0(T_e) E_\lambda(H) + 4\pi V_{\text{He}} \varepsilon_{5876}(T_e) E_\lambda(\text{He}^+) + 4\pi^2 R^2 B_\lambda(T), \quad (13)$$

где  $\varepsilon_0(T_e)$  и  $\varepsilon_{5876}(T_e)$  — объемные коэффициенты излучения в линиях водорода  $H_\alpha$  и  $\text{He I } \lambda 5876 \text{ \AA}$ .  $4\pi V_H \varepsilon_0(T_e)$ ,  $4\pi V_{\text{He}} \varepsilon_{5876}(T_e)$  и  $4\pi^2 R^2$  являются весами каждого составляющего, с точностью постоянного множителя, в суммарном излучении.

$$E_\lambda(H) = \frac{\varepsilon_\lambda(H, \text{конт.})}{\varepsilon_0(T_e)} \quad \text{и} \quad E_\lambda(\text{He}^+) = \frac{\varepsilon_\lambda(\text{He}, \text{конт.})}{\varepsilon_{5876}(T_e)}.$$

Решением системы из трех уравнений типа (13), написанных для разных длин волны, относительно весов, определяется теоретическое распределение в континууме.

Расчеты показали, что наблюдаемый континуум, исправленный за межзвездное поглощение, можно хорошо представить теоретическим распределением (рис. 1 б).

При принятой модели наблюдаемый континуум, неисправленный за поглощение, сопоставить с теоретическим не представляется возможным.

Из соотношения весов  $\frac{4\pi V_H \varepsilon_0(T_e)}{4\pi^2 R^2}$  можно определить величину  $N_e^{02} R$ , где  $N_e^0$  — электронная плотность оболочки около границы со звездой (При этом предполагается, что распределение плотности вещества в оболочке обратно пропорционально квадрату расстояния от центра звезды).  $N_e^{02} R$  оказалась равной  $6.4 \times 10^{+37}$ . Если принять, что  $R = R_\odot$ , то получаем, что  $N_e^0 = 3.1 \times 10^{13}$ . Выше мы использовали условие (7), откуда также можно определить, что  $N_e^{02} R = 1.28 \times 10^{+31}$  и  $N_e^0 = 0.43 \times 10^{+13}$ .

Резюмируя, приведем основные выводы о звезде MWC 84. Установлено, что наблюдаемые особенности хорошо объясняются, если примем, что MWC 84 является горячей звездой ( $T = 40\,000^\circ \text{K}$ , Sp 08), окутанной мощной водородной и гелиевой оболочкой. При принятых выше значениях  $r = 1 \text{ кпс}$ ,  $A_v = 1^m 5$  получаем, что  $M_v \approx +0.5$ . Звезда характеризуется аномально высоким содержанием гелия.

В заключение выражаю глубокую благодарность А. А. Боярчуку за ценные советы и обсуждение результатов.

## A SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF MWC 84 STAR

I. N. CHKHIKVADZE

The lines in the spectrum of the MWC 84 star obtained at the Abastumani Astrophysical Observatory have been identified and the relative intensities of the emission lines and energy distribution in the continuous spectrum have been established; the dispersion being  $166 \text{ \AA/mm}$  at  $H_\gamma$ . The observed Balmer decrement differs but little from the one calculated for a gaseous nebula. As compared to the triplets the singlets of HeI are stronger than those of gaseous nebulae. The temperature of the star has been estimated to be  $40\,000^\circ \text{K}$ . It has been found that the distance to the star is of the order of  $1 \text{ kpc}$ ;  $A_v = 1^m.5$ ,  $M_v \approx +0^m.5$  and  $N(\text{He}^+):N_p$  ratio is greater than in gaseous nebulae.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. P. W. Merrill, C. G. Burwell, *Ap. J.*, 78, № 1, 87, 1933.
2. P. W. Merrill, *Ap. J.*, 75, 413, 1932.
3. P. W. Merrill, *Ap. J.*, 77, 49, 1933.
4. P. Swings, O. Struve, *Ap. J.*, 91, 546, 1946.
5. И. Ф. Алания, *Астрон. цирк.*, 301, 1964.
6. А. А. Боярчук, *Известия КрАО*, 30, 25, 1963.
7. W. Hiltner, *Ap. J. Suppl ser.*, 2, 24, 1956.
8. А. С. Шаров, *Астрон. ж.*, 40, 1963.
9. В. Зонн, Рудницкий, *Звездная астрономия*, 1959.
10. И. М. Копылов, *Известия КрАО*, 20, 123, 1958.
11. А. А. Боярчук, *Известия КрАО*, 17, 89, 1957.
12. M. J. Seaton, *M. N.*, 120, 326, 1962.
13. А. А. Боярчук, *Известия КрАО*, 38, 155, 1968.
14. O. Struve, *Ap. J.*, 95, 81, 1942.
15. D. G. Huter, *M. N.*, 125, 461, 1963.
16. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, И. И. Проник, *Известия КрАО*, 29, 291, 1963.
17. И. Б. Левинсон, А. А. Никитин, „Руководство по теоретическому вычислению интенсивностей линий в атомных спектрах“, 1962

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД

Р. А. ВАРДАНЯН

Поступила 16 апреля 1969

Пересмотрена 10 сентября 1969

В работе приводится количественный анализ результатов поляриметрических наблюдений света звезд поздних типов (Sp: M, N, R, S).

Рассматриваются зависимости степени поляризации света звезд АВ Cyg, АК Peg VCVn, RX Воо от блеска и длины волны.

Как мы уже сообщали [1], в Бюраканской обсерватории ведутся поиски и исследования собственной поляризации света звезд типов M, N, R и S. К настоящему времени нами наблюдаены 82 долгопериодических и полуправильных, 31 неправильная переменная звезда, а также 100 звезд с постоянным блеском.

Предварительные данные о шести переменных звездах, показывающих собственную поляризацию, уже опубликованы [1—4]. К числу этих звезд добавились еще три звезды (AE Cap, TW Peg, Z Eri) с достоверной собственной поляризацией и три (Z Psc, T Aqr, RS Aql) с сомнительной, наблюдаемые нами в 1968 г. Сомнительность существования собственной поляризации последних определяется тем, что они показывают сравнительно малую степень поляризации, и трудно решить, какова природа последней (звездная или межзвездная).

Отметим также, что в область неба, в которой мы вели наблюдения переменных звезд позднего типа, входят две звезды (R Leo, V Sps), существование собственной поляризации которых установлено в работах [5, 6]. Итак, из общего числа исследованных 113 переменных звезд позднего типа 11 имеют собственную поляризацию которая, в основном, была обнаружена при первом же наблюдении в случайной фазе изменения блеска. Однако многие звезды из-за инстру-

ментальной селекции удалось наблюдать только вблизи максимума блеска, то есть в фазе, где степень собственной поляризации, по нашим данным [2, 4] и данным других авторов [5—8], меньше, чем в минимуме блеска. Поэтому весьма вероятно, что среди исследованных нами объектов имеются еще и другие звезды со значительной собственной поляризацией в некоторых фазах, которые не были обнаружены нами. Из предварительного количественного анализа следует, что по крайней мере одна десятая часть физических переменных звезд позднего типа имеет заметную ( $> 1.0\%$ ) собственную поляризацию. В отличие от этого из наблюдаемых нами 100 звезд позднего типа с постоянным блеском ни у одной не была обнаружена собственная поляризация  $> 1.0\%$ .

Из имеющегося материала следует также, что относительная частота звезд, обладающих собственной поляризацией, и среднее значение степени их поляризации зависят от периодов.

Это показано в табл. 1, где в последовательных столбцах представлены:

1. Интервалы периодов.
2. Количество звезд ( $n$ ), подвергнутых нами поляриметрическому наблюдению.
3. Доля звезд ( $n_p/n \cdot 100\%$ ), обладающих по нашим данным собственной поляризацией.
4. Общее количество звезд ( $N_p$ ), у которых среднее значение степени поляризации в визуальной области спектра  $\geq 0.5\%$ , согласно данным [4—8].
5. Усредненное значение средних величин степеней поляризации ( $\bar{P}_v$ ) с  $\bar{P}_v \geq 0.5\%$  по [4—8].

Таблица 1

Период	$n$	$n_p/n \cdot 100\%$	$N_p$	$\bar{P}_v$
$> 400$	7	29	14	1.7
400—350	8	12	5	1.3
350—300	15	7	6	0.75
300—250	4	0	1	0.5
250—200	5	0	2	0.75
$< 200$	43	13	15	1.5

Отметим, что более  $90\%$  звезд с  $\bar{P}_v \geq 0.5\%$  [4—8] расположены на небе в высоких галактических широтах. Если еще учесть зависимость степени поляризации от блеска и длины волны, то исчезают

всякие сомнения в существовании собственной поляризации в излучении большинства звезд, представленных в табл. 1.

Из табл. 1 следует, что хотя числа звезд в столбце 4 не являются показателем распространенности поляризации среди звезд разных периодов, однако они находятся в согласии с распределением звезд, обладающих собственной поляризацией, в зависимости от периода (столбец 3).

Более того, высокая степень поляризации ( $\bar{P}_0$ ), наблюдаемая у звезд с периодами  $P > 350$  и  $P < 200^*$ , увеличивает вероятность выявления среди них звезд с собственной поляризацией, что и обнаружено.

Уместно отметить, что другие параметры (абсолютные величины, пространственные скорости и частота распределения периодов) долгопериодических переменных звезд (в частности звезд типа Миры Кита) в некоторой степени находятся также в зависимости от периодов [9, 10].

1. В 1967—1968 гг. параллельно с поисками собственной поляризации мы следили за изменениями поляризации света звезд АВ Cyg, АК Peg, V CVn и RX Boo.

Отметим, что детальное изучение собственной звездной поляризации света звезды V CVn проводилось К. Серковским и В. А. Домбровским [7, 11].

Поляриметрические и фотометрические наблюдения звезд АВ Cyg, АК Peg, V CVn и RX Boo проводились на электрофотометре, монтированном в кассегреневском фокусе 20" телескопа АЗТ-14 Бюраканской обсерватории. Поляризация всех звезд, за исключением АК Peg, в основном, наблюдалась в трех светофильтрах: синем ( $\lambda_{\text{eff}} = 4500 \text{ \AA}$ ), желтом ( $\lambda_{\text{eff}} = 5400 \text{ \AA}$ ) и красном ( $\lambda_{\text{eff}} = 6300 \text{ \AA}$ ). С целью оценки изменения относительного блеска этих звезд вблизи каждой программной звезды были выбраны одна или две звезды сравнения. Для звезд АВ Cyg, V CVn и RX Boo блеск был оценен в синем участке спектра, а для звезды АК Peg — в интегральном свете всей области чувствительности ФЭУ с сурьмяно-цезиевым катодом.

В интервалах изменения степени поляризации и блеска средние ошибки параметров поляризации и блеска этих звезд не превышают соответственно:  $\Delta P \leq 0.3\%$ ,  $\Delta \theta \leq 5^\circ$  и  $\Delta i \leq 0.05$ .

После завершения программы наблюдений результаты поляриметрических и фотометрических данных многих долгопериодических переменных звезд (вместе со списком звезд сравнений) будут опубликованы.

\* Многие из этих звезд обладают вторичным периодом  $P_2 > 500^d$ .

Дальнейшие наши рассуждения основаны на этих наблюдениях и данных (поляриметрических, фотометрических и т. д.) других авторов, касающихся долгопериодических переменных звезд.

Из результатов наших наблюдений следует, что изменения степени поляризации света звезд АВ Суг, АК Рег, V CVп и RX Воо выходят за пределы ошибок наблюдений, а величины позиционных углов поляризации изменяются в небольших пределах. Построив кривые зависимости степени поляризации звезд АВ Суг, АК Рег, V CVп от блеска (рис. 1), мы наблюдаем некоторую отрицательную корреляцию между ними: с увеличением блеска степень поляризации уменьшается (подобная корреляция не наблюдается у звезды RX Воо). Увеличение порядковых номеров точек, нанесенных на графики, соответствует очередности наблюдений по времени.

Для выяснения причины происхождения собственной поляризации света звезд очень важно иметь зависимость изменения степени поляризации от длины волны.

На рис. 2. приведена зависимость степени собственной поляризации от длины волны отдельно вблизи максимума (крестики) и минимума (кружки) блеска звезд АВ Суг, АК Рег, V CVп и RX Воо. Пределы изменения блеска указаны на рисунках. Отметим, что для получения среднего значения степени поляризации в синем, желтом и красном участках спектра мы усреднили результаты наблюдений лишь тех ночей, когда была проведена регистрация поляризации во всех трех участках спектра. Только подобное усреднение может дать правильное представление о зависимости степени поляризации от длины волны, поскольку степень собственной поляризации меняется со временем.

Из приведенных на рис. 2 кривых следует, что степень собственной поляризации света звезд (АВ Суг, АК Рег, V CVп и RX Воо) уменьшается с увеличением длины волны.

Зависимость поляризации от длины волны, полученная нами, сходна с найденной ранее для большинства звезд, показывающих собственную поляризацию [2, 4, 7, 11].

2. Зависимость поляризации от блеска у АВ Суг, АК Рег и V CVп есть одновременно зависимость и от фазы изменения блеска. Однако элементы ОКПЗ сейчас уже не удовлетворяют изменениям блеска звезд АВ Суг, АК Рег и V CVп и поэтому моменты минимальной поляризации для них уже не приходятся на нулевые фазы, вычисленные по этим элементам. Такое же положение найдено нами по данным работ [6, 7] и для ряда других звезд (см. табл. 2). У всех этих звезд максимум блеска и минимум поляризации предвеляют нулевую фазу по элементам ОКПЗ. Естественно думать, что одностороннее откло-

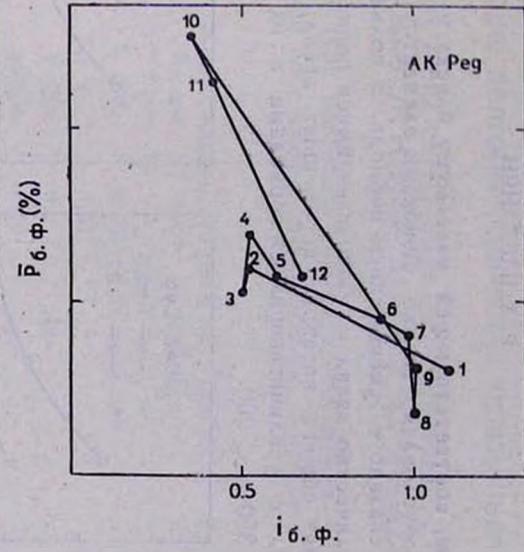
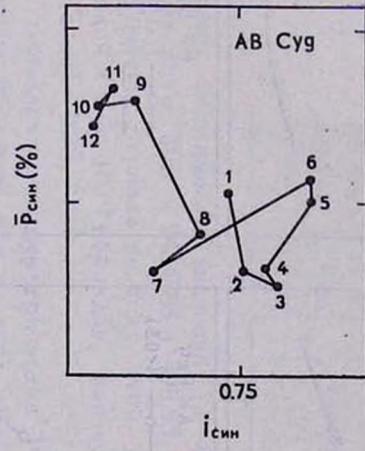
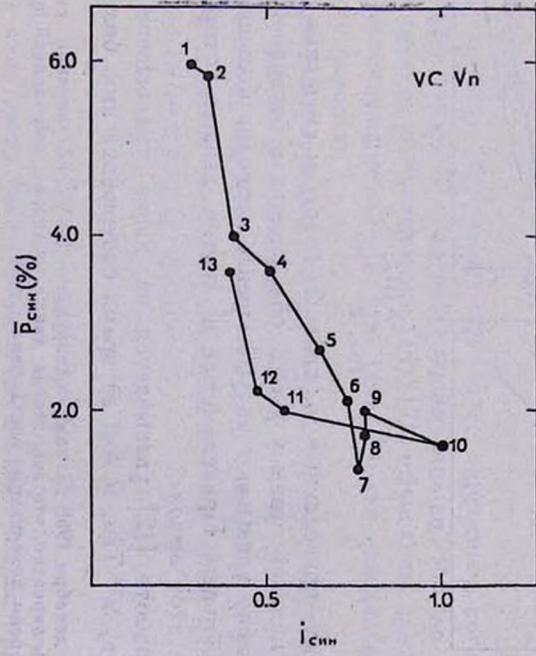


Рис. 1.

нение фазы, соответствующей максимуму блеска у этих звезд, не может быть обусловлено только ошибками элементов, представленных в ОКПЗ, а связано с уменьшением периода. В пользу этого говорит и то, что количество звезд с уменьшающимися периодами, указанное в приложениях общего каталога переменных звезд, вдвое превосходит число звезд с увеличивающимися периодами и их периоды, в основном,  $> 350$  и  $< 200$ .

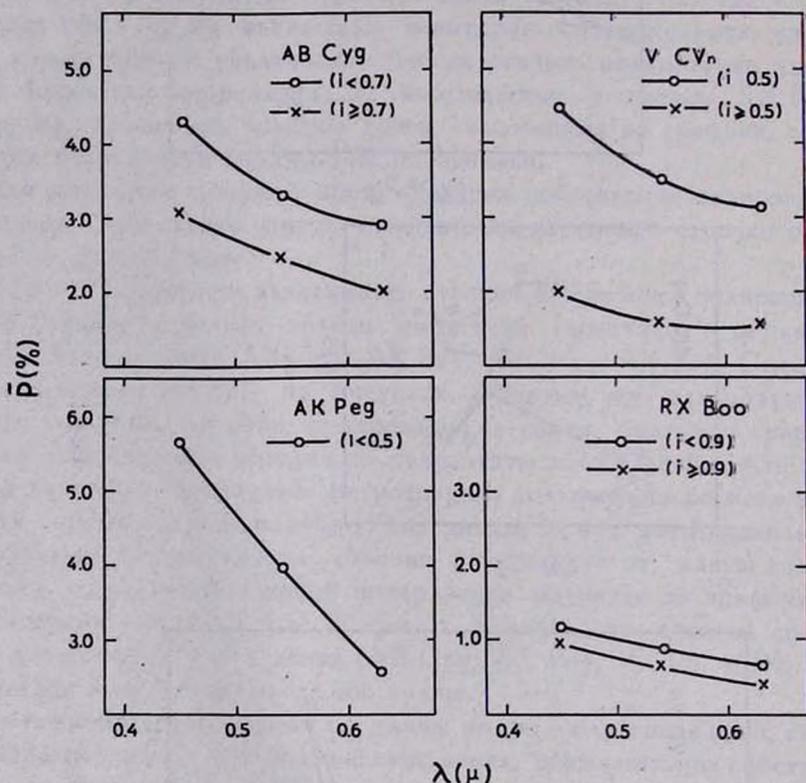


Рис. 2.

Поэтому приведенные в табл. 2 фазовые смещения максимума блеска от нулевой фазы у звезд, обладающих собственной поляризацией, возможно указывают на уменьшение периодов большинства этих звезд со временем. Приведем еще и другие данные, которые натолкнули нас на этот вывод.

а) В работе [12] указывается на явное уменьшение периодов звезд R Нуа, W\* Тау, R Аq1 за время совершения ими более чем ста

\* 19-го декабря 1968 г. нами обнаружено 3.5% поляризации света звезды W Тау. Очень вероятно, что эта звезда также обладает собственной поляризацией, поскольку степени поляризации звезд фона  $< 1.0\%$ .

периодов. Из этих звезд только одна была подвергнута поляриметрическому наблюдению (R Нуа) и показала собственную поляризацию [1].

б) В работе [13] приводятся кривые изменения блеска звезды  $\chi$  Суг, обладающей собственной поляризацией, для 110 периодов.

Таблица 2

Звезда	Фаза	Наблюдатель
V CVп	0.70	Серковский
SS V <sub>г</sub>	0.87	
V Спс	0.0	Дик
$\eta$ Gem	0.79	
AK Peg	0.85	Варданын
AB Суг	0.96	
V CVп	0.74	

Построив зависимость значений  $O-C$  от  $E$  для этой звезды, принимая элементы  $Max = 2434808 + 406,95 \cdot E$ , мы обнаружили непрерывное уменьшение периода по ходу этой зависимости. После совершения звездой  $\chi$  Суг 100 периодов фазовое смещение максимума блеска составляло 0.35.

в) На основании поляриметрических [4—8] и фотометрических [14—17] данных получено, что у звезд, обладающих собственной поляризацией, число отрицательных значений  $O-C$  вдвое больше числа положительных.

Это различие становится еще более ощутимым, когда рассматриваются лишь звезды со степенью поляризации  $> 0.5\%$ .

По данным, приведенным в [14—17], вычислены средние значения  $E$  и соответствующие  $O-C$  (см. табл. 3) для звезд, удовлетворяющих этому условию.

Результаты определенно показывают почти одностороннее отклонение  $Max$  блеска от элементов ОКПЗ.

г) Наконец, из данных [14—17] для каждой долгопериодической переменной звезды способом наименьших квадратов были вычислены коэффициенты следующих уравнений:

$$O - C = aE + b, \tag{1}$$

$$O - C = a'E^2 + b'E + C'. \tag{2}$$

Для этих звезд было вычислено также среднее значение  $O-C$ .

Звезды, у которых хотя бы две из величин  $a$ ,  $a'$ ,  $\overline{O-C}$  принимали отрицательные значения, включены в состав I группы звезд ( $n_I$ ), считаясь звездами с большой вероятностью уменьшения периодов. Остальные включены в состав II группы ( $n_{II}$ ).

Таблица 3

Звезда	$\bar{E}$	$\overline{O-C}$
R And	5	-23 <sup>d</sup>
R CVn	10	- 6
S CrB	18	-33
V CrB	9	+ 4
RT Cyg	20	-12
7 Cyg	9	-40
W Cyg	16	- 2
O Cet	4	+ 3
R Tri	14	- 1
AK Peg	41	-34

Во II группу ( $n_{II}$ ) включены звезды, у которых хотя бы две из величин  $a$ ,  $a'$ ,  $\overline{O-C}$  принимали положительные значения; эти звезды считались звездами с менее вероятным уменьшением периода.

Отношение числа звезд I группы ( $n_I$ ) к общему числу звезд двух групп ( $n_I + n_{II}$ ) в зависимости от периодов приведено в табл. 4.

Таблица 4

Период	$n_I$	$\frac{n_I}{n_I + n_{II}} \cdot 100\%$
> 400	8	67
400—350	8	62
350—300	10	41
300—250	11	35
250—200	7	48
< 200	23	72

При сравнении данных табл. 4 и 1 выясняется, что количество звезд с вероятно уменьшающимся периодом сравнительно больше для периодов  $P < 200$  и  $P > 350$ , при которых относительные частоты звезд с собственной поляризацией и средние величины степени поляризации велики.

Если допустить, что уменьшение периодов у этих звезд реально, то на основании среднего фазового смещения максимума блеска от нулевой фазы (при известном  $E$ ) можно оценить время их пребывания ( $\tau$ ) в стадии долгопериодических переменных.

Вычисления при условии, что периоды этих звезд со временем уменьшаются с постоянной скоростью, приводят к значениям  $\tau = 10^3 + 10^4$  лет.

С первого взгляда столь короткий срок жизни звезд кажется невероятным. Но, как известно, в настоящее время во многих работах, в частности, в работе [18], указывается, что предками планетарных туманностей являются долгопериодические переменные звезды с массой  $M < 4 M_{\odot}$  и светимостью  $4 \cdot 10^3 + 5 \cdot 10^4 L_{\odot}$ .

Вместе с тем, есть указание на то [19], что объекты, превращающиеся в планетарные туманности, должны иметь сравнительно короткий срок жизни. Если вышеприведенные выводы [18, 19] верны, то наша оценка времени жизни долгопериодических переменных звезд, обладающих собственной поляризацией, представляется вероятной.

Дальнейшие поиски и исследования собственной поляризации света долгопериодических переменных звезд и сопоставление поляризации с другими параметрами звезд, может быть, дадут возможность разрешить некоторые вопросы, связанные с эволюцией этих объектов. При этом очень важно иметь правильное представление о механизме образования собственной поляризации света звезд поздних типов.

3. Рядом авторов [7, 8, 20] было высказано предположение, что собственная поляризация света звезд поздних типов обусловлена рассеянием света в их атмосферах или в околозвездном пространстве.

Можно, однако, указать такие наблюдательные данные, объяснение которых сталкивается с некоторыми трудностями при вышеуказанном механизме образования собственной поляризации. Так, например, К. Серковский в работе [7], считая, что основную роль в образовании собственной поляризации играет молекулярное рассеяние (которое может дать не более 5.5% поляризации), указывает что данный механизм не в состоянии объяснить наблюдаемую у звезд V CVn и L<sup>2</sup> Pup значительную поляризацию в ультрафиолетовом участке спектра.

В настоящее время к числу таких звезд прибавились еще три АВ Cyg, АК Peg и R Gem. Отметим, что степень поляризации звезды R Gem, наблюдаемая нами в 1968 г. в фазе 0.35, достигла более 8%.

Как уже отмечалось, для большинства звезд степень собственной поляризации принимает максимальное значение в минимуме блеска, а минимальное — в максимуме блеска. Рассмотрим, связаны ли эти

данные с цветом  $U-V$  физических переменных звезд позднего типа.

В работе [21] приведены результаты многоцветной фотометрии ряда долгопериодических переменных звезд, среди которых находятся звезды, имеющие собственную поляризацию.

Оказалось, что для этих звезд меньшие значения показателя цвета  $U-V$  наблюдаются вблизи минимума блеска звезды. Это означает, что максимальное значение степени собственной поляризации соответствует более минимальному цвету  $U-V$ , а минимальное — максимальному цвету  $U-V$ . В соответствии с идеями, развиваемыми в Бюраканской обсерватории, это может означать присутствие в их излучении непрерывной эмиссии.

Отметим, что гипотезу об избытке коротковолнового излучения у долгопериодических переменных выдвинул Г. А. Шайн еще в 1945 г. [22].

Вышеприведенные данные дают основание для дальнейшего более подробного сравнения двух вероятных механизмов образования собственной поляризации света долгопериодических переменных звезд: молекулярного рассеяния света и ветеплового (синхротронного) компонента излучения.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## POLARIMETRIC INVESTIGATION OF LONG-PERIOD VARIABLE STARS

R. A. VARDANIAN

The results of a quantitative analysis of polarimetric observations of late type stars (Sp: M, N, R, S) are given.

The connections between the polarization degree, the brightness and the wave-length for the stars AB Cyg, AK Peg, V CVn and RX Boo are investigated.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Р. А. Варданян, Астрон. цирк., № 433, 1967.
2. Р. А. Варданян, Астрофизика, 4, 1, 152 1968.
3. Р. А. Варданян, Астрон. цирк., № 471, 1968.
4. Р. А. Варданян, Материалы 4-го симпозиума комиссии 27 МАС, Будапешт, 1968 (в печати).
5. К. Serkowski, Ap. J., 14, 2, 857, 1966.
6. М. Dyck, A. J., 73, 8, 688, 1968.
7. К. Serkowski and others, A. J., 73, 8, 677, 1968.

8. *R. Zappala*, *Ap. J.*, 148, 2, 741, 1967.
9. *Б. В. Кукаркин*, Исследование строения и развития звездных систем, М., 1949.
10. *М. А. Бредных*, ПЗ, 14, 406, 1963.
11. *В. А. Домбровский*, и др., Уч. зап. ЛГУ, 337. 32, 1968.
12. *H. Huth*, *Mitt. Verand. Sterne*, 2, 7, 186, 1965.
13. *M. Mayall*, *I. R. A. S. Can.*, 60, 4, 205, 1966.
14. *H. Huth*, *Mitt. Verand. Sterne*, 8, 4, 114, 1966.
15. *H. Huth*, *Mitt. Verand. Sterne*, 3, 6, 167, 1966.
16. *H. Huth*, *Mitt. Verand. Sterne*, 3, 7, 205, 1966.
17. *H. Huth*, *Mitt. Verand. Sterne*, 4, 7, 150, 1968.
18. *B. Paczynski*, *J. Ziolkowski*, *Acta As.*, 18, 2, 1968.
19. *T. Desming*, *P.A.S.P.*, 77, 459, 443, 1965.
20. *В. А. Домбровский*, *Астрон. цирк. № 498*, 1, 1969.
21. *V. Mendoza*, *Bol. Obs. Tonantzintla.*, 4, 28, 1967.
22. *Г. А. Шайн*, *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 9, 161, 1945.



## РАССЕЯНИЕ СВЕТА В СРЕДЕ С ДВИЖУЩЕЙСЯ ГРАНИЦЕЙ.

В. В. ЛЕОНОВ

Поступила 30 января 1969

Пересмотрена 19 июня 1969

Рассмотрена задача о рассеянии света в одномерной полубесконечной среде с движущейся границей. Получено дифференциальное уравнение для вероятности выхода кванта из среды при произвольных  $t_1$  и  $t_2$ . Найдены точные выражения для вероятности выхода и вероятности отражения кванта от среды в случае  $t_2 \gg t_1$ .

В нашей предыдущей статье [1] была рассмотрена задача о свечении одномерной полубесконечной среды с движущейся границей. При этом считалось, что среднее время, затрачиваемое квантом непосредственно на элементарный акт рассеяния  $t_1$ , значительно превосходит среднюю величину промежутка времени, проводимого квантом в пути между двумя последовательными рассеяниями  $t_2$ .

В предлагаемой статье обсуждается случай, когда величины  $t_1$  и  $t_2$  сравнимы между собой и найдено точное решение указанной выше задачи для случая  $t_2 \gg t_1$ .

1. *Основные уравнения. Общий случай.* Обозначим через  $p(\tau, u) du$  вероятность того, что квант света, поглощенный на оптической глубине  $\tau$  в момент времени  $u = 0$ , выйдет из среды в промежутке времени от  $u$  до  $u + du$ , где безразмерное время  $u = \frac{t}{t_1 + t_2}$ .

При этом оптическая глубина отсчитывается от положения границы в момент поглощения кванта. В первом разделе статьи мы запишем и обсудим уравнение для  $p(\tau, u)$  при произвольных  $t_1$  и  $t_2$ . Затем получим решение для случая  $t_2 \gg t_1$ .

Введем безразмерную скорость движения границы.

$$v = \frac{d\tau}{du} = \frac{(t_1 + t_2) a dS}{dt} = \frac{t_1 + t_2}{t_2} \frac{V}{c}, \quad (1)$$

где  $V = \frac{dS}{dt}$  — геометрическая скорость движения границы. При получении (1) учтено, что  $t_2 = \frac{1}{\alpha c}$ , где  $\alpha$  — объемный коэффициент поглощения,  $c$  — скорость света. Из (1) видно, что  $|v| \leq \frac{t_1 + t_2}{t_2}$ . Если граница движется внутрь среды, скорость считается положительной; в случае движения границы от среды скорость отрицательна.

Интегральное уравнение для  $p(\tau, u)$  при произвольных  $t_1$  и  $t_2$  было получено в [2]. Если граница движется внутрь среды, уравнение имеет различный вид для  $\tau < uv$  и  $\tau > uv$ . При  $\tau > uv$  уравнение записывается так:

$$p(\tau, u) = \frac{\lambda}{2} e^{-(\tau - uv) - \frac{\alpha - \beta_2(\tau - uv)}{\beta_1}} + \quad (2)$$

$$+ \frac{\lambda}{2} \frac{\frac{1}{2} \left( \frac{\alpha}{\beta_2} + \tau + uv \right)}{\frac{v\beta_2}{1 + v\beta_2}} \int_{\frac{v\beta_2}{1 + v\beta_2}}^{\tau} e^{-|\tau - \tau'|} d\tau' \int_{\beta_2|\tau - \tau'|}^{\alpha - \beta_2(\tau' - uv)} e^{-\frac{\alpha' - \beta_2|\tau - \tau'|}{\beta_1}} p(\tau' - u'v, u - u') \frac{du'}{\beta_1},$$

при  $\tau \leq uv$  оно имеет вид

$$p(\tau, u) = \frac{\lambda}{2} e^{-\frac{u}{\beta_1}} + \frac{\lambda}{2} \int_{\frac{v\tau\beta_2}{1 + v\beta_2}}^{\frac{1}{2} \left( \frac{\alpha}{\beta_2} + \tau + uv \right)} e^{-|\tau - \tau'|} d\tau' \int_{\beta_2|\tau - \tau'|}^{\alpha - \beta_2(\tau' - uv)} e^{-\frac{\alpha' - \beta_2|\tau - \tau'|}{\beta_1}} \times \quad (3)$$

$$\times p(\tau' - u'v, u - u') \frac{du'}{\beta_1} + \frac{\lambda}{2} \int_{\tau}^{\frac{1}{2} \left( \frac{\alpha}{\beta_2} - \frac{\tau}{v\beta_2} + \tau + uv \right)} e^{-\tau' + \tau} d\tau' \int_{\frac{\tau}{v}}^{\alpha(1 + v\beta_2)} e^{-\frac{\alpha'}{\beta_1}} \times$$

$$\times p(\tau' - v(u' + \beta_2(\tau' - \tau)), u - u' - \beta_2(\tau' - \tau)) \frac{du'}{\beta_1},$$

где  $\lambda$  — вероятность выживания кванта при элементарном акте рассеяния,  $\beta_1 = \frac{t_1}{t_1 + t_2}$ ,  $\beta_2 = \frac{t_2}{t_1 + t_2}$ . В том случае, когда граница движется от среды ( $v \leq 0$ ),  $p(\tau, u)$  определяется уравнением (2). Заме-

тим, что из-за конечности скорости света функция  $p(\tau, u) = 0$  при  $u < \frac{v\beta_2}{1 + v\beta_2}$ .

Из (2), (3) следует, что для любых  $\tau$  и  $u$  функция  $p(\tau, u)$  удовлетворяет следующему дифференциальному уравнению:

$$\left(1 + \beta_1 \frac{\partial}{\partial u} + v\beta_1 \frac{\partial}{\partial \tau}\right) \left[ \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} - \left(1 + \beta_2 \frac{\partial}{\partial u} + v\beta_2 \frac{\partial}{\partial \tau}\right)^2 \right] p(\tau, u) + \lambda \left(1 + \beta_2 \frac{\partial}{\partial u} + v\beta_2 \frac{\partial}{\partial \tau}\right) p(\tau, u) = 0. \quad (4)$$

Граничные и начальные условия для случаев  $\tau > uv$  и  $\tau < uv$  могут быть получены из (2) или (3) соответственно. Разумеется, при  $v = 0$  (2) и (4) переходят в соответствующие уравнения для случая полубесконечной стационарной среды, найденные В. В. Соболевым [3].

Применив к (2)–(3) преобразование Лапласа, получим интегральное уравнение для  $\bar{p}(\tau, s)$

$$\begin{aligned} \bar{p}(\tau, s) = & \frac{\lambda}{2} \frac{e^{-\frac{1+s\beta_2}{1+v\beta_2}\tau}}{1+s\beta_1 - v\beta_1 + v\beta_2} - \frac{\lambda v}{2} \frac{(\beta_1 - \beta_2) e^{-\frac{1+v\beta_1}{v\beta_1}\tau}}{(1+s\beta_1)(1+s\beta_1 - v\beta_1 + v\beta_2)} + \\ & + \frac{\lambda}{2(1+s\beta_1 + v\beta_1 + v\beta_2)} \int_0^\tau e^{-\frac{1+s\beta_2}{1+v\beta_2}(\tau-\tau')} \bar{p}(\tau', s) d\tau' + \\ & + \frac{\lambda}{2(1+s\beta_1 - v\beta_1 - v\beta_2)} \int_\tau^\infty e^{-\frac{1+s\beta_2}{1-v\beta_2}(\tau'-\tau)} \bar{p}(\tau', s) d\tau' - \\ & - \frac{\lambda v (\beta_1 - \beta_2)}{(1+s\beta_1)^2 - v^2(\beta_1 - \beta_2)^2} \int_0^\tau e^{-\frac{1+s\beta_1}{v\beta_1}(\tau-\tau')} \bar{p}(\tau', s) d\tau' + \\ & + \frac{\lambda v (\beta_1 - \beta_2)}{(1+s\beta_1)(1+s\beta_1 + v\beta_1 - v\beta_2)} e^{-\frac{1+s\beta_1}{v\beta_1}\tau} \int_0^\infty e^{-\frac{1+s\beta_2}{1-v\beta_2}\tau'} \bar{p}(\tau', s) d\tau', \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\bar{p}(\tau, s) = \int_0^\infty e^{-s u} p(\tau, u) du. \quad (6)$$

Обозначим через

$$P(\tau) = \int_{\frac{\tau-\beta_1}{1+v\beta_1}}^{\infty} p(\tau, u) du \quad (7)$$

полную вероятность выхода кванта, поглощенного на глубине  $\tau$ . Тогда на основании известного свойства преобразования Лапласа, согласно которому

$$\bar{p}(\tau, 0) = P(\tau), \quad (8)$$

из (5) получим интегральное уравнение для  $P(\tau)$ . Решение его известно. Явный вид функции  $P(\tau)$  ранее был найден в [2].

Выше для краткости мы не указывали, что полная вероятность выхода кванта из среды с движущейся границей зависит от  $\tau$ ,  $\lambda$ ,  $v\beta_1$ ,  $v\beta_2$ . Сравнивая уравнение для  $P(\tau, \lambda, v\beta_1, v\beta_2)$  с (5), можно заметить, что

$$\bar{p}(\tau, s) = P\left\{\tau(1+s\beta_2), \frac{\lambda}{(1+s\beta_1)(1+s\beta_2)}, v\beta_1 \frac{1+s\beta_2}{1+s\beta_1}, v\beta_2\right\}. \quad (9)$$

Таким образом, выполнив в решении уравнения для  $P(\tau)$  замены (9), получим точное выражение для лапласовского изображения функции  $\bar{p}(\tau, s)$ . Это относится и к другим функциям, выражающимся через  $P(\tau)$ . При  $v=0$  (9) переходит в соотношение, найденное И. Н. Мининым для случая стационарной среды [4].

Отметим, что если  $\bar{p}(\tau, s)$  известно, то для нахождения функции

$$Z(\tau) = \int_{\frac{\tau-\beta_1}{1+v\beta_1}}^{\infty} p(\tau, u) u du, \quad (10)$$

служащей для определения среднего времени пребывания в среде квантов, излученных на глубине  $\tau$

$$\bar{u}(\tau) = \frac{Z(\tau)}{P(\tau)}, \quad (11)$$

нет необходимости в составлении и решении соответствующего уравнения, поскольку

$$Z(\tau) = - \left. \frac{\partial \bar{p}(\tau, s)}{\partial s} \right|_{s=0}. \quad (12)$$

2. Случай  $t_1 = 0$ . Функция  $p(\tau, u)$ . Этот случай описывается интегральным уравнением (2), где  $\beta_1$  следует положить нулю, а  $\beta_2$  — равным единице. Проинтегрировав это уравнение по  $u$ , получим интегральное уравнение для  $P(\tau)$ . Решение его известно [5] и имеет такой вид:

$$P(\tau) = [1 - k(1 + v)] e^{-k\tau}, \quad (13)$$

где

$$k = \frac{\sqrt{4(1-\lambda) + \lambda^2 v^2} - v(2-\lambda)}{2(1-v^2)}.$$

Для получения преобразования Лапласа от функции  $p(\tau, u)$  воспользуемся установленным выше соотношением (9), которое в рассматриваемом случае выглядит так:

$$p(\tau, s) = P\left\{\tau(1+s), \frac{\lambda}{1+s}, v\right\}. \quad (14)$$

Выполнив в (13) указанные замены, получим

$$\bar{p}(\tau, s) = \left[ 1 + s - \frac{\sqrt{4(1+s)(1+s-\lambda) + \lambda^2 v^2} - v(2 + 2s - \lambda)}{2(1-v)} \right] \times \\ \times e^{\frac{\sqrt{4(1-s)(1+s-\lambda) + \lambda^2 v^2} - v(2+2s-\lambda)}{2(1-v^2)} \tau}. \quad (15)$$

Обращая (15) методом контурного интегрирования, находим точное выражение для  $p(\tau, u)$ :

$$p(\tau, u) = \frac{\lambda}{2} e^{-\left(1 - \frac{\lambda}{2}\right) \frac{\tau}{1+v}} \delta\left(u - \frac{\tau}{1+v}\right) + \\ + \frac{\lambda^2}{2\pi(1-v)} \int_{\frac{1-\sqrt{1-v^2}}{2}}^{\frac{1+\sqrt{1-v^2}}{2}} e^{\frac{2x-1}{2(1-v^2)} \lambda v \tau} \left[ (2x-v) \sin \frac{\sqrt{x(1-x) - \frac{v^2}{4}}}{1-v^2} \lambda \tau + \right. \\ \left. + \sqrt{4x(1-x) - v^2} \cos \frac{\sqrt{x(1-x) - \frac{v^2}{4}}}{1-v^2} \lambda \tau \right] e^{-(1-\lambda)x} dx. \quad (16)$$

Отметим интересные особенности диффузии квантов света в среде с подвижной границей. Положив в (13)  $\lambda = 1$ , найдем полную вероят-

ность выхода кванта из среды с движущейся наружу границей ( $v < 0$ ).  
Имеем

$$P(\tau) = \frac{1}{1+|v|} e^{-\frac{|v|\tau}{1-v^2}} \quad (17)$$

Из (17) следует, что полная вероятность выхода кванта из полубесконечной среды с движущейся наружу границей всегда меньше единицы. Этот эффект для других типов нестационарности среды уже отмечался ранее [6], [1].

Найдем среднее время пребывания в среде выходящих из среды квантов. Из формулы (11) с учетом (13) и (15) получим

$$\bar{u}(\tau) = \frac{2}{\sqrt{4(1-\lambda) + \lambda^2 v^2}} \frac{2-\lambda - \sqrt{4(1-\lambda) + \lambda^2 v^2}}{2-\lambda v - \sqrt{4(1-\lambda) + \lambda^2 v^2}} + \left( \frac{2-\lambda}{\sqrt{4(1-\lambda) + \lambda^2 v^2}} - v \right) \frac{\tau}{1-v^2} \quad (18)$$

С увеличением  $v$  среднее время  $\bar{u}(\tau)$  убывает. В частности, при  $v = +1$  из (18) следует

$$\bar{u}(\tau) = \frac{\lambda}{2-\lambda} + \left[ 1 + \left( \frac{\lambda}{2-\lambda} \right)^2 \right] \frac{\tau}{2} \quad (19)$$

Известно, что среднее время пребывания квантов в полубесконечной среде при  $\lambda = 1$  бесконечно. Если же граница движется внутрь среды, то указанное среднее время оказывается конечным и величина его определяется следующей простой формулой:

$$\bar{u}(\tau) = \frac{1+\tau}{v} \quad (20)$$

2. *Отражение кванта от среды.* Функция  $\rho(u) du$ , определяющая вероятность отражения кванта от среды в промежутке времени от  $u$  до  $u + du$  после падения на нее, в случае  $t_1 = 0$  связана с вероятностью выхода кванта из среды  $p(\tau, u)$  соотношением

$$\rho(u) = \int_0^{\frac{u(1+v)}{2}} e^{-\tau} p[\tau(1-v), u-\tau] d\tau \quad (21)$$

Обозначим через  $A$  полную вероятность отражения кванта от среды — альbedo среды

$$A = \int_0^{\infty} \rho(u) du. \quad (22)$$

Подставив (21) в (22), после несложных преобразований получим

$$A = \frac{1}{1-v} \int_0^{\infty} e^{-\frac{\tau}{1-v}} P(\tau) d\tau. \quad (23)$$

Интегрируя (23) с учетом (13), находим окончательное выражение для альbedo полубесконечной среды с движущейся границей

$$A = \frac{1}{1-v} \left[ \frac{2}{\lambda} - 1 - \frac{2}{\lambda} \sqrt{1 - \lambda + \frac{\lambda^2 v^2}{4}} \right]. \quad (24)$$

Из формулы (24) для  $v = +1$  следует

$$A = \frac{\lambda}{2 - \lambda}. \quad (25)$$

При  $\lambda = 1$  и  $v < 0$  из (24) имеем

$$A = \frac{1 - |v|}{1 + |v|}. \quad (26)$$

Как и следовало ожидать, альbedo полубесконечной среды с движущейся наружу границей при  $\lambda = 1$  меньше единицы. Отметим, что (26) совпадает с формулой для альbedo среды в случае  $t_1 \gg t_2$  и  $v \ll 1$  [1]. Физический смысл указанного совпадения достаточно ясен. Именно, случай  $t_2 \gg t_1$  отличается от противоположного тем, что в последнем случае кванты могут покидать среду в поглощенном состоянии. Условие  $v \ll 1$  при  $t_1 \gg t_2$  означает, что число квантов, покидающих среду в поглощенном состоянии, очень мало по сравнению с числом квантов, выходящих из среды обычным путем.

Для получения функции  $\rho(u)$  найдем сначала ее лапласовское изображение

$$\bar{\rho}(s) = \int_0^{\infty} e^{-su} \rho(u) du. \quad (27)$$

В соответствии с (14) можем написать

$$\bar{\rho}(s) = A \left\{ \frac{\lambda}{1+s}, v \right\}. \quad (28)$$

Выполняя в (24) указанные замены, находим

$$\bar{\rho}(s) = \frac{1}{1-v} \left[ \frac{2}{\lambda} (1+s) - 1 - \frac{2}{\lambda} \sqrt{(1+s)(1+s-\lambda) + \frac{\lambda^2 v^2}{4}} \right]. \quad (29)$$

Обращая преобразование Лапласа методом контурного интегрирования, приходим к точному выражению для искомой функции

$$\rho(u) = \frac{2\lambda}{\pi(1-v)} \int_{1-\frac{\sqrt{1-v^2}}{2}}^{1+\frac{\sqrt{1-v^2}}{2}} \sqrt{x(1-x) - \frac{v^2}{4}} e^{-(1-x)u} dx. \quad (30)$$

Для больших значений  $\lambda u$  и  $v^2 \ll 1$  имеет место следующее асимптотическое представление:

$$\rho(u) = \frac{e^{-(1-\lambda)u - \frac{v^2}{4}u}}{(1-v)u \sqrt{\pi \lambda u}}. \quad (31)$$

При  $v = -1$  из (30) следует физически очевидный результат  $\rho(u) \equiv 0$ , то есть от среды, граница которой движется наружу со скоростью света, кванты не отражаются. При  $v = +1$

$$\rho(u) = \frac{\lambda}{2} e^{-\left(1-\frac{\lambda}{2}\right)u}. \quad (32)$$

Последний результат совпадает с формулой для  $\rho(u)$  в случае  $t_1 \gg t_2$  и  $v \gg 1$  [1].

Формулу (32) легко получить непосредственно из физических соображений. Именно, вероятность того, что квант испытает одно рассеяние и через промежуток времени  $u$  отразится от среды, граница которой движется внутрь со скоростью света, равна  $\frac{\lambda}{2} e^{-u}$ . Тогда для вероятности отражения кванта, испытавшего  $n$  рассеяний, имеем

$$\rho_n(u) = \left(\frac{\lambda}{2}\right)^n \frac{u^{n-1}}{(n-1)!} e^{-u}. \quad (33)$$

Суммирование (33) по  $n$  от 1 до  $\infty$  дает формулу (32). Отметим, что (32) можно получить из (25) с учетом (28).

Подсчитаем среднее время, затрачиваемое квантами на отражение от среды

$$\bar{u} = \frac{Z}{A}, \quad (34)$$

где

$$Z = \int_0^{\infty} \rho(u) u du. \quad (35)$$

Для определения  $Z$  воспользуемся тем, что эта функция связана с  $\bar{\rho}(s)$  следующим соотношением:

$$Z = - \left. \frac{\partial \bar{\rho}(s)}{\partial s} \right|_{s=0}. \quad (36)$$

Зная  $Z$  и  $A$ , по формуле (34) легко находим

$$\bar{u} = \frac{1}{\sqrt{1 - \lambda + \frac{\lambda^2 v^2}{4}}}. \quad (37)$$

В последнем результате несколько неожиданным кажется то обстоятельство, что величина  $\bar{u}$  не зависит от направления движения границы среды. Этот вывод можно понять, если учесть что с уменьшением  $v$  убывает доля отраженных средой квантов.

4. *Свечение среды с движущейся границей.* Пусть функция  $R(\tau) d\tau$ , определяющая количество энергии, заключенной между оптическими глубинами  $\tau$  и  $\tau + d\tau$ , имеет вид

$$R(\tau) d\tau = (a_0 + a_1 \tau) d\tau. \quad (38)$$

В таком случае интенсивность выходящего из среды излучения будет равна

$$I = a_0 A_0 + a_1 A_1, \quad (39)$$

где использованы обозначения

$$A_k = \int_0^{\infty} P(\tau) \tau^k d\tau. \quad (40)$$

Для определения величин  $A_k$  подставим (13) в (40) и проинтегрируем при  $k=0$  и  $k=1$ . Получим

$$A_0 = \frac{\lambda}{2} \frac{1+v}{1-\lambda} - \frac{\lambda}{2} \frac{1-v}{1-\lambda} A, \quad (41)$$

Выполняя в (24) указанные замены, находим

$$\bar{\rho}(s) = \frac{1}{1-v} \left[ \frac{2}{\lambda} (1+s) - 1 - \frac{2}{\lambda} \sqrt{(1+s)(1+s-\lambda) + \frac{\lambda^2 v^2}{4}} \right]. \quad (29)$$

Обращая преобразование Лапласа методом контурного интегрирования, приходим к точному выражению для искомой функции

$$\rho(u) = \frac{2\lambda}{\pi(1-v)} \int_{1-\frac{\sqrt{1-v^2}}{2}}^{1+\frac{\sqrt{1-v^2}}{2}} \sqrt{x(1-x) - \frac{v^2}{4}} e^{-(1-x)u} dx. \quad (30)$$

Для больших значений  $\lambda u$  и  $v^2 \ll 1$  имеет место следующее асимптотическое представление:

$$\rho(u) = \frac{e^{-(1-\lambda)u - \frac{v^2}{4}u}}{(1-v)u\sqrt{\pi\lambda}u}. \quad (31)$$

При  $v = -1$  из (30) следует физически очевидный результат  $\rho(u) \equiv 0$ , то есть от среды, граница которой движется наружу со скоростью света, кванты не отражаются. При  $v = +1$

$$\rho(u) = \frac{\lambda}{2} e^{-\left(1-\frac{\lambda}{2}\right)u}. \quad (32)$$

Последний результат совпадает с формулой для  $\rho(u)$  в случае  $t_1 \gg t_2$  и  $v \gg 1$  [1].

Формулу (32) легко получить непосредственно из физических соображений. Именно, вероятность того, что квант испытает одно рассеяние и через промежуток времени  $u$  отразится от среды, граница которой движется внутрь со скоростью света, равна  $\frac{\lambda}{2} e^{-u}$ . Тогда для вероятности отражения кванта, испытавшего  $n$  рассеяний, имеем

$$\rho_n(u) = \left(\frac{\lambda}{2}\right)^n \frac{u^{n-1}}{(n-1)!} e^{-u}. \quad (33)$$

Суммирование (33) по  $n$  от 1 до  $\infty$  дает формулу (32). Отметим, что (32) можно получить из (25) с учетом (28).

Подсчитаем среднее время, затрачиваемое квантами на отражение от среды

$$\bar{u} = \frac{Z}{A}, \quad (34)$$

где

$$Z = \int_0^{\infty} \rho(u) u du. \quad (35)$$

Для определения  $Z$  воспользуемся тем, что эта функция связана с  $\bar{\rho}(s)$  следующим соотношением:

$$Z = - \left. \frac{\partial \bar{\rho}(s)}{\partial s} \right|_{s=0}. \quad (36)$$

Зная  $Z$  и  $A$ , по формуле (34) легко находим

$$\bar{u} = \frac{1}{\sqrt{1 - \lambda + \frac{\lambda^2 v^2}{4}}}. \quad (37)$$

В последнем результате несколько неожиданным кажется то обстоятельство, что величина  $\bar{u}$  не зависит от направления движения границы среды. Этот вывод можно понять, если учесть что с уменьшением  $v$  убывает доля отраженных средой квантов.

4. *Свечение среды с движущейся границей.* Пусть функция  $R(\tau) d\tau$ , определяющая количество энергии, заключенной между оптическими глубинами  $\tau$  и  $\tau + d\tau$ , имеет вид

$$R(\tau) d\tau = (a_0 + a_1 \tau) d\tau. \quad (38)$$

В таком случае интенсивность выходящего из среды излучения будет равна

$$I = a_0 A_0 + a_1 A_1, \quad (39)$$

где использованы обозначения

$$A_k = \int_0^{\infty} P(\tau) \tau^k d\tau. \quad (40)$$

Для определения величин  $A_k$  подставим (13) в (40) и проинтегрируем при  $k=0$  и  $k=1$ . Получим

$$A_0 = \frac{\lambda}{2} \frac{1+v}{1-\lambda} - \frac{\lambda}{2} \frac{1-v}{1-\lambda} A, \quad (41)$$

$$A_1 = \frac{\lambda}{2} \frac{(1+v)^2}{1-\lambda} + \frac{\lambda}{2} \frac{(1-v)^2}{1-\lambda} A + \frac{\lambda v}{1-\lambda} A_0, \quad (42)$$

где  $A$  — альbedo среды. Подстановка (41), (42) и (24) в (39) дает интенсивность выходящего из среды излучения  $I$ .

Для установления зависимости светимости среды от времени  $I(u)$  поступим следующим образом. Найдем сначала преобразование Лапласа от  $I(u)$ .

$$\bar{I}(s) = \int_0^{\infty} e^{-su} I(u) du. \quad (43)$$

Это легко сделать, воспользовавшись соотношением (14), из которого следует, что

$$\bar{I}(s) = I \left\{ \frac{\lambda}{1+s}, v \right\}. \quad (44)$$

Выполняя в выражении для  $I$  замены согласно (44), получим

$$\bar{I}(s) = \alpha_0 \bar{A}_0(s) + \alpha_1 \bar{A}_1(s), \quad (45)$$

где

$$\bar{A}_0(s) = \frac{\lambda}{2} \frac{1+v}{1+s-\lambda} - \frac{\lambda}{2} \frac{1-v}{1+s-\lambda} \bar{\rho}(s), \quad (46)$$

$$\bar{A}_1(s) = \frac{\lambda}{2} \frac{(1+v)^2}{1+s-\lambda} + \frac{\lambda}{2} \frac{(1-v)^2}{1+s-\lambda} \bar{\rho}(s) + \frac{\lambda v}{1+s-\lambda} \bar{A}_0(s). \quad (47)$$

Обращая (46) и (47), находим при  $\lambda = 1$

$$A_0(u) = \frac{1+v}{2} e^{-\frac{u}{2}} + v + \frac{1}{\pi} \int_{\frac{1-\sqrt{1-v^2}}{2}}^{\frac{1+\sqrt{1-v^2}}{2}} e^{-xu} \sqrt{x(1-x) - \frac{v^2}{4}} \frac{dx}{x}, \quad (48)$$

$$A_1(u) = \frac{(1+v)^2}{2} u e^{-\frac{u}{2}} + 2 + uv^2 - v(1-v) - \quad (49)$$

$$- \frac{1-v}{\pi} \int_{\frac{1-\sqrt{1-v^2}}{2}}^{\frac{1+\sqrt{1-v^2}}{2}} e^{-xu} \sqrt{x(1-x) - \frac{v^2}{4}} \frac{dx}{x}$$

$$-\frac{v}{\pi} \int_{\frac{1-\sqrt{1-v^2}}{2}}^{\frac{1+\sqrt{1-v^2}}{2}} e^{-xu} \sqrt{x(1-x) - \frac{v^2}{4}} \frac{dx}{x^2} \quad (49)$$

Положим  $a_0 = a_1 = I_0$ . Сложив (48) и (49), в соответствии с (45) получим точное выражение для интенсивности излучения, выходящего из среды с движущейся границей

$$I(u) = I_0 \left\{ \left| \frac{1+v}{2} + \frac{(1+v)^2}{2} u \right| e^{-\frac{u}{2}} + \right. \quad (50)$$

$$\left. + 2 + v^2(u+1) - \frac{v}{\pi} \int_{\frac{1-\sqrt{1-v^2}}{2}}^{\frac{1+\sqrt{1-v^2}}{2}} e^{-xu} \sqrt{x(1-x) - \frac{v^2}{4}} \frac{1-x}{x^2} dx, \right.$$

где  $I_0$  — интенсивность излучения, выходящего из стационарной среды при  $u \rightarrow \infty$ , в которой распределение энергии в момент  $u = 0$  задано формулой (38).

Из (50) можно получить асимптотическую формулу, справедливую для  $u \gg v^{-2}$

$$I(u) = I_0 v^2 u, \quad (51)$$

откуда следует, что светимость среды с движущейся внутрь границей с течением времени возрастает.

Ленинградский Государственный  
университет

## ON THE THEORY OF LIGHT SCATTERING IN A MEDIUM WITH A MOVING BOUNDARY

V. V. LEONOV

The problem of light scattering in a one-dimensional semi-infinite homogeneous medium with a moving boundary is considered. The differential equation for the probability of escape of the quantum from the medium, allowing for both time parameters  $t_1$  and  $t_2$ , is obtained. An explicit expression of quantum reflection probability and the quantum emergence probability from the medium when  $t_2 \gg t_1$  are given.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. В. Леонов, *Астрофизика*, 4, 207, 1968.
2. С. А. Каплан, В. Н. Сиверс, *Астрон. ж.*, 37, 824, 1960.
3. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, 1956.
4. И. Н. Минин, *Вестн. ЛГУ*, № 13, 137, 1959; 19, 124, 1962.
5. С. А. Каплан, И. А. Климишин, В. Н. Сиверс, *Астрон. ж.*, 37, 9, 1960.
6. И. Н. Минин, *Астрофизика*, 1, 173, 1965.

## КВАЗАРЫ КАК ПРОТОСКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК

Б. А. ВОРОНЦОВ-ВЕЛЬЯМИНОВ

Поступила 14 мая 1969

Предлагается гипотеза, по которой плотные тела квазары, по временам превращающиеся в квазары, распадаются на компоненты, а дальнейшая их каскадная фрагментация ведет к образованию групп и скоплений галактик. На всех последующих ступенях фрагментации и эволюции квазаров продолжается рекуррентное нетепловое радиоизлучение, а доля оптического нетеплового излучения убывает. Эта гипотеза объясняет отсутствие квазаров в скоплениях галактик, их сложную радиоструктуру, детали строения скоплений и расположения в них радиогалактик. Гравитационный компонент красного смещения делается заметным, а требования к выходу энергии на единицу массы квазара несколько сокращаются. Гипотеза конкретизирует идеи Амбарцумяна о каскадной фрагментации плотного вещества и рассеяния фрагментов в форме распадающихся звездных систем.

Гипотеза о выбросе облаков релятивистской плазмы с релятивистскими же скоростями из квазаров и радиогалактик стала общепринятой. Радиогалактика часто является ярчайшим членом скопления, но вокруг квазаров скоплений галактик не обнаружено, хотя подавляющее большинство галактик находится в скоплениях. Это мешает считать радиогалактику более поздней стадией существования квазара. Идеи Амбарцумяна о возникновении галактик из сверхплотного вещества и о его дроблении, с образованием новых ядер галактик-спутников, идеи о выбросе звездных групп, или масс газа им равных, за последнее время получили распространение. Некоторые частные варианты таких представлений о фрагментации галактик, подкрепленные новыми фактами, недавно высказаны Арпом [1] и Серсиком [2].

Рассмотрение квазаров в качестве коллапсирующих „сверхзвезд“, помимо ряда уже указывавшихся в печати недостатков, плохо еще следующим. При массе не свыше  $10^8$  масс Солнца их нельзя свя-

звать эволюционно ни с каким известным нам видом небесных тел или их систем. Такой массы хватило бы лишь на карликовую галактику или группу шаровых скоплений, какие нам не известны. С другой стороны, допуская разлет групп и членов скоплений галактик, не указывают объектов им предшествующих во времени.

Очень многое укладывается в логически стройную картину, если, развивая идеи Амбарцумяна о фрагментации плотного вещества, допустить, что квазары и квазаги являются предшественниками групп и скоплений галактик. В них квазаги превращаются постепенно путем последовательной, каскадной фрагментации. Пространственные плотности квазаров — квазагов оказываются того же порядка, что размер больших скоплений и ячеек неоднородности в Метагалактике. Так, по Караченцеву [3] последняя величина составляет  $6 \times 10^7$  пс, а по Двикки [4] диаметр ячейки, вмещающей эквивалент одного большого скопления, составляет  $4 \times 10^7$  пс. Из оценки же Сандейджа [5] следует, что один квазаг приходится на объем около  $5 \times 10^7$  пс. Дисперсия масс и сечимостей квазаров объясняет, почему на диаграмме Хаббла они дают большое рассеяние, в противоположность ярчайшим членам скоплений галактик.

Сейчас уже все, по-видимому, согласны с тем, что квазаги являются спокойной стадией квазаров, активность которых в радио диапазоне, в форме выброса облаков релятивистской плазмы, является рекуррентной. Вероятно, трудно различить, какой квазаг представляет состояние между двумя радиовспышками, а какой — состояние, следующее за последней вспышкой объекта. Мы предполагаем, что квазаг, то ли одновременно с превращением его в квазар, путем выброса двух, а иногда одного облака релятивистской плазмы, то ли в период радиопокоя, распадается на два или более плотных тела. Энергия облака релятивистской плазмы, выброшенной со скоростью свыше  $10^5$  км/сек, примерно того же порядка, что выброс массы около  $10^{20} M_{\odot}$  со скоростью 100—1000 км/сек. Это начало фрагментации плотного квазага—квазара является доведением до логического конца, вернее, начала, концепции Амбарцумяна, развитой им еще много лет тому назад.

Путем последовательной фрагментации масса квазара—квазага, превращается в группу, или в скопление галактик, в зависимости от своей массы. Последняя, очевидно, должна быть в пределах  $10^9$ — $10^{13}$  масс Солнца. Вот почему квазары не наблюдаются в скоплениях галактик. Скопления из квазаров постепенно и возникают, а когда возникло скопление галактик, то квазар, как таковой, уже перестает существовать. Максимум плотности квазаров приходится на эпоху, соответствующую  $z = 2$ . Квазаги — молодые образования, и возникающие

из них галактики и их скопления тоже молоды. Возникающие сами по себе, скопления естественно ожидать в более раннюю эпоху Метагалактики. Ей и соответствует  $z = 2$ . Большая, чем у предполагаемых сверхзвезд масса квазаров—квазагов требует меньшего выхода энергии на единицу массы и тем может быть облегчит решение энергетической трудности, связанной с этими объектами.

Распад квазаров—квазагов объясняет существование сложных и кратных радиоструктур у радиоисточников очень малого углового диаметра. Это же объясняет существование у них нескольких систем абсорбционных линий. Они образуются в атмосферах компонентов, тогда как эмиссии исходят скорее из их общей атмосферы, вне проекции ее на диски компонентов. В сочетании с большим гравитационным красным смещением этих плотных, массивных компонентов и с их относительным движением, возможно в некоторых случаях возникновение абсорбционных компонентов с красным смещением, большим, чем у эмиссионных линий. Процесс деления квазара, изменение его при этом и движения компонентов объясняют разные быстрые изменения, наблюдаемые в спектрах. С этим же и с пульсацией связаны и колебания блеска и радиоизлучения. Радиоизлучение является рекуррентным и долго сохраняется таким у многих осколков квазаров, становящихся галактиками. Оно по временам проявляется у образовавшихся галактик типа E, у спиральных, называемых галактиками Сейферта, и у других. Загадочная первопричина нетеплового радиоизлучения скрыта, по-видимому, в очень малых и плотных телах, находящихся в центре галактик. В самом деле, в большинстве эллиптических галактик и радиогалактик явного ядра не видно. И в M87 выброс „из ядра“ в действительности связан с очень размытым сгущением, которое, как ядро, гораздо размытее, чем звездообразные ядра ряда не радиоизлучающих галактик Сейферта, M32, M31 и других. Вероятно, то ядро, которое иногда порождает радиоизлучение, невидимо и, следовательно, мало. Оно может светиться слабо, но иметь большую массу, особенно если оно еще способно делиться дальше.

Деление плотных ядер взрывоподобно и потому бесконечно разнообразно в смысле распределения осколков по массе, но в общих чертах, по аналогии с фрагментацией твердых тел должно давать фрагментов тем больше, чем они меньше. Как раз такой вид имеет, по Цвикки, функция светимости галактик в скоплениях. Но, как известно, масса галактик пропорциональна их светимости. Последовательная фрагментация компонентов квазара объясняет таким образом и их распределение по массам, и частое существование вторичных группировок и скупиваний внутри скоплений, а также образование рассеянных скоплений или облаков типа Б. Медведицы.

Заметим, что светимость квазаров как раз соответствует светимости большого скопления галактик. Но если основная доля этого свечения имеет нетепловую природу, то этому совпадению не надо придавать большого значения. Плотная дозвездная, догалактическая масса квазара, в целом, может быть даже несветящейся, как не светятся иногда радиоизлучающие ядра эллиптических галактик.

Предлагаемая гипотеза объясняет, почему радиогалактикой оказывается часто именно главный и центральный член скопления галактик. Достаточно мощное радиоизлучение его, вместе с массой, является главной долей, наследством плотного вещества, оставшимся после квазара. Учитывая рекуррентность радиоизлучения, можно ожидать, что в скоплении Девы галактика NGC 4172, немного более яркая, чем M 87, тоже была и еще будет радиогалактикой.

Стадией, наиболее близкой к квазарам — квазагам, являются, по-видимому, N — радиогалактики и тождественные им голубые компактные не радиоизлучающие галактики Цвикки. Нетепловое оптическое излучение, по-видимому, более устойчивое, чем нетепловое радиоизлучение, в последующих стадиях эволюции составляет все меньшую долю от общего излучения, попутно с уменьшением плотной дозвездной массы за счет дальнейшей фрагментации и перехода ее в состояние звезд и диффузного газа. N — галактики, тождественные голубым компактным галактикам Цвикки (и те, и другие по временам теряющие и восстанавливающие значительное радиоизлучение), уже встречаются в составе скоплений, среди их главных членов. Одновременно с ними, или из них, должны возникать главные члены многих скоплений типа выделенного нами [6] в 1963 г. Морган впоследствии [7] обозначил выделенный нами тип как cD (Это обозначение неудачно, так как через D Морган обозначает плоские системы без пыли, SO — по классификации Хаббла). Это объекты наивысшей светимости со сложным двойным или кратным ядром и с колоссальным ореолом. Компоненты тесного ядра не похожи на эллиптические галактики, но имеют отличное от них распределение яркости вдоль радиуса. Ярким примером этих галактик, иногда радиоизлучающих, а чаще нет, является NGC 6166 — главный член скопления Эйбелл 2199. Он изучался Минковским [8] и Барбидж [9]. Это радиогалактика 3C 388. Четыре ее компонента так близки друг к другу, что их периферийные части проникают друг в друга, создавая общую оболочку. Степень их концентрации различна. Ядро главного члена имеет слабое излучение [ОН] в  $\lambda 3727 \text{ \AA}$ . Разность лучевых скоростей достигает 570 км/сек и, по исследованию Минковского, система компонентов либо разлетается, либо имеет массу более  $10^{13}$  масс Солнца и  $M/L$  около 150, вместо нормальных 20—50. Статистически для двойных галактик типа E. Пэйдж получал тоже высокое

$\sigma/L = 100$ . Повышенные массы тесных пар, иногда даже соединенных перемычкой, из которых одни (NGC 4782—3) являются сейчас радиогалактиками, а другие (NGC 750—1) нет, возможны, если в них еще имеется не видимое нам плотное и не светящееся вещество. И, в то же время, они должны быть разлетающимися системами, вероятно, способными к дальнейшей фрагментации, к созданию спутников—карликов.

Тесные двойные и кратные системы, в том числе взаимодействующие, должны быть самыми молодыми системами, как уже давно указывалось Амбарцумяном. Любопытно, что иногда меньшие массы выбрасываются лишь в одну сторону из главного тела. Это видно и по одностороннему плазменному придатку к квазару 3С 273, и по выбросу из М 87, и по цепочкам сгустков, выброшенных и из NGC 3561 и из 3С 1182 [10]. Приходится признать, что иногда масса выбрасывается с аномально большой скоростью. Известны уже три случая, когда несомненный физический член тесной группы имеет лучевую скорость, резко отличающую от скорости остальных членов. Это IC 3481—3, где три галактики соединены общей перемычкой. Скорость одной из них *меньше*, чем скорости остальных на 7100 км/сек. Это тесный квинтет Стефана, где скорость одной галактики примерно на 6000 км/сек *меньше* скорости остальных. Самое замечательное, что в цепочке пяти галактик VV 172, находящихся во взаимном контакте, у одной из них скорость на 21 000 км/сек *больше*, чем у остальных. Чем больше встречается таких случаев, тем ближе к достоверности реальность массивных выбросов с такой большой скоростью. Определение лучевых скоростей в тесных взаимодействующих группах — очень актуальная задача. Скорости поперек луча зрения можно оценить по таким системам, как 3С 1182. Крайний сгусток, выброшенный из нее  $10^8$  лет тому назад, летел бы со скоростью около 300 км/сек.

Красное смещение компонента группы, сильно отличающееся от среднего то в одну сторону, то в другую, показывает, что оно обусловлено не гравитационным красным смещением, а движением, хотя наличие последнего, вероятно, и может завышать наблюдаемое  $Z$ .

Возникает существенный вопрос: является ли реально единственной известной карликовой конденсированной галактикой, притом с эмиссиями, двойной объект, открытый Арпом [11]? Это пара галактик с диаметрами по  $1''$  и с расстоянием между ними  $1''$ . Обе около  $18^m$  и с  $M = -13$ , если расстояние брать по их красному смещению 1326 км/сек. Но не может ли быть, что это выброшенный в нашу сторону член какой-либо далекой группы, видимо, тоже слабых галактик с красным смещением, много большим, может быть, до 10 000 км/сек.

или более? Тогда это будет не исключительный объект, а нормальная голубая компактная галактика, какую мы полагаем звеном эволюции, близким к квазарам.

Мы набросали схематически картину плотных квазаров и квазаров, превращающихся путем фрагментации в группы и скопления галактик, с рекуррентными эпохами усиленного радиоизлучения на всех последующих ступенях фрагментации. Фрагментация идет с чередованием выбросов то релятивистской и обычной плазмы в форме облаков и струй, то плотных тел, фрагментирующих затем быстро в меньшие звездные системы. Возможно, что промежуточной фазой при этом является состояние плотного газа, возникающего из дозвездного плотного тела, и затем конденсирующегося в звезды быстрее, чем в случае очень разреженного начального газа.

По-видимому, Хойл и Барбидж [12] и Арп [1] первые попытались немного подробнее обсудить состояние масс, выбрасываемых при фрагментации, и пришли к выводу, что это скорее всего должны быть плотные тела, как и считал с самого начала В. А. Амбарцумян. Другое положение вещей, особенно принимая во внимание вращение выброшенных систем, трудно себе представить. Подтверждается также мнение Амбарцумяна, что взаимодействующие галактики находятся в процессе их отделения друг от друга.

Государственный астрономический институт  
им. П. К. Штернберга

## QUASARS AS PROTOCLUSTERS OF GALAXIES

B. A. VORONTSOV-VELYAMINOV

A hypothesis is suggested that the dense bodies-QSG, from time to time transforming into QSS, disrupt into components. Their subsequent cascading fragmentation leads to the formation of groups and of clusters of galaxies. Along the succeeding steps of fragmentation and evolution of QSS the recurrent nonthermal radioemission persists, while the share of the optical nonthermal emission diminishes. The hypothesis explains the absence of QSS in the clusters of galaxies, their complicated radio structure, the details of the structure of clusters and of the place occupied by radiogalaxies. The gravitational component of the redshift becomes noticeable and the requirements to the energy production per mass unit of QSS somewhat diminishes. The hypothesis is but a concretization of the Ambartsumian's idea of the cascading fragmentation of dense matter and of the dispersion of the fragments in the form of stellar systems.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *H. Arp*, P.A.S.P., 80, 129, 1958.
2. *J. Serstic*, A.S.P. Zeaflet, 453, 1967; *Астрофизика*, 4, 105, 1968.
3. *И. Д. Караченцев*, *Астрофизика*, 2, 307, 1966.
4. *F. Zwicky, K. Rudnicki*, *Ap. J.*, 137, 707, 1963.
5. *A. Sandage*, *Ap. J.*, 140, 1560, 1955; 143, 757, 1957.
6. *Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. Архипова*, *Морфологический каталог галактик, части II—IV*, М., 1963—1968.
7. *В. А. Vorontsov-Velyaminov*, *Observatory*, 85, 212, 1965.
8. *R. Minkowski*, *A.J.*, 66, 588, 1961.
9. *M. Burbidge*, *A.J.*, 159, 1134, 1964.
10. *A. Stockton*, *A.J.*, 73, 887, 1968.
11. *H. Arp*, *Ap. J.*, 142, 402, 1965.
12. *F. Hoyle, G. Burbidge*, *Ap. J.*, 144, 539, 1966.



АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР  
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 6

ФЕВРАЛЬ, 1970

ВЫПУСК 1

ГРАВИТАЦИОННОЕ СЖАТИЕ СФЕРИЧЕСКОГО ОБЛАКА

Я. Б. ЗЕЛЬДОВИЧ, Я. М. КАЖДАН

Поступила 30 июня 1969

В работе рассмотрены две задачи: 1) сжатие газа с конечным давлением, в начальный момент равномерно распределенного по шару и 2) сжатие холодного газа или пыли ( $P_0 = 0$ ), но с учетом неравномерного распределения плотности.

В первой задаче получены асимптотики движения в окрестности идущей к центру градицы возникшей волны разрежения и в окрестности центра при временах, близких к моменту фокусирования волны разрежения, если начальная плотность  $\rho_0 \rightarrow 0$ , и исследуется конечное состояние газа при временах  $t \rightarrow \infty$ .

Во второй задаче исследуется асимптотика движения в окрестности центра за отраженной ударной волной.

В настоящее время с разных точек зрения обсуждаются явления, происходящие при сжатии газового облака под действием гравитации. В отсутствие давления, при равномерной начальной плотности и начальной скорости, равной нулю (или распределенной „по Хабблу“  $u = Hr$ ), как известно, возникает одновременное сжатие всего вещества до бесконечной плотности. Представляет существенный интерес выяснение тех физических факторов, которые в действительности ограничивают рост плотности.

С одной стороны, такую роль может играть отклонение от сферической симметрии и вращение. Однако и в рамках сферически симметричной задачи учет давления ограничивает сжатие. При показателе адиабаты  $\kappa > 4/3$  всегда существует равновесное состояние. Представляет интерес процесс установления равновесия, который может сопровождаться сбросом части массы и колебаниями.

Ниже будут рассмотрены две задачи:

1) Сжатие газа с конечным давлением, в начальный момент равномерно распределенного по шару и 2) сжатие холодного газа ( $p_0=0$ ), но с учетом неравномерного распределения плотности и того, что после прохождения ударной волны газ разогревается и создает давление.

В первой задаче в начальный момент газ заполняет шар радиуса  $R_0$  с постоянной плотностью  $\rho_0$  и постоянным давлением  $p_0$ ; начальная скорость везде равна нулю.

В первом периоде движения масса газа разделяется на внутреннюю часть, в которой плотность, изменяясь со временем, остается независимой от координаты

$$\rho = F(\rho_0, t, t_0), \quad r < R_1.$$

В этой части скорость движения вещества направлена к центру и линейно зависит от расстояния

$$u = -H(\rho_0, t, t_0)r, \quad r < R_1.$$

Во внешней части по веществу идет волна разрежения, возникающая вследствие того, что в начальный момент на границе ( $r = R_0, t = t_0$ ) имел место разрыв давления. Другими словами, на границе происходит истечение газа в пустоту. Наружная частица мгновенно приобретает

скорость, равную  $\frac{2}{x-1}c_0 = \frac{2\sqrt{x}}{x-1}\sqrt{\frac{p_0}{\rho_0}}$  и с этой начальной скоростью движется в поле тяготения рассматриваемой массы. Граница между внутренней и внешней областью распространяется со скоростью звука внутрь, с учетом движения вещества

$$\frac{dR_1}{dt} = u - c = -HR_1 - \sqrt{x\frac{p}{\rho}},$$

причем  $u$  и  $c$  вычисляем в соответствии с состоянием вещества во внутренней области. Удобно воспользоваться лагранжевой координатой  $z = \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi}m}$ , где  $m$  — масса, заключенная внутри сферы с данным  $\xi$ . Тогда имеем

$$\frac{dz_1}{dt} = -c\sqrt[3]{\frac{p}{\rho}}.$$

В определенный момент  $t_1$  достигается  $\xi_1 = R_1 = 0$ , т. е. внутренняя, неразгруженная область исчезает. После этого момента движение необходимо находить численными расчетами.

Выясним вопрос о плотности вещества в центре в момент  $t_1$ .

Закон возрастания плотности в неразгруженной области таков, что плотность  $\rho \rightarrow \infty$  при  $t \rightarrow \tau$ , причем асимптотически

$$\rho = \frac{1}{6\pi G(t - \tau)^2} \quad \text{при } t - \tau \ll t_0 - \tau, \quad \rho \gg \rho_0.$$

Достигается ли бесконечная плотность при учете разгрузки? Для ответа на этот вопрос подставим выражение  $\rho$  и соответствующее  $p = p_0 (\rho/\rho_0)^x$  в уравнение движения фронта разгрузки. Получим

$$\frac{dz_1}{dt} = \text{const } \rho^{\frac{3x-1}{6}} \sim (t - \tau)^{\frac{1-3x}{3}}$$

$$z_1 \approx z_0 - a \int (t - \tau)^{\frac{1-3x}{3}} dt = \text{const} - b(t - \tau)^{\frac{4-3x}{3}}.$$

При  $x > 4/3$  значение  $z_1 = 0$  всегда достигается при конечном, отличном от  $\tau$  значении  $t_1$ . Другими словами, при  $x > 4/3$  разгрузка всегда останавливает нарастание плотности раньше, чем будет достигнуто  $\rho = \infty$ . Очевидно, что этот результат самым тесным образом связан с тем фактом, что при  $x > 4/3$  всегда — при любой массе — уравнения гидростатического равновесия с учетом тяготения имеют решение с конечной плотностью.

При данной массе газа  $M_0$  и данной его энтропии (мерой энтропии является отношение  $p_0/\rho_0^x$ ) можно рассматривать решения, соответствующие различной начальной плотности и соответствующему радиусу  $R_0$ .

Оказывается, что при стремлении  $\rho_0 \rightarrow 0$ ,  $R_0 \rightarrow \infty$  существует вполне определенное предельное решение; в частности к определенному пределу стремится плотность в момент  $t_1$ .

Чем меньше  $\rho_0$ , тем больше времени занимает сжатие. Удобно выбрать за нуль времени момент, когда была бы достигнута  $\rho = \infty$  при отсутствии разгрузки, т. е.  $\tau = 0$ .

Следовательно, в рассматриваемом периоде  $t < 0$  в формулах с дробными показателями вместо  $t$  следовало бы писать  $(-t)$ .

Тогда в течение всего периода, когда плотность конечна\* во внутренней области  $\rho = 1/6\pi Gt^2$ .

\* Формула несправедлива при  $\rho$  порядка  $\rho_0$ , но мы рассматриваем  $\rho_0 \rightarrow 0$ , следовательно, когда  $\rho$  конечно,  $\rho_0^2 > 0$ , то  $\rho \gg \rho_0$ , и формула асимптотически применима.

Уравнение волны разрежения:

$$z_1 = \left( \frac{3M_0}{4\pi} \right)^{1/2} \left[ 1 + 3 \frac{(4\pi/3)^{1-x} (x\rho_0 \rho_0^{-x})^{1/2} (9/2 G)^{1-3x} M_0^{-1/2} t^{\frac{4-3x}{3}}}{4-3x} \right]$$

$$z_1 = \left( \frac{3M_0}{4\pi} \right)^{1/2} \left[ 1 - \frac{3 (4\pi/3)^{-1/2} (5/3 P_0 \rho_0^{-5/2})^{1/2} (9/2 G)^{-1/2} M_0^{-1/2} t^{1/2}}{t^{1/2}} \right].$$

Отсюда найдем

$$t_1 = - \left( \frac{(3x-4) M_0^{1/2}}{3 (4\pi/3)^{1-x} (x\rho_0 \rho_0^{-x})^{1/2} (9/2 G)^{1-3x}} \right)^{3/4-3x}; \quad t_1 = - \frac{(15 P_0 \rho_0^{-5/2})^{1/2}}{27 \pi G^2 M_0}$$

$$\rho_1 = \frac{1}{6\pi G} \left( \frac{(3x-4) M_0^{1/2}}{3 (4\pi/3)^{1-x} (x\rho_0 \rho_0^{-x})^{1/2} (9/2 G)^{1-3x}} \right)^{\frac{6}{3x-4}}; \quad \rho_1 = \frac{9G^3 M_0^2 \pi}{2(5 P_0 \rho_0^{-5/2})^3}$$

Все формулы написаны параллельно для произвольного  $x$  и (справа) для  $x = 5/3$ .

Представляется возможным рассмотреть также движение после фокусировки волны разрежения (но при малых  $t - t_1$ ). Оказывается, что волна разрежения, сходящаяся к центру, отражается как слабый разрыв. Подробно расчеты даны в приложении 1.

Каким будет конечное состояние газа при  $t \rightarrow \infty$ ?

Равновесное состояние газа заданной массы  $M$  с политропическим уравнением состояния  $p = B\rho^x$  дается теорией Эмдена. Как известно, давление в центре  $P_l$ , радиус  $R_l$  и полная энергия звезды  $E_l$  даются формулами

$$P_l = \pi(x) [G^{-3x} M^{-2x} B^4]^{1/(4-3x)}; \quad P_l = 0.213 G^5 M^{10/3} B^{-4}$$

$$R_l = r_l(x) [GM^{2-x} B^{-1}]^{1/(4-3x)}; \quad R_l = 1.303 G^{-1} M^{-1/2} B$$

$$E_l = \varepsilon_l(x) [G^{3(1-x)} M^{6-5x} B]^{1/(4-6x)}; \quad E_l = -0.2252 G^2 M^{7/3} B^{-1},$$

где  $\pi(x)$ ,  $r_l(x)$  и  $\varepsilon_l(x)$  за tabулированы, например, в [1]. Правые формулы написаны для  $x = 5/3$ . Любопытно, что  $\rho_1$  по формуле ( $\rho_1 = \rho_0 \rho_0^x \rho_1$ ) с точностью 1% совпадает с  $P_l (M_0 B_0)$  при  $x = 5/3$ .

Однако это совпадение не означает, что по приходе волны разрежения в центр устанавливается равновесное распределение.

В начальном состоянии при  $\rho_0 \rightarrow \infty$  масса  $M_0$  имеет энергию  $E_0 \equiv 0$ . Следовательно, по сохранении энергии из этого состояния нельзя перейти в равновесное состояние той же массы  $M_0$  с  $E_l < 0$ .

Очевидно, что из начального ( $t = -\infty$ ) состояния в пределе при ( $t = \infty$ ) выработается такое состояние: равновесная звезда с массой  $M$  и средней энтропией  $B$  и выброшенный на бесконечность газ. При этом  $M < M_0$  выброшенная масса равна  $(M_0 - M)$ . В выброшенном газе  $p \rightarrow 0$ ,  $\rho \rightarrow 0$ , но скорость его на бесконечности  $v_\infty \neq 0$ .

По порядку величины  $v_\infty$  порядка параболической скорости на поверхности оставшейся звезды.

Примем  $\frac{v_\infty^2}{2} = \alpha GM/R_1$ , где  $\alpha$  — численный коэффициент в расчетах Надежина, например,  $\alpha \approx 0.58$ .

Энтропия  $B$  должна быть несколько больше начальной  $B_0$ , в частности, за счет того, что при затухании колебаний должно произойти превращение механической энергии в тепло. Пренебрежем этим эффектом и составим уравнение энергии

$$E_0 = O = E_t + \Delta m \frac{v_\infty^2}{2} = \varepsilon(x) G^2 M^{7/3} B_0^{-1} + \beta (M_0 - M) G^2 M^{4/3} B_0^{-1},$$

где

$$\beta = \frac{1}{r_1(t)} \alpha.$$

Из этого уравнения найдем

$$\beta (M_0 - M) = \varepsilon(x) M, \quad M = M_0 \frac{\beta}{\beta + \varepsilon(x)},$$

$$\Delta M = M_0 \frac{\varepsilon(x)}{\beta + \varepsilon(x)}, \quad \Delta M \approx 0.425 M_0.$$

Равновесное давление в пределе при  $t = \infty$  соответствует массе  $M$  (а не  $M_0$ ) и по оценке в 6.32 раза меньше давления  $p_1$  в момент прихода разгрузки (для  $\kappa = 5/3$ ).

Соотношение  $p_1$  и  $p_t$  характеризует амплитуду тех колебаний, которые возникают в процессе превращения разреженного газа в равновесную звезду.

Точное решение задачи (даже в пренебрежении излучением тепла и переменностью  $\kappa$ ) требует численного решения уравнений газодинамики в частных производных. Такое решение зависит от конкретных начальных условий, и, казалось бы, возникает бесчисленное количество задач. Однако состояние с плотностью, равномерной по пространству и стремящейся к нулю в начальный момент, очевидно, является выделенным, и именно для такого состояния в первую очередь интересно произвести расчеты. Некоторые характерные результаты такого расчета мы пытались предвосхитить выше.

Обратимся ко второй задаче. Рассматриваем сжатие холодного газа (или пыли),  $p = 0$ ,  $V = 0$  в начальном состоянии. Соответственно равна нулю и скорость звука, нет явления разгрузки, нет препятствий для достижения бесконечной плотности. Решение  $\rho = 1/6\pi Gt^2$  для шара, заполненного пылью, является весьма популярным исходным пунктом ряда исследований, в которых рассматриваются возмущения этого решения. Однако теория малых возмущений не дает ответа на вопросы о том, достигается ли бесконечная плотность и что происходит после этого.

В работе одного из авторов рассматривалось сжатие эллипсоида (а не шара), заполненного веществом. При этом изменяется закон нарастания плотности: происходит сжатие в лепешку (а не в точку), так что  $\rho \sim t^{-1}$  (вместо  $\rho \sim t^{-2}$  в случае шара).

В настоящей работе рассматривается сферически симметричное распределение, с начальным распределением плотности, неоднородно возрастающим к центру.

Соответственно в центре  $\rho = \infty$  будет достигнуто раньше, чем в любой другой точке. Первый возникающий вопрос: как именно стремится  $\rho \rightarrow \infty$ , какова асимптотика функции  $\rho(r, t)$  в окрестности  $\tau$  такого, что  $\rho(0, \tau) = \infty$ ? Второй вопрос: что будет при  $t > \tau$ ? Предположение о давлении, равном нулю, может служить разумной идеализацией при  $t < \tau$  до достижения  $\rho = \infty$ . При приближении  $t = \tau$  в действительности возникнет высокое давление уже за счет упругости холодного вещества и сжатие будет остановлено. Возникнет расходящаяся ударная волна. На фронте ударной волны происходит рост энтропии и нагревание вещества; возникает давление, зависящее только от скорости вещества перед фронтом и показателя адиабаты.

Упругость холодного вещества, будучи принципиально важной, влияет лишь на малую область — тем меньшую, чем меньше начальная плотность. Движение вне этой области можно рассматривать, задаваясь уравнением состояния идеального газа с фиксированным  $\chi$ , температурой, равной нулю в начальном состоянии и отличной от нуля после сжатия в ударной волне.

Решение задачи для произвольного начального задания  $\rho(r)$ , очевидно, требует численного расчета. Однако движение при  $t < \tau$  (когда  $p = 0$ ) рассматривается элементарно. Особенность решения близ  $r = 0$ ,  $t = \tau$  должна быть выяснена аналитически. Такое исследование нельзя заменить численным расчетом.

Для исследования особенности достаточно задать разложение

$$t = 0, \quad \rho = a - br^2, \quad u = 0.$$

Выкладки вынесены в приложение II. Результаты расчета сводятся

к следующему: в некоторый момент  $t_1$  достигается бесконечная плотность в центре. В этот момент в окрестности центра плотность распределена по степенному закону  $\rho \sim r^{-12/7}$ . Распределение скорости дается выражением  $u \sim r^{1/7}$ . В этот момент в центре возникает ударная волна, которая распространяется от центра, останавливая движение вещества к центру. Амплитуда ударной волны зависит от скорости, с которой вещество падает на фронт волны. Так как при  $r \rightarrow 0$  и  $u \rightarrow 0$ , то в момент зарождения в центре амплитуда волны в пределе равна нулю. Вещество в центре находится в таком состоянии, что при конечном давлении достигается бесконечная плотность. Но с учетом сил тяготения даже  $m \rightarrow 0$  при  $\rho \rightarrow \infty$  может дать давление  $p \rightarrow \infty$ . И, действительно, исследование уравнений приводит к выводу, что при  $t > t_1$ , после того, как ударная волна ушла из центра, в центре остается вещество, распределенное по закону

$$u \sim r^{1/7}, \quad \rho = r^{-12/7}, \quad p \sim r^{-10/7}, \quad l^2 \sim r^{-10/7}.$$

Скорость вещества  $u \rightarrow 0$ , т. е. мы имеем дело со сгустком, который сдерживается силами тяготения.

### Приложение I

Идеальный газ с показателем адиабаты  $\kappa$ , имеющий постоянные плотность  $\rho_0$ , давление  $p_0$  и скорость  $u = 0$ , в начальный момент  $t = 0$  заполняет шар радиуса  $a$ . Вне шара вакуум, поэтому сразу же на границе шара возникает центрированная волна разрежения, идущая к центру. Если зафиксировать массу газа  $M_0$  и энтропию  $B = p_0/\rho_0^\kappa$ , то для показателей адиабаты  $\kappa > 5/3$  можно найти асимптотику газодинамических величин в окрестности фокусирования волны разрежения, при стремлении начального радиуса шара к  $\infty$ . Исследование удобно вести в безразмерных величинах:

$$r = a_0 \bar{r}, \quad m = M_0 \bar{m}, \quad \frac{1}{\rho} = \bar{\rho} = \frac{a_0^3}{M_0} \bar{v}, \quad t = \sqrt{\frac{a_0^3}{M_0 G}} \bar{t}, \quad u = \sqrt{\frac{GM_0}{a}} \bar{u};$$

(черточки в дальнейшем опустим).

В невозмущенной волной разрежения части шара значения газодинамических функций, определяемые гравитацией, хорошо известны (см. также приложение II)

$$\frac{\dot{u}^2}{2} = \frac{1}{R} - 1, \quad V = \frac{4\pi}{3} R^3, \quad t = - \int_1^R \frac{V \sqrt{R} dR}{V \sqrt{2(1-R)}}, \quad (1)$$

где  $R(t) = m^{-1/3} r$ ,  $u(t) = m^{-1/3} u(t)$ .

Пусть  $R(t_0) = 0$  (т. е.  $t_0$  — момент, при котором вся масса собралась бы в центр). При достаточно малых  $t_0 - t$  в невозмущенном газе

$$r \approx \frac{3^{2/3}}{2^{1/3}} m^{1/3} (t_0 - t)^{2/3}, \quad v \approx 6\pi (t_0 - t)^2, \quad u \approx - \frac{2^{2/3}}{3^{1/3}} m^{1/3} (t_0 - t)^{-1/3}. \quad (2)$$

Уравнение крайней левой характеристики, идущей по невозмущенному газу, будет

$$1 - m^{1/3} = f(t), \quad \text{где} \quad f(t) = \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{\frac{1-x}{2}} A \int_0^t R^{\frac{1-3x}{2}} dt, \quad (3)$$

$$A = \sqrt{a^{4-3x} B M_0^{x-2} G^{-1}}.$$

Очевидно, при  $x > 4/3$  момент фокусирования  $t_1$  ( $f(t_1) = 1$ ) меньше  $t_0$ , ибо  $f(t_0) = \infty$ , причем чем больше  $a$ , тем меньше  $A$ , следовательно, тем меньше  $t_1 - t_0$ . Значит, при достаточно большом  $a$  и  $t$  близком к  $t_1$  в невозмущенном газе справедлива асимптотика (2). В этих условиях

$$t_0 - t_1 \approx \left[ \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{\frac{1-x}{2}} \frac{3A}{3x-4} \left(\frac{9}{2}\right)^{\frac{1-3x}{6}} \right]^{\frac{3}{3x-4}}. \quad (4)$$

В области волны разрежения в качестве независимых переменных естественно принять  $t$  и  $\xi = (1 - m^{1/3})/f(t)$ . Линии  $\xi = 1$  и  $\xi = 0$  суть характеристики, ограничивающие волну разрежения. При достаточно малых  $t$  в области волны разрежения:

$$r \approx 1 + \frac{2}{3C(x-1)} \left(1 - \frac{x+1}{2} \xi^{\frac{x-1}{x+1}}\right) t, \\ u \approx \frac{2}{3(x-1)C} \left(1 - \xi^{\frac{x-1}{x+1}}\right), \quad (5)$$

$$v \approx \frac{4\pi}{3} \xi^{-\frac{2}{x+1}}. \quad \text{Здесь} \quad C = \frac{1}{3A} \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{\frac{x-1}{2}}.$$

В окрестности характеристики  $\xi = 1$  асимптотику газодинамических функций будем искать в виде:

$$\begin{aligned} r &= m^{1/3} R(t) + (\xi - 1)^2 r_1(t) + (\xi - 1)^3 r_2(t) + \dots \\ u &= m^{1/3} u(t) + (\xi - 1) u_1(t) + (\xi - 1)^2 u_2(t) + \dots \\ v &= V(t) + (\xi - 1) v_1(t) + (\xi - 1)^2 v_2(t) + \dots \end{aligned} \quad (6)$$

Уравнения, определяющие функции  $r_1(t)$ ,  $u_1(t)$ ,  $v_1(t)$ , получаются в результате подстановки разложений (6) в газодинамическую систему

$$v = 4\pi r^2 \frac{\partial r}{\partial m}; \quad \frac{\partial r}{\partial t} = u; \quad \frac{\partial u}{\partial t} = 4\pi A^2 r^2 v^{-(x+1)} \frac{\partial v}{\partial m} - \frac{m}{r^2} \quad (7)$$

и сравнения коэффициентов при одинаковых степенях  $(\xi - 1)$ :

$$\begin{aligned} u_1 &= -2 \frac{f'}{f} r_1, \quad v_1 = -\frac{8\pi}{3f} R^2 r_1, \\ 2u_1' - \left( \frac{f'}{f} + \frac{f''}{f'} + \frac{2f''}{1-f} \right) u_1 - (x+1) \frac{u_1^2}{Rf} &= \frac{f}{R^2}. \end{aligned} \quad (8)$$

Асимптотика (5) определяет начальные условия

$$t = 0, \quad u_1 = -\frac{2}{3(x+1)} \quad (9)$$

При достаточно большом начальном радиусе шара  $a$  и малых значениях  $t - t_1$  можно коэффициенты в системе (8) заменить их разложениями, полученными при помощи формул (2) и (4), после чего легко получить асимптотику функций  $u_1$ ,  $r_1$ ,  $v_1$  при  $t \rightarrow t_1$

$$u_1 \approx \frac{1}{\varepsilon x \ln x}, \quad r_1 \approx \frac{(3x-4)^2}{4} \frac{\varepsilon^2}{x \ln x}, \quad v_1 \approx \frac{\pi}{6} \frac{(3x-4)^6}{(x+1)^7} \frac{\varepsilon^6}{x \ln x}, \quad (10)$$

где

$$x = 1 - f, \quad \varepsilon = \left( \frac{2}{9} \right)^{1/3} \frac{3(x+1)}{3x-4} (t_0 - t_1)^{1/3}.$$

Введя переменную

$$\eta = x m^{-1/3} \quad (11)$$

и воспользовавшись асимптотическими формулами (2), (4), (10), можно разложение (6) в окрестности характеристики, идущей в центр ( $\eta=1$ ) при  $t \rightarrow t_1$ , переписать в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 r &= \frac{1}{2} \left( \frac{3x-4}{x+1} \right)^2 \varepsilon^2 m^{1/3} \left[ 1 - \frac{(\eta-1)^2}{2(x+1)\eta \ln x} + \dots \right] \\
 u &= -\frac{2(3x-4)}{x+1} \frac{m^{1/3}}{\varepsilon} + \frac{1}{\varepsilon \ln x} \frac{\eta-1}{\eta} + \dots \\
 v &= \frac{\pi}{6} \left( \frac{3x-4}{x+1} \right)^3 \varepsilon^3 \left[ 1 + \frac{1}{(x+1) \ln x} \frac{\eta-1}{\eta} + \dots \right]
 \end{aligned} \quad (12)$$

Очевидно, эта асимптотика справедлива лишь при малых значениях  $\eta - 1$ .

Асимптотику в полной окрестности точки ( $m = 0$ ,  $t = t_1$ ) будем искать в виде:

$$\begin{aligned}
 r &\approx \frac{1}{2} \left( \frac{3x-4}{x+1} \right)^2 \varepsilon^2 m^{1/3} \left[ 1 + \frac{1}{\ln x} R_1(\eta) \right], & u &\approx \frac{1}{\varepsilon \ln x} u_1(\eta) \\
 v &\approx \frac{\pi}{6} \left( \frac{3x-4}{x+1} \right)^3 \varepsilon^3 \left[ 1 + \frac{1}{\ln x} V_1(\eta) \right].
 \end{aligned} \quad (13)$$

Функции  $R_1(\eta)$ ,  $U_1(\eta)$ ,  $V_1(\eta)$  определяются следующей системой уравнений:

$$(x+1)R_1' = -U_1; \quad V_1 = 3R_1 - R_1'\eta, \quad U_1' = (x+1)V_1'(\eta) \quad (14)$$

и начальными данными

$$\eta = 1: \quad R_1 = U_1 = V_1 = 0. \quad (15)$$

Решение системы (14), склеивающееся с асимптотикой (12), легко определяется:

$$R_1 = -\frac{1}{2(x+1)} [1/3 \eta^3 - \eta + 2/3], \quad U_1 = -1/2(1 - \eta^2), \quad V_1 = \frac{1}{x+1} \quad (16)$$

Линия  $\eta = -\infty$  соответствует центру при временах  $t > t_1$ . Согласно этому решению при  $\eta \rightarrow -\infty$  величина  $U \rightarrow \infty$ , что невозможно. Поэтому решение испытывает слабый разрыв на характеристике  $\eta = -1$ , т. е. при  $\eta \leq -1$  решение (16) заменяется решением

$$U_1 = 0, \quad V_1 = -2/(x+1), \quad R_1 = -2/3(x+1). \quad (17)$$

В заключение приведем асимптотику газодинамических функций на фокусирующем разрезе при  $t = t_1$  ( $\eta = 0$ ):

$$\begin{aligned}
 r &\approx (3/2)^{1/3} (x+1)^2 (t_0 - t_1)^{2/3} m^{1/3}, & U &\approx (4/3)^{1/3} (t_0 - t_1)^{-1/3} m^{1/3} \\
 v &\approx 6(t_0 - t_1)^2
 \end{aligned} \quad (18)$$

и в центре  $m = 0$ , при  $t > t_1$  ( $\eta = -\infty$ ):

$$u = 0, \quad t = 0, \quad v = 6(t_0 - t_1)^2 \left[ 1 - \frac{2}{(z+1) \ln(t-t_1)} \right]. \quad (19)$$

Приложение II

В момент  $t = 0$  в окрестности точки  $r = 0$  задано распределение газодинамических величин:

$$\rho = a - br^2, \quad u = 0, \quad p = 0. \quad (1)$$

Для времени  $t > 0$  движение определяется уравнениями:

$$\frac{\partial r}{\partial t} = u, \quad \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{Gm}{r^2}, \quad v = \frac{1}{\rho} = 4\pi r^2 \frac{\partial r}{\partial m}. \quad (2)$$

Удобно перенормировать искомые функции и переменные:

$$r = r_0 r, \quad u = u_0 u, \quad v = v_0 v, \quad t = t_0 t, \quad m = m_0 m, \quad (3)$$

где

$$r_0 = \sqrt{\frac{a}{b}}, \quad v_0 = \frac{1}{a}, \quad u_0 = \sqrt{\frac{4\pi G}{v_0}} r_0, \quad (4)$$

$$m_0 = \frac{4\pi r_0^3}{v_0}, \quad t_0 = \sqrt{\frac{v_0}{4\pi G}}.$$

После чего уравнения (2) запишутся в виде:

$$\frac{\partial r}{\partial t} = u, \quad \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{m}{r^2}, \quad v = r^2 \frac{\partial r}{\partial m}, \quad (5)$$

а начальные условия

$$t = 0: \quad \rho = 1 - r^2, \quad u = 0, \quad p = 0. \quad (6)$$

Первые два уравнения (5) дают первый интеграл

$$\frac{1}{2} u^2 = \frac{m}{r} + f(m). \quad (7)$$

Функция  $f(m)$  определяется начальными условиями:

$$u = 0, \quad \frac{1}{r^2} \frac{\partial m}{\partial r} = 1 - r^2: \quad m = 1/3 r^3 - 1/5 r^5 \sim r \Big|_{t=0} \approx (3m)^{1/3} + 3/5 m. \quad (8)$$

Следовательно,

$$\frac{u^2}{2} \approx \frac{m}{r} - \frac{m}{(3m)^{1/3} + 3/5 m}. \quad (9)$$

Из уравнения  $\partial r / \partial t = u$  получаем для малых значений  $m$ :

$$t = - \int_{(3m)^{1/3} - 3/5 m}^r \left\{ 2 \left[ \frac{m}{r} - \left( \frac{m^2}{3} \right)^{1/3} \left( 1 - 1/5 (3m)^{2/3} \right) \right] \right\}^{-1/2} dr \quad (10)$$

или, совершив замену

$$t = -\sqrt{3} \int_{2-k}^R \sqrt{\frac{R}{2(1-kR)}} dR, \quad \text{где } k = 1 - 1/5 (3m)^{2/3}.$$

т. е.

$$t = \frac{1}{k} \sqrt{\frac{3}{2k}} \left\{ \sqrt{kR(1-kR)} - \arcsin \sqrt{kR} + \arcsin \sqrt{k(2-k)} - \right. \\ \left. - (1-k) \sqrt{k(2-k)} \right\}. \quad (11)$$

При  $t = t_0$  функция  $R(t)$  обращается в нуль. Обозначим  $\tau = t - t_0$ . Уравнение (11) в области  $\tau^{2/3} \ll m^{2/3}/\tau \ll 1$  разрешимо в главных членах

$$r \approx \left( \frac{9}{2} \right)^{1/3} m^{1/3} \tau^{2/3} (1 - C m^{2/3} \tau^{-1}), \\ u \approx \left( \frac{4}{3} \right)^{1/3} m^{1/3} \tau^{-1/3} \left( 1 + \frac{1}{2} C m^{2/3} \tau^{-1} \right), \quad (12) \\ v \approx \frac{3}{2} \tau^{-2} (1 - 5 C m^{2/3} \tau^{-1}),$$

где

$$C = \frac{1}{5} (24)^{1/3} \left( \frac{3\pi}{4} - 2 \right).$$

Точка  $m = 0$ ,  $\tau = 0$  является особой. В окрестности этой особой точки уравнения газодинамики обладают автомодельным решением. При нашей нормировке функции в этом автомодельном решении представлены в виде:

$$v = t^2 v(\zeta), \quad u = \left(\frac{m}{\tau}\right)^{1/3} u(\zeta);$$

$$r = m^{1/3} \tau^{2/3} R(\zeta), \quad p = \frac{Gm_0^2}{4\pi r_0^4} m^{2/3} \tau^{-8/3} P(\zeta),$$
(13)

где

$$\zeta = \tau m^{-k}.$$

Функции  $v(\zeta)$ ,  $u(\zeta)$ ,  $R(\zeta)$ ,  $P(\zeta)$  суть решения системы уравнений

$$u''\zeta - kR^2 P'\zeta = \frac{1}{3}u - \frac{2}{3}PR^2 - \frac{1}{R^2}$$

$$R'\zeta = u, \quad v = \frac{1+2k}{3}R^3 - kR^2u, \quad Pv' = A\zeta^{8/3-2k}.$$
(14)

Для того, чтобы функции (12) совпали с функциями (13) в некоторой области, необходимо принять  $k = 2/3$  и искать решение системы (14), удовлетворяющее начальным данным:

$$\zeta = -\infty: \quad u = (4/3)^{1/3}, \quad R = (9/2)^{1/3}, \quad v = 3/2, \quad P = 0. \quad (15)$$

Таким решением является:

$$u = (3/4 + 3C_1\zeta^{-1})^{-1/3}, \quad R = 2(3/4 + 3C_1\zeta^{-1})^{2/3},$$

$$v = 3/2 + 20C_1\zeta^{-1} + 56\zeta^{-2}, \quad P = 0 \quad (16)$$

В МОМЕНТ

$$\tau = 0: \quad v \sim r^{12/7}, \quad u \sim r^{1/7}. \quad (17)$$

Требование совпадения асимптотики (12) с полученным автомодельным решением в окрестности  $\zeta = -\infty$  определяет значение  $C_1$ :  $C_1 = -3/8C$ . Значение  $C_1 < 0$ , поэтому решение (16) нельзя довести до линии  $\zeta = \infty$ , ибо при некотором конечном значении  $\zeta = \zeta^* > 0$ , функция  $R(\zeta^*) = 0$ , что противоречиво. Как указывалось ранее, возникает расходящаяся ударная волна. За волной давление  $p$  отлично от нуля.

На ударной волне  $\zeta = \tau m^{-2/3} = \zeta_0$  и выполнены следующие условия:

$$\frac{v_1}{v_0} = \frac{1}{h}; \quad \sqrt{\frac{hP_1}{(h-1)v_0}} = \frac{3}{2R^2}, \quad [u]^2 = \frac{h-1}{h}Pv_0; \quad h = \frac{x+1}{x-1}. \quad (18)$$

Индексом (0) помечены значения перед волной, индексом (1) — за волной.

При  $t \rightarrow \infty$  имеет место следующая асимптотика:

$$R \approx C_1 t^{-2/3}, \quad u \approx C_2 t^{-7/3}, \quad v \approx C_3 t^{-2}, \quad P \approx C_4 t^{8/3}, \quad (19)$$

т. е. в окрестности центра за отраженной волной

$$u \sim r^{17/7}, \quad v \sim r^{12/7}, \quad p \sim r^{-10/7}. \quad (20)$$

Институт прикладной математики  
АН СССР

## GRAVITATIONAL CONTRACTION OF SPHEROIDAL CLOUD

Ya. B. ZELDOVICH, Ya. M. KAZHDAN

The problems of gas dynamical motion under the action of gravitation are discussed:

1. The compressing of gas with finite pressure, which was uniformly distributed at the initial moment inside the sphere.
2. The compressing of cold gas or dust ( $p_0 = 0$ ) with nonuniform initial density distribution.

In the first case some asymptotics of the gas motion are obtained one in the neighbourhood of the boundary of the rarefaction wave moving to the center and the other one in the neighbourhood of the center when the time is close to the moment  $t^0$  of rarefaction wave focussing. Furthermore the final gas state at  $t \rightarrow \infty$  is discussed.

In the second problem the asymptotics of motion in the neighbourhood of center behind the reflected shock wave is investigated.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. R. Emden, Gaskugeln, Leipzig, 1907.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР  
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 6

ФЕВРАЛЬ, 1970

ВЫПУСК 1

О ГАММА- И РАДИОИЗЛУЧЕНИИ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД,  
НАХОДЯЩИХСЯ В СОСТОЯНИИ АККРЕЦИИ

В. Ф. ШВАРЦМАН

Поступила 12 августа 1968

Пересмотрена 18 ноября 1969

Аккреция газа на нейтронную звезду должна сопровождаться интенсивным гамма-излучением вследствие генерации  $\pi^0$ ,  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ -мезонов, а также ядерных и термоядерных реакций в атмосфере звезды. Регистрация спектра  $\gamma$ -квантов позволит отличить указанные объекты от других рентгеновских источников и определить величину гравитационного потенциала на поверхности нейтронных звезд. Соответствующие светимости могли бы быть обнаружены в экспериментах, запланированных на 1971 г., в оптимальном случае у 18 источников. Излучению  $\gamma$ -квантов сопутствует инжекция в космическое пространство релятивистских электронов и позитронов, свечение которых в магнитных полях может быть наблюдаемо современными радио и оптическими средствами. Отмечается возможность подобной интерпретации радиосветимости Sco X-1.

1. *Введение.* Открытие пульсаров принесло с собой доказательства существования нейтронных звезд (НЗ). Однако наблюдения указывают, что в стадии пульсара НЗ находятся не более  $10^7$  лет; по-видимому, это связано с постепенным уменьшением генерации ими энергетических частиц [1—3].

Когда мощность генерации опускается ниже определенной величины, инжекция частиц со звезды должна сменяться аккрецией окружающего газа на нее [4]. Аккреция как источник светимости НЗ в течение практически неограниченного времени была впервые предложена в [5]; расчет энергетического спектра см. в [6]. Указанный расчет, однако, выполнен при определенных упрощающих предположениях и лишь для больших светимостей ( $L \sim 10^{36} - 10^{37}$  эрг/сек); с другой стороны, в принципе мыслима и совершенно иная природа рентгеновских источников, трактуемых в [6] (см. [7—9]).

Существует ли возможность надежно отличить аккрецию от инжекции и, в свою очередь, аккрецию на НЗ от аккреции, скажем, на белый карлик? Недавно было замечено [10], что при больших гравитационных потенциалах  $\varphi$  у поверхности НЗ столкновения падающих частиц с ядрами атмосферы должны приводить к рождению  $\pi$ -мезонов и последующей эмиссии  $\gamma$ -квантов:  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ . В настоящей работе рассчитана эффективность этого и многих других механизмов  $\gamma$ -излучения на НЗ, включая те, которые должны быть при малых  $\varphi$  (разделы 2, 3). Показано, что регистрация спектра  $\gamma$ -квантов позволила бы надежно отождествить объект с НЗ в состоянии аккреции и определить величину гравитационного потенциала у ее поверхности (раздел 4). Рассмотрены также сопутствующие явления, связанные с генерацией звездой релятивистских частиц (раздел 5).

Всюду ниже скорость падения газа полагается параболической.

2. *Мезообразование и  $\gamma$ -кванты.* Пороги основных реакций мезообразования приведены в табл. 1 ( $E$ —пороговая энергия на ядро,  $\varphi$ —соответствующий ей гравитационный потенциал). Под  $(ab)$  понимаются все процессы с исходными частицами  $a$  и  $b$ , так

$$(pp) \equiv p + p \rightarrow \begin{cases} p + p + \pi^0 \\ p + n + \pi^+ \\ d + \pi^+ \end{cases} \quad (1)$$

Через  $\oplus$  в табл. 1 обозначен процесс во „встречных пучках“: упругое рассеяние на  $\alpha$ -частице атмосферы падающего протона межзвездного газа на угол, больший  $\pi/2$  ( $\vec{p} + \vec{\alpha} \rightarrow \vec{p} + \vec{\alpha}$ ), и его последующее неупругое столкновение с другим падающим на звезду протоном  $(pp)^*$ .

Таблица 1  
ПОРОГИ ОСНОВНЫХ РЕАКЦИЙ  
МЕЗОНООБРАЗОВАНИЯ

Р е а к ц и и	$E$ (мэв)	$\varphi$ , $c^2$
$(pp)$	292	0.31
$(p\alpha)$	172	0.19
$\oplus \begin{cases} \vec{p} + \vec{\alpha} \rightarrow \vec{p} + \vec{\alpha} \\ (pp) \end{cases}$	110	0.11
$(\alpha\alpha)$	280	0.075

\* Эта реакция существенна при потоках газа, близких к максимальному.

Рождение  $\gamma$ -квантов идет в основном по двум каналам:

$$\mu^0 \rightarrow 2\gamma \quad (2)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu; \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e; \quad e^+ + \bar{e} \rightarrow 2\gamma. \quad (3)$$

Спектр  $\gamma$ -квантов канала (3) повторяет спектр позитронов распада [11];

$$dN(\varepsilon) = \text{const} (3 - 2\varepsilon) \varepsilon^2 d\varepsilon; \quad \varepsilon \equiv 2E_e/m_\mu c^2, \quad (4)$$

где  $E_e$  — энергия позитрона,  $m_\mu$  — масса мюона. Это связано с тем, что сечение двухфотонной аннигиляции обладает в системе центра масс резко выраженным максимумом вперед—назад [12] ( $E_{e+} \gg m_e c^2$ ); так как электрон в (3) можно считать покоящимся, то один из фотонов уносит практически всю энергию налетающего позитрона. Суммарный спектр зависит от величины  $\varphi$  и имеет характерный двугорбый вид (рис. 1); положения максимумов см. в табл. 2.

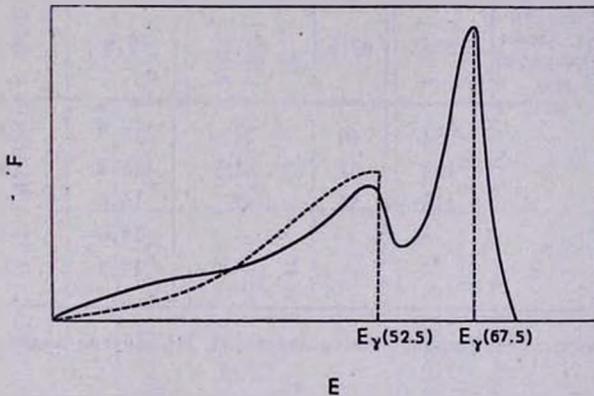


Рис. 1. Спектр  $\gamma$ -квантов, возникающих вследствие распадов  $\pi^0$  и  $\pi^+$ . Пунктирной линией обозначен спектр в отсутствие размытия, сплошная кривая дает представление о виде реального спектра.

Спектр искажается (размывается) вследствие потерь энергии позитронами до момента аннигиляции, а также потерь энергии  $\gamma$ -квантами до выхода из атмосферы (рассеяние и рождение пар). Эти эффекты учтены при расчетах, сечения см. в [13, 14]. Начальные скорости мезонов мало влияют на спектр, т. к. мезоны быстро тормозятся в атмосфере НЗ и их распад происходит после остановки, практически на глубине рождения.

Согласно [6], торможение падающих на НЗ частиц может определяться: а. ядерными и кулоновскими столкновениями; б. плазменными колебаниями (пучковая неустойчивость).

В табл. 3 приведены отношения  $\gamma$ -светимости к общей светимости звезды для обоих случаев; пробег частиц во втором вычисляется по формулам работы [6]. Сечения упругих и неупругих ( $pp$ ) реакций брались из [15, 16]. Данные об ( $\alpha p$ ) и ( $\alpha\alpha$ ) процессах при интересующих нас энергиях в литературе отсутствуют. Их сечения мы оценили в импульсном приближении [17] с учетом экспериментов по упругому рассеянию  $p + \text{He}^4 \rightarrow p + \text{He}^4$  на углы, близкие к  $180^\circ$  [18]. Сечения упругих и неупругих ( $pn$ ) реакций взяты согласно [15, 19]. Доля ядер  $\text{He}^4$  в газе, натягиваемом на НЗ, полагалась  $10\%*$ .

Таблица 2

ПОЛОЖЕНИЯ ОСНОВНЫХ МАКСИМУМОВ В СПЕКТРЕ (В МЭВ)  
КАК ФУНКЦИЯ КРАСНОГО СМЕЩЕНИЯ

$M/M_\odot$	$\varphi/c^{2*}$	Реакция	$p+n^- \rightarrow$ $-n+\gamma$	$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$	$T+p \rightarrow$ $\text{He}^4 + \gamma$	$p + \text{O}^{16} \rightarrow$ $-p + \text{O}^{16} + \gamma$	$\pi + p \rightarrow$ $-d + \gamma$
		несмещенная линия (максимум) мэв	138,5	67,5	52,5	19,8	6,15	2,23
1.55	0.41		82	40	31	11.7	3.6	1.3
1.3	0.23		107	52	41	15.3	4.7	1.7
1.0	0.15		118	57	45	16.8	5.2	1.9
0.5	0.06		—	—	—	18.6	5.8	2.1
0.25	0.023		—	—	—	19.3	6.0	2.2

\* Зависимость  $\varphi(M)$  приведена согласно [33, 34]. Другие модели см. [35, 36, 47].

В табл. 3 приведена также светимость в интервале  $E_\gamma = 80 \div 120$  мэв: часть  $\pi^-$ -мезонов, возникших при ( $\alpha p$ ) и ( $\alpha\alpha$ ) столкновениях и термализовавшихся ( $T \sim 0,1-1$  мэв), успевает до распада „рекомбинировать“ с ионами водорода, после чего сразу следует  $\pi^- + p \rightarrow n + \gamma$  (138.5 мэв)\*\*. Сечения подобных рекомбинаций вычислялись по формулам, определяющим захват обычных электронов с заменой  $m_e \rightarrow m_\pi$ ; процесс  $\pi^- (pn) \gamma$  идет очень быстро, можно считать, что ни один из ионов не успевает распасться на орбите [20]. Как видно из таблицы,  $L_\gamma(120 \div 80) \leq 0.01 L_\gamma(60 \div 15)$ . Отметим, что светимость за счет  $\pi^0$ -мезонов, возникших при перезарядке:  $\pi^- + p \rightarrow -n + \pi^0$ ;  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  (сечение см. в [15]), еще меньше, чем  $L_\gamma(120 \div 80)$ .

\* Любопытно, что даже при  $\varphi = 0.41 c^2$  большая часть  $\pi^0$  возникает за счет ( $pr$ ) процессов.

\*\* На этот процесс наше внимание обратил Я. Б. Зельдович.

Таблица 3

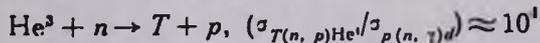
ГАММА- И РАДИОСВЕТИМОСТИ (В ЕДИНИЦАХ ПОЛНОЙ СВЕТИМОСТИ)

	$\psi/c^2$	Энергия падающей мзв/кулон	Длина пробега 1/см <sup>2</sup>	Реакция	$p + \pi^- \rightarrow n + \gamma$	$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$		$T + p \rightarrow \text{He}^4 + \gamma$	$p + Z \rightarrow p' + Z + \gamma$ $n + Z \rightarrow n' + Z + \gamma$	$n + p \rightarrow d + \gamma$	Радиосветимость
				энергия принимаемого кванта (мзв)*	120 ÷ 80	60 ÷ 35	45 ÷ 15	15 ÷ 0,5	20 ÷ 11	9 ÷ 2	2.2 ÷ 1	
Кулоновский механизм торможения	0.41	385	50		$3 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-5}$	$10^{-7}$	$10^{-5}$	$10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-4}$
	0.23	216	15		$3 \cdot 18^{-8}$	$10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-7}$	$10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-5}$
	0.15	141	7		$10^{-11}$	$8 \cdot 10^{-9}$	$10^{-10}$	$10^{-10}$	$10^{-6}$	$10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-5}$	$10^{-5}$
	0.06	56	1		—	—	—	—	$10^{-6}$	$10^{-5}$	$10^{-5}$	$10^{-6}$
	0.023	21	0.15		—	—	—	—	—	$10^{-5}$	$10^{-8}$	$10^{-7}$
Плазменный механизм торможения	0.41	385	1		$3 \cdot 10^{-10}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-7}$	$10^{-6}$	$10^{-5}$
	0.23	216	2		$10^{-9}$	$10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$10^{-6}$	$10^{-6}$	$10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-6}$
	0.15	141	3		$3 \cdot 10^{-12}$	$10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{-11}$	$10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$10^{-5}$	$10^{-5}$
	0.06	56	1		—	—	—	—	$10^{-6}$	$10^{-5}$	$10^{-5}$	$10^{-6}$
	0.023	21	0.15		—	—	—	—	—	$10^{-5}$	$10^{-8}$	$10^{-7}$

\* Отличие энергии принятого кванта от энергии испущенного обуславливается как величиной красного смещения (см. табл. 2), так и размытием линии (см. раздел 2).

3. *Ядерные процессы и  $\gamma$ -кванты.* Согласно табл. 3, мезонообразование эффективно лишь на НЗ с весьма большими гравитационными потенциалами. В связи с этим представляют интерес низкоэнергичные  $\gamma$ -кванты, возникающие при ядерных реакциях в атмосфере НЗ. Мы остановимся на трех механизмах.

а. *Захват нейтрона.* Кинетическая энергия падения частиц на звезду с  $\varphi \geq 0.15 \text{ с}^2$  заметно превышает энергию связи частиц в ядре. Следовательно, должна иметь место фрагментация как падающих ядер, так и ядер атмосферы НЗ, подвергающихся бомбардировке падающими частицами. Возникающие при этом нейтроны замедляются до энергий в несколько *кэв*, практически на глубине рождения (см. [21]), после чего происходит захват  $n + p \rightarrow d + \gamma$  (2.23 *мэв*). Отметим любопытное обстоятельство, на которое обратил наше внимание Я. Б. Зельдович: реакция  $\text{He}^4 + p \rightarrow \text{He}^3 + p + n$  практически не дает вклада в  $\gamma$ -излучение, что обусловлено последующим\*



см. [22]), поэтому основную роль в поставке нейтронов играет  $p + \text{He}^4 \rightarrow 3p + 2n$ . Отношение соответствующей светимости к общей светимости НЗ (см. табл. 3).

б. *Неупругое рассеяние.* В табл. 3 приведена также светимость в линиях, возникающих при неупругих рассеяниях протонов и нейтронов на ядрах  $\text{C}^{12}$ ,  $\text{N}^{14}$ ,  $\text{O}^{16}$ ,  $\text{Ne}^{20}$  (их обилие принято равным 0.1%); энергии соответствующих квантов лежат, главным образом, между 2 и 9 *мэв*. В табл. 2 приведены значения при разных  $\varphi$  смещенной линии кислорода  $E_\gamma = 6,15 \text{ мэв}$ , одной из наиболее интенсивных. Слабая зависимость  $L_\gamma(2-9)$  от потенциала НЗ (табл. 3) обусловлена тем, что сечения неупругих рассеяний малы при  $E_{\text{нуклон}} > 30 \text{ мэв}$ . Для расчетов мы пользовались сечениями, приведенными в [22].

в. *Термоядерные реакции.* В [6] показано, что под слоем, где происходит торможение падающих на звезду частиц, устанавливаются температуры  $\approx 10^7 \text{ }^\circ\text{К}$ . При этом идут термоядерные реакции, в первую очередь выгорание трития\*\*  $T + p \rightarrow \text{He}^4 + \gamma$  (19.8 *мэв*), возникающего вследствие фрагментации  $\text{He}^4$  (см. выше). Доля процессов  $T(p, \text{He}^4)\gamma$ , дающих вклад в  $\gamma$ -излучение НЗ, т. е. происходящих на

\* Расчет показывает, что диффузия  $\text{He}^3$  в более глубокие слои, где происходит его выгорание, при интересующих нас потоках неэффективна.

\*\* Отмечено Я. Б. Зельдовичем.

такой глубине, что вышележащие слои оказываются прозрачными для родившихся  $\gamma$ -квантов, находилась как отношение средней продолжительности реакции для одной частицы см. [23] к продолжительности выпадения на звезду „слоя прозрачности“\* (мы уже указывали, что диффузией можно пренебречь).

При малых пробегах падающих частиц температуры в тормозящей зоне существенно выше, чем в более глубоких областях звезды, так, для случая  $E_p \approx 200$  мэв,  $l \approx 2$  г/см<sup>2</sup> в [6] получено  $T \approx 10^9$  °К. При расчетах  $\gamma$ -светимости НЗ следует учитывать термоядерные реакции и в этом тонком слое (из которого  $\gamma$ -кванты выходят свободно). Вследствие высоких температур роль тяжелых элементов повышается, однако, как показывают вычисления, основной вклад в светимости по-прежнему вносит горение трития; горение азота  $N^{14} + p \rightarrow O^{15} + \gamma$  (7.3 мэв) оказывается на 2 порядка менее эффективным, чем трития, и на порядок — чем горение дейтерия  $d^2 + p \rightarrow He^3 + \gamma$  (5.5 мэв). Отметим, что зависимость скорости реакций от температуры в области  $T \approx 10^9$  °К сравнительно слабая. Табл. 3 дает светимости в линии  $E_\gamma = (1 - \varphi/c^2) \times 19.8$  мэв для разных  $\varphi$  при таком потоке газа на звезду, который обеспечивает общую светимость  $L_x \approx 10^{36}$  эрг/сек. Для случаев  $l \geq 7$  г/см<sup>2</sup> играют роль только реакции в „зоне прозрачности“, при  $l \leq 3$  г/см<sup>2</sup> учитывались как реакции в „зоне прозрачности“, так и реакции в горячем тормозящем слое: из табл. 3 видно, что соответствующие светимости сравнимы. Скорости процессов мы рассчитывали согласно [23, 24].

4. Гамма-излучение и идентификация НЗ. Итак, НЗ в состоянии аккреции помимо рентгеновских светимостей должны обладать  $\gamma$ -светимостями в диапазоне  $0.5$  мэв  $< E_\gamma < 120$  мэв (табл. 3). Соответствующие потоки лежат ниже пределов, экспериментально установленных к настоящему времени для разных интервалов (см. [26—27]), на 1—3 порядка. Регистрацию  $\gamma$ -излучения от известных нам рентгеновских источников можно связывать с экспериментами, которые запланированы на ближайшие годы. Так, согласно [28], группа из Годдардовского Центра рассчитывает в 1971 г. мерить с помощью искровой камеры, установленной на спутнике, потоки от дискретных источников  $\sim 10 \times 10^{-7}$  квантов/см<sup>2</sup> сек ( $E_\gamma \sim 30$  мэв); группа из Миннесоты в 1972 г. — потоки  $\sim 5 \times 10^{-8}$  квантов/см<sup>2</sup> сек ( $E_\gamma \sim 100$  мэв). В табл. 4 мы перечислили 18 рентгеновских источников, от которых при этих лимитах можно ожидать обнаружения  $\gamma$ -излучения, обусловленного рассматривавшимися выше механизмами. Отметим, что согласно [36] максимальный гравитационный потенциал на поверхности НЗ лежит между

\* Равного  $\approx 50$  г/см для  $E_\gamma = 9.8$  мэв

Таблица 4

ПЕРЕЧЕНЬ ЯРКИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ  
( $F_x > 0,5$  квант/см сек<sup>2</sup>) И ПОТОК  $\gamma$ -КВАНТОВ ОТ НИХ  
ПРИ УСЛОВИИ  $L_\gamma/L_x = 3 \cdot 10^{-4}$  \*

И с т о ч н и к	$F_x$ (квант/см <sup>2</sup> сек) <sup>**</sup> $1 \text{ \AA} < \lambda < 10 \text{ \AA}$	$F_\gamma$ (квант/см <sup>2</sup> сек) $E_\gamma = 30 \text{ мэв}$
Sco XR—1	{ 18.7 21	$30 \cdot 10^{-7}$
XR—2	{ 1.4 2.6	{ 2 4
XR—3	1.1	1.5
XR—4	0.8	1
XR—5	0.7	1
Tau XR—1	2.7***	4
Ser XR—1	0.7	1
XR—2	2.0	3
Sgr XR—1	1.6	2.5
XR—2	1.5	2
XR—3	2.8	4
XR—4	0.6	1
XR—5	~3	~4.5
Oph XR—1	1.3	2
XR—2	0.5	1
Ara XR—1	1.9	3
Syg XR—1	{ 3.6 0.9	{ 5.5 1.5
XR—2	{ 0.8 1.0	{ 1 1.5

\* Интегральный рентгеновский поток от Sco XR—1 равен  $5 \cdot 10^{-7}$  эрг/см<sup>2</sup>сек [30]. Для остальных источников положено, что отношение их интегрального потока к приведенному в таблице ( $1 \text{ \AA} < \lambda < 10 \text{ \AA}$ ) такое же, как у Sco XR—1. Поток  $L_\gamma = 3 \cdot 10^{-4} L_x$  возникает при гравитационном потенциале на поверхности звезды  $\varphi = 0,41 \text{ с}^2$ , максимальном в принятой нами модели НЗ [33]. Согласно более поздней работе [36],  $0,52 \text{ с}^2 < \varphi_{\text{max}} < 0,55 \text{ с}^2$ , чему соответствует  $L_\gamma/L_x \approx 2 \cdot 10^{-3}$ .

\*\* Рентгеновские потоки даны согласно [29]. Большинство измерений выполнено внутри области  $1 \text{ \AA} < \lambda < 10 \text{ \AA}$ . Цифры в фигурных скобках отвечают разным измерениям.

\*\*\* Интенсивность точечного источника в Крабовидной туманности, по-видимому, на порядок ниже (рентгеновский пульсар [48]).

$0.52 \text{ с}^2 < \tau_{\text{max}} < 0.55 \text{ с}^2$ , в отличие от принятого нами  $\tau_{\text{max}} = 0.41 \text{ с}^2$  по модели [33]. Расчеты показывают, что соответствующее  $L_{\gamma}/L_x \approx 2 \cdot 10^{-3}$  для  $E_{\gamma} \approx 30 \text{ мэв}$ . Такие потоки можно было бы обнаружить с упомянутой выше аппаратурой от всех известных в настоящее время рентгеновских источников (свыше 40).

Обратимся теперь к вопросу о надежности идентификации НЗ по характеру  $\gamma$ -излучения. Как известно (см. обзор [27]), механизмы генерации  $\gamma$ -лучей на объектах, не представляющих собой НЗ в состоянии аккреции, помимо процессов, приводящих к сплошному спектру (синхротронное излучение, тормозное излучение, обратный комптон эффект), могут, вообще говоря, включать в себя и эффекты, играющие роль для нашего случая, т. е. появление  $\gamma$ -квантов при мезонообразовании и в ядерных реакциях. Какие особенности обсуждающегося спектра позволят надежно отождествить НЗ?

1. Значительное красное смещение всех линий (максимумов) на одну и ту же величину\*.

2. Очень малое доплеровское размытие (ядра покоятся, мезоны распадаются после остановки).

3. Специфическое искажение участка спектра, обусловленного двухфотонной аннигиляцией позитронов, возникших при распаде мюонов ( $10 \text{ мэв} < E_{\gamma} < 40 \text{ мэв}$ ): чем меньше энергия позитрона, тем большую ее часть успевает он потерять до аннигиляции.

4. Связь между красными смещениями и интенсивностями в различных участках спектра (см. табл. 2, 3).

5. Наконец сочетание  $\gamma$ -излучения с рентгеновским, в частности, обладающим спектром, найденным в [6].

Отметим, что предположение об особых механизмах потери энергии, которые бы резко сократили длину пробега по сравнению с вычисленной в [6], по-видимому, автоматически приведет к столь высоким температурам в тонком слое, когда излучение самого газа в мэв-ной области становится существенным.

5. *Светимости в радио и оптике.* Как показано в разделах 2 и 3, НЗ в состоянии аккреции является источником релятивистских электронов и позитронов с энергиями от нескольких мэв до нескольких десятков мэв\*\*. Само образование НЗ связано с катастрофой, по-видимому,

\* Энергетическое разрешение счетчиков в области нескольких мэв уже сейчас достигает 10—15%, что достаточно для регистрации  $(\Delta\omega/\omega)_{\text{грав}}$  на НЗ с  $M \sim M_{\odot}$ .

\*\* Ниже полагается, что собственное магнитное поле НЗ уже затухло [2, 3] и что взаимодействие уходящих частиц с излучением НЗ пренебрежимо. Случай больших светимостей, заметно меняющих энергию инжектируемых электронов и позитронов, рассмотрен в [31]. Об аккреции на магнитное поле см. [32].

типа вспышки сверхновой; характерные значения магнитного поля в остатках оболочки  $\sim 10^{-3}$  э. При таких полях максимум излучения синхротронным механизмом частиц с  $E_e \sim 30$  мэв придется на  $v_{\max} \sim 10^7$  ц, время высвечивания  $\sim 10^3$  лет. В непосредственной близости к НЗ магнитные поля должны быть несравненно большими за счет вымороженности силовых линий в плазму, подвергающуюся аккреции, поэтому  $\gamma_{\text{ма}}$  может сместиться даже в видимую область. Соответствующее магнитное поле  $H \sim 3 \cdot 10^4$  э для  $E_e \sim 30$  мэв и  $\sim 10^6$  э для  $E_e \sim 6$  мэв, времена высвечивания соответственно  $3 \cdot 10^{-3}$  сек и  $10^{-5}$  сек, характерные размеры областей  $\sim 10^3$  км и  $\sim 3$  км. В табл. 3 приведены значения суммарной светимости за счет синхротронного механизма при разных  $\varphi$  в предположении, что вся энергия частиц высвечивается. Подобные радио и оптические объекты во многих случаях могли бы быть наблюдаемы современными средствами; так, недавно обнаруженное [37] радиоизлучение Sco X-1 составляет  $\approx 10^{-8}$  долю его полной светимости.

Отметим в этой связи, что особенности рентгеновского спектра Скорпиона [38, 39] легко объясняются, если предположить, что Sco X-1 представляет собой НЗ, являющуюся компонентом тесной пары и аккрецирующую на себе газ другого компонента [40]. В пользу гипотезы говорит также переменность оптического объекта, отождествляемого со Скорпионом,  $T \approx 14-16$  дней, причем кривая блеска имеет черты кривой звезд типа  $\beta$ -Лиры [41, 42]\*. Наконец, форма спектра при  $\lambda < 10 \text{ \AA}$  хорошо согласуется с вычисленной в [6]. Для объяснения радиосветимости Sco X-1 на волне  $\lambda = 4.6$  см предположим, что в области газовых потоков  $r \approx 10^{13}$  см (характерные размеры системы с  $T \approx 14$  дней,  $M_e \sim 3 M_\odot$ ) магнитная и кинетическая энергия единицы объема сравнимы. Тогда потокам, соответствующим  $L_x \approx 10^{38}$  эрг/сек отвечают поля  $H \sim 1$  э. Принимая энергию частиц  $E_e = 30$  мэв и учитывая самопоглощение синхротронного излучения [46], найдем\*\*

$$F(\lambda > 4.6 \text{ см}) \sim 10^{-8} F(\lambda < 50 \text{ \AA}) \sim 10^{-28} \text{ вт/м}^2 \text{ ц}, \quad (5)$$

в согласии с данными [37]. Сравнение времени высвечивания со временем ионизационных потерь показывает, что суммарный запас энергии частиц, инжектируемых звездой в единицу времени, должен быть при

\* Наблюдены, кроме того, нерегулярные кратковременные вариации светимости в рентгеновском [43], оптическом [44] и радиодиапазоне [45], которые можно связывать с флуктуациями в газовых потоках.

\*\*  $F(\lambda > 50 \text{ \AA}) \approx 300 \text{ мэв/см}^2 \text{ сек}$ , (см. [30]).

этом на 2—3 порядка выше мощности радиоизлучения, т. е. близок к цифрам табл. 3.

В заключение отметим, что указанные механизмы гамма- и радиоизлучения остаются в силе и при сравнительно малых потоках газа, аккрецируемого на НЗ, т. е. и в тех случаях, когда НЗ будет представлять собой „ультрафиолетовую“, а не „рентгеновскую“ звезду. Подобная ситуация должна иметь место для одиночных НЗ, натягивающих на себя межзвездный газ с плотностью  $0.1-10 \text{ г/см}^3$ .

Автор благодарит Я. Б. Зельдовича за предложение темы и многочисленные обсуждения работы.

Государственный астрономический институт  
им. П. К. Штернберга  
Институт прикладной математики  
АН СССР

## ON THE GAMMA AND RADIO RADIATION FROM NEUTRON STARS IN THE STATE OF ACCRETION

V. F. SCHWARZMAN

The accretion of gas on the neutron star must be accompanied by intensive gamma radiation because of production of  $\pi^0$ ,  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ -mesons as well as nuclear and thermonuclear reactions in the star atmosphere. The determination of  $\gamma$ -quanta spectrum will make it possible to distinguish the above-mentioned objects from other X-ray sources and to fix the value of the gravitation potential on the surface of the neutron stars. Corresponding luminosities could be detected in experiments, which are planned in 1971, from 18 sources in the most favourable case. Gamma-ray emission is attended by injection of relativistic electrons and positrons in cosmic space, the synchrotron radiation of which may be detected by modern means. The possibility of such interpretation for the radioluminosity of Sco XR—1 is noted.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. F. Pacini, Preprint, Laboratorio di Astrofisica, Frascati, 1969.
2. J. R. Ostriker, J. E. Gunn, Preprint, Princeton Univ. Observ., 1969.
3. V. Radhakrishnan, Proc. Astron. Soc. Aust., 1, (6), 1969.
4. В. Ф. Шварцман, Астрон. ж., (в печати).
5. Я. Б. Зельдович, ДАН СССР, 155, 67, 1964.
6. Я. Б. Зельдович, Н. И. Шакура, Астрон. ж., 46, 225, 1969.
7. A. G. W. Cameron, M. Mok, Nature, 215, 464, 1967.
8. K. H. Prendergast, G. R. Burbidge, Ap. J., Lett., 151, L83, 1968.
9. O. P. Manley, Ap. J., 144, 1253, 1966.

10. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика, Наука, М., 1967.
11. Л. Б. Окунь, Слабое взаимодействие элементарных частиц, Физматгиз, М., 1963.
12. В. Гайтлер, Квантовая теория излучения, пер. с англ., ИЛ, М., 1956.
13. С. Б. Пикельнер, Основы космической электродинамики, Наука, 1966.
14. А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, Квантовая электродинамика, Физматгиз, М., 1959.
15. В. С. Барошенков, Сечения взаимодействия элементарных частиц, Наука, М., 1966.
16. А. Ф. Дунайцев, Ю. Д. Прокошкин, ЖЭТФ, 36, 1656, 1959.
17. Р. Вильсон, Нуклон-нуклонные взаимодействия, пер. с англ., Мир, М., 1965.
18. А. М. Sogmach, J. N. Palmeri, N. F. Ramsey, R. Wilson, Phys. Rev., 115, 559, 1959.
19. А. Ф. Дунайцев, Ю. Д. Прокошкин, ЖЭТФ, 38, 747, 1960.
20. М. И. Подгорецкий, УФН, 51, 253, 1953.
21. Нейтронные эффективные сечения элементов, атл. сост. Г. Гольдсмит, Г. Ибсен Б. Фельд, пер. с англ., ИЛ, М., 1948.
22. И. В. Гордеев, Д. А. Кардашев, А. В. Малышев, Ядерно-физические константы, Атомиздат, М., 1963.
23. В. Шварцшильд, Строение и эволюция звезд, пер. с англ., ИЛ, М., 1961.
24. W. A. Fowler, G. R. Caudhlan, V. A. Zimmerman, Ann. Rev. Astr. Ap., 5, 525, 1967.
25. G. M. Frye, L. H. Smith, Phys. Rev. Lett., 17, 733, 1966.
26. A. E. Metzger, E. C. Anderson, M. A. Van Dilla, J. R. Arnold, Nature, 204, 766, 1964.
27. G. G. Fazio, Ann. Rev. Astron. Ap., 5, 481, 1967.
28. G. H. Rieke, T. C. Weekes, Ap. J., 155, 429, 1969.
29. H. Friedmann, E. T. Byram, T. A. Chubb, Science, 156, 3773, 374, 1967.
30. P. Grenstein, H. Gursky, G. Garmire, Ap. J., 153, 885, 1968.
31. В. Ф. Шварцман, Астрофизика, (в печати).
32. Г. С. Бисковатый-Кочан, А. М. Фридман, Астрон. ж., (в печати).
33. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян, Астрон. ж., 41, 193, 1964.
34. Ю. Л. Вартамян, Астрофизика, 3, 497, 1967.
35. Дж. Уилер, Б. Гаррисон, М. Вакано, К. Торн, Теория гравитации и гравитационный коллапс, пер. с англ., Мир, 1967.
36. S. Tsuruta, A. G. W. Cameron, Can. J. of Phys., 44, 1895, 1966.
37. B. H. Andrew, C. R. Purton, Nature, 220, 231, 1968.
38. P. Morrison, Ann. Rev. Astron. Ap., 5, 325, 1967.
39. L. E. Meekins, R. C. Henry, F. Fritz, H. Friedmann, E. T. Byram, X-ray spectra of several discrete cosmic sources, preprint, 1969.
40. И. С. Шкловский, Астрон. ж., 44, 930, 1967; Ap. J., 148, LI, 1967.
41. Ю. Н. Ефремов, Астрон. цирку., № 401, 1967.
42. H. Gursky, Sky and Telescop., 32, № 5, 1966.
43. W. H. G. Lewin, G. W. Clark, W. N. Smith, Ap. J. (Letts) 152, L55, 1968.
44. K. Stepten, Ap. J., (Letts), 151, L15, 1968.
45. J. C. Ables, Ap. J. (Letts), 155, L27, 1969.
46. В. И. Слыш, Диссертация, ГАИШ, М., 1965; Nature, 199, 682, 1963.
47. J. N. Bahcall, R. A. Wolf, Phys. Rev., 140, B 1445, 1965.
48. G. Frith, R. C. Henry, J. F. Meekins, T. A. Chubb, H. Friedmann, IAU Circ. No 2141, 1969.

ИЗМЕНЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВЕЗДЫ КАК ЧИСТО  
РАЗРЫВНЫЙ СЛУЧАЙНЫЙ ПРОЦЕСС.  
I. ЗВЕЗДЫ НУЛЕВОЙ МАССЫ

В. С. КАЛИБЕРДА, И. В. ПЕТРОВСКАЯ

Поступила 20 января 1969

Изменение модуля скорости звезды в системе рассматривается как чисто разрывной случайный процесс. При помощи второго уравнения Колмогорова-Феллера исследуется эволюция функции распределения скоростей звезд нулевой массы в рассеянном скоплении без учета регулярного потенциала. Получены также доля звезд нулевой массы, диссипирующих в различные моменты времени, и доля носимой ими энергии.

Для описания изменения характеристик движения звезды под действием иррегулярных сил можно использовать схему чисто разрывного марковского процесса, при котором существует отличная от нуля вероятность сколь угодно большого приращения случайной величины за бесконечно малый промежуток времени [1, 2]. В рамках чисто разрывного случайного процесса можно, в частности, вычислить энергию, уносимую из системы диссипирующими звездами, которая получается равной нулю, если рассматривать действие иррегулярных сил как непрерывный случайный процесс, когда все характеристики движения звезды изменяются бесконечно малыми порциями [3].

В схеме чисто разрывного случайного процесса учитывается роль сильных взаимодействий, возникающих при близких сближениях, которые, по-видимому, являются основным фактором, вызывающим диссипацию звезд из скоплений, если не пренебрегать регулярным потенциалом [4].

В работе [2] было предложено для исследования изменения в иррегулярном поле любых характеристик движения звезды, в том числе интегралов орбиты, использовать уравнения Колмогорова-Феллера описывающие чисто разрывной случайный процесс. Наиболее простой,

задачей является рассмотрение изменения модуля скорости звезды в иррегулярном поле при отсутствии регулярного потенциала. В работе [5] было рассмотрено изменение функции распределения модулей скорости звезд в поле рассеянного скопления. При этом предполагалось, что массы рассматриваемых звезд равны средней массе звезды в скоплении и что регулярные силы не действуют.

В настоящей работе аналогичная задача решается для функции распределения модулей скорости звезд нулевых масс, которые сближаются со звездами поля в рассеянном скоплении.

Предположим, что функция распределения скоростей и другие характеристики звездного поля не изменяются со временем. Тогда, как показано в [2], процесс изменения квадрата скорости звезды в скоплении без учета регулярного потенциала определяется интегро-дифференциальным уравнением

$$\frac{\partial f(\beta, t, \gamma)}{\partial t} = -f(\beta, t, \gamma) \int_0^{\infty} \Phi_1(\gamma, z - \gamma) dz + \\ + \int_0^{\gamma_1} f(\beta, t, z) \Phi(z, \gamma - z) dz, \quad (1)$$

следующим из второго уравнения Колмогорова-Феллера.

В уравнении (1)  $f(\beta, t, \gamma) d\gamma$  — вероятность того, что отношение квадрата скорости,  $v^2$ , рассматриваемой звезды к среднему квадрату скорости звезд в системе,  $\bar{v}^2$ , имевшее в момент  $t = 0$  значение  $\beta = v^2/\bar{v}^2$ , в момент  $t$  примет значение, заключенное в промежутке  $(\gamma, \gamma + d\gamma)$ .

В (1)  $\gamma_1 = v_1^2/\bar{v}^2$ , где  $v_1$  — критическая скорость, а  $\bar{v}$  — средняя квадратичная скорость звезд поля.  $\Phi(\beta, \gamma - \beta) d\gamma dt$  дает вероятность того, что за время  $dt$  произойдет изменение величины  $\beta$ , причем ее новое значение будет заключено в промежутке  $(\gamma, \gamma + d\gamma)$ .

Начальные условия для уравнения (1) имеют вид

$$f(\beta, 0, \gamma) = \delta(\gamma - \beta), \quad (2)$$

где  $\delta$  — дельта-функция Дирака.

В работах [2, 5] приближенное решение уравнения (1) получено методом Фурье в виде ряда

$$f(\beta, t, \gamma) = \sum_j C_j(\beta) e^{-\mu_j t} \Gamma_j(\gamma), \quad (3)$$

где

$$\theta = \frac{t}{t_0}, \quad (4)$$

$t_0$  — величина, определяющая масштаб времени в звездной системе.

Коэффициенты  $C_j(\beta)$  определяются начальными условиями (2), а  $\mu_j$  и  $\Gamma_j(\gamma)$  являются, соответственно, собственными значениями и собственными функциями линейного оператора

$$A\Gamma \equiv - \int_0^{\gamma_1} \Gamma(z) t_0 \Phi(z, \gamma - z) dz + \Gamma(\gamma) \int_0^{\infty} t_0 \Phi(\gamma, z - \gamma) dz. \quad (5)$$

Функция перехода  $\Phi(\beta, \gamma - \beta)$  была получена Т. А. Агеяном для звезд различных масс в предположении максвелловского сферического распределения скоростей звезд поля [6, 7]. В работе [5] был рассмотрен случай, когда масса рассматриваемой звезды равна средней массе звезды поля, и получена функция распределения скоростей (3) группы звезд, с заданным начальным распределением скоростей, в различные моменты времени.

В настоящей работе аналогичная задача рассматривается для звезд нулевых масс, испытывающих сближения со звездами поля, имеющими максвелловское сферическое распределение скоростей. Ядро оператора (5) для этого случая имеет вид [6, 7]

$$\Phi(\beta, g) = \lambda(\beta, g) 16 \sqrt{6\pi} \frac{G^2 m^2 D \beta}{|g|^3} \int_{\frac{1}{2} |\sqrt{1+g/\beta} - 1|}^{\frac{1}{2} (\sqrt{1+g/\beta} + 1)} k^2 e^{-\frac{3}{2} \beta k^2} dk, \quad (6)$$

где

$$\lambda(\bar{N}) = \frac{4}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{x - \sin x}{x^3} e^{-\alpha \bar{N} x^{3/2}} dx, \quad (7)$$

$$\bar{N} = \frac{4}{3} \pi D G^3 m^3 \left( \frac{\sqrt{\beta}}{1 + \beta |g|} \right)^3, \quad (8)$$

$\alpha = 2/5 (\sqrt{2\pi})$ ,  $G$  — гравитационная постоянная,  $m$  — средняя масса звезды поля,  $D$  — плотность звезд поля.

Ядро  $\Phi(\beta, g)$ , зависящее от характеристик звездного поля, как и в работе [5], было вычислено для типичного рассеянного скопления:  $m = m_{\odot}$ ,  $D = 2 \text{ зв/пс}^3$ ,  $\bar{v} = 0.4 \text{ км/сек}$ .

В качестве масштаба времени удобно взять величину

$$t_0 = \frac{\bar{v}^3}{G^2 m^2 D}, \quad (9)$$

связанную со временем релаксации  $\tau$  звезд поля соотношением [1, 5]

$$\tau = 0.01 t_0. \quad (10)$$

Собственные значения и собственные функции оператора (5), как показано в [5], слабо зависят от принятых значений характеристик звездного поля,  $m$ ,  $D$  и  $\bar{v}$ . Поэтому функция распределения скоростей в различные моменты времени  $\theta$ , выраженного в единицах  $t_0$ , почти не зависит от конкретного звездного поля, но скорость эволюции функции распределения скоростей звезд в различных звездных системах различна и определяется величиной времени релаксации  $\tau$ , равной для типичного рассеянного скопления  $\approx 1.5 \times 10^7$  лет.

Для определения собственных значений и собственных функций оператора (5) в интегральном уравнении

$$\begin{aligned} \mu_j \Gamma_j(\gamma) = & - \int_0^{\gamma_1} \Gamma_j(z) t_0 \Phi(z, \gamma - z) dz + \\ & + \Gamma_j(\gamma) \int_0^{\infty} t_0 \Phi(\gamma, z - \gamma) dz \end{aligned} \quad (11)$$

интегралы заменялись суммами. При этом было принято  $\gamma_1 = 4$ , как это следует из теоремы вириала в среднем для скопления, а также

$$\Gamma_j(0) = \Gamma_j(4) \equiv 0. \quad (12)$$

В первом приближении в интервале  $0 < \gamma < 4$  было выбрано 19 узлов, а во втором приближении — 39 узлов, и для каждого узла было записано линейное алгебраическое уравнение, соответствующее интегральному уравнению (11).

Коэффициенты полученных таким образом систем линейных однородных алгебраических уравнений дают матрицы, соответственно, 19-го и 39-го порядка. Собственные значения и собственные векторы этих матриц, вычисленные на ЭВМ, приближенно дают, соответственно, 19 и 39 первых собственных значений  $\mu_j$  и соответствующих собственных функций  $\Gamma_j(\gamma)$  оператора (5) в узлах  $\gamma = \gamma_{k_1, 2}$  ( $k_1 = 1, \dots, 19$ ,  $k_2 = 1, 2, \dots, 39$ ).

Сравнение результатов первого и второго приближений показывают, что предложенный метод дает быструю сходимость при вычислении собственных функций  $\Gamma_j(\gamma)$ .

Собственные значения  $\mu_j$  определяются этим методом с большой ошибкой, ввиду особенности функции  $\Phi(\beta, g)$  при  $g \rightarrow 0$ . Поэтому собственные значения оператора (5) были вычислены с использованием собственных функций  $\Gamma_j(\gamma)$ , полученных изложенным выше способом по собственным векторам матрицы  $\Gamma_j(\gamma_k)$ , подобно тому, как это было сделано в [5]. Для определения собственных значений использовалось выражение, полученное интегрированием обеих частей уравнения (11) по  $\gamma$  от 0 до  $\gamma_1$

$$\mu_j = \frac{\int_0^{\gamma_1} \Gamma_j(\gamma) \int_{\gamma_1}^{\infty} \Phi(\gamma, z - \gamma) dz d\gamma}{\int_0^{\gamma_1} \Gamma_j(\gamma) d\gamma} \quad (13)$$

Все собственные значения  $\mu_j$  вещественные и положительные. Поэтому собственная функция  $\Gamma_1(\gamma)$ , соответствующая наименьшему собственному значению  $\mu_1$ , которая получается положительной, дает, как это следует из разложения (3), функцию распределения квадратов скоростей звезд нулевой массы в скоплении при  $\theta \rightarrow \infty$ .

Нормированная функция

$$\Gamma_1^{(0)}(\gamma) = \frac{\Gamma_1(\gamma)}{\int_0^{\gamma_1} \Gamma_1(\gamma) d\gamma} \quad (14)$$

приводится в табл. 1. Отношение средней квадратичной скорости звезд нулевой массы к средней квадратичной скорости звезд поля при  $t \rightarrow \infty$  равно

$$V_{\bar{\gamma}} = \left( \frac{\int_0^{\gamma_1} \gamma \Gamma_1(\gamma) d\gamma}{\int_0^{\gamma_1} \Gamma_1(\gamma) d\gamma} \right)^{\frac{1}{2}} = 1.41.$$

На рис. 1 приводится функция распределения скоростей  $y = \sqrt{\gamma} = v/\bar{v}$  звезд нулевых масс при  $\theta \rightarrow \infty$

$$Y_1^{(0)}(y) = 2y\Gamma_1^{(0)}(y^2). \quad (15)$$

Для сравнения приводится функция распределения скоростей для звезд средней массы при  $\theta \rightarrow \infty$ , полученная в [5].

Таблица 1

$\gamma$	$\Gamma_1^{(0)}(\gamma)$	$\gamma$	$\Gamma_1^{(0)}(\gamma)$	$\gamma$	$\Gamma_1^{(0)}(\gamma)$
0.0	0.0000	1.4	0.3471	2.8	0.3131
0.1	0.0382	1.5	0.3581	2.9	0.2958
0.2	0.0732	1.6	0.3663	3.0	0.2770
0.3	0.1058	1.7	0.3726	3.1	0.2563
0.4	0.1457	1.8	0.3774	3.2	0.2310
0.5	0.1673	1.9	0.3801	3.3	0.2101
0.6	0.1928	2.0	0.3808	3.4	0.1850
0.7	0.2165	2.1	0.3795	3.5	0.1586
0.8	0.2408	2.2	0.3762	3.6	0.1310
0.9	0.2632	2.3	0.3705	3.7	0.1008
1.0	0.2838	2.4	0.3630	3.8	0.0686
1.1	0.3025	2.5	0.3534	3.9	0.0357
1.2	0.3193	2.6	0.3474	4.0	0.0000
1.3	0.3341	2.7	0.3285		

Функция распределения скоростей звезд нулевых масс в квази-стационарном скоплении  $\Gamma_1^{(0)}(\gamma)$ , была получена в работе [8] при помощи численного решения уравнения баланса [9], к которому сводится уравнение (11) при  $t \rightarrow \infty$ ,

$$\begin{aligned} \mu_1 \Gamma_1^{(0)}(\gamma) = & - \int_0^{\gamma} \Gamma_1^{(0)}(z) t_0 \Phi(z, \gamma - z) dz + \\ & + \Gamma_1^{(0)}(\gamma) \int_0^{\infty} t_0 \Phi(\gamma, z - \gamma) dz, \end{aligned} \quad (16)$$

причем  $\Gamma_1^{(0)}(\gamma) \geq 0$ , а  $\mu_1$  представляет собой долю звезд нулевой массы, покидающих систему за единицу времени и определяется выражением

$$\mu_1 = \int_0^{\gamma_1} \Gamma_1^{(0)}(\gamma) \int_{\gamma}^{\infty} t_0 \Phi(\gamma, z - \gamma) dz d\gamma, \quad (17)$$

следующим также из (13).

Собственная функция  $\Gamma_1(\gamma)$ , соответствующая наименьшему собственному значению  $\mu_1$ , дает распределение скоростей рассматриваемой группы звезд при  $\theta \rightarrow \infty$ , т. е. после того, как в результате сближений звезд этой группы со звездами поля в системе установится состояние, квазистационарное в целом. Рассмотрение других собственных функций оператора (5), соответствующих собственным значениям  $\mu_j$ ,  $j > 1$ , позволяет найти распределение скоростей звезд этой группы в любые моменты времени и исследовать, таким образом, эволюцию функции распределения скоростей этих звезд под действием сближений со звездами поля.

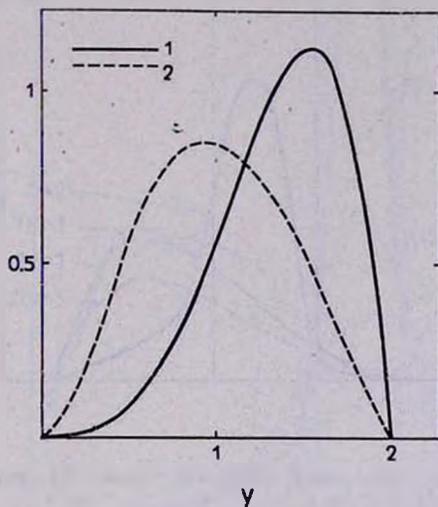


Рис. 1. Распределение скоростей в квазистационарном скоплении: 1 — функция распределения скоростей звезд нулевой массы,  $Y_1^{(0)}(y)$ ; 2 — функция распределения скоростей звезд средней массы,  $Y_1^{(1)}(y)$ .

Для исследования эволюции распределения скоростей звезд нулевых масс в разложении (3) было оставлено семь слагаемых, соответствующих семи наименьшим собственным значениям  $\mu_j$ . Для определения функции распределения скоростей в момент времени  $t$  использовалось, таким образом, приближенное выражение

$$f(\beta, t, \gamma) = \sum_{j=1}^7 C_j(\beta) e^{-\mu_j \theta} \Gamma_j(\gamma), \quad (18)$$

где  $\mu_j$  — семь наименьших собственных значений оператора (5), а  $\Gamma_j(\gamma)$  — соответствующие собственные функции.

Коэффициенты  $C_j(\beta)$  определялись из начальных условий (2), которые в нашем приближении принимают вид

$$\sum_{j=1}^7 C_j(\beta) \Gamma_j(\gamma_k) = \begin{cases} 2, & \gamma_k = \beta, \\ 0, & \gamma_k \neq \beta, \end{cases} \quad (19)$$

причем  $\gamma_k = hk$ ,  $h = 0.5$ ,  $k = 1, 2, \dots, 7$ .

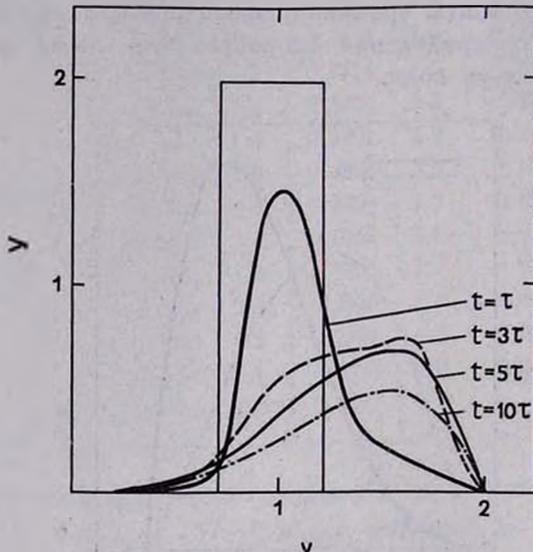


Рис. 2. Функция распределения скоростей звезд нулевой массы в различные моменты времени  $t$  при  $0.5 < \beta < 1.5$ .

Решение системы (19) при фиксированном  $\beta$  дает значения коэффициентов  $C_j(\beta)$  в разложении (18). На рисунках 2, 3 и 4 представлена функция распределения скоростей

$$Y_\beta(t, y) = 2y f(\beta, t, y^2)$$

групп звезд с различными начальными скоростями  $y_0 = \sqrt{\beta}$ . Рассмотрены три случая:  $0.5 \leq \beta \leq 1.5$  (рис. 2),  $1.5 \leq \beta < 2.5$  (рис. 3) и  $2.5 \leq \beta < 3.5$  (рис. 4). Во всех случаях звезды нулевых масс при  $t \rightarrow \infty$  стремятся к распределению  $Y_1^{(0)}(y)$ . Распределение скоростей практически совпадает с квазистационарным при  $t = 5\tau$  для  $0.5 \leq \beta < 1.5$  и при  $t = 10\tau$  в двух других случаях ( $\tau$  — время релаксации для звезд средней массы). Таким образом, у группы звезд малых скоростей квазистационарное распределение скоростей устанавливается раньше, чем у группы звезд больших скоростей.

С другой стороны, в [5] было показано, что звезды с массой, равной средней массе звезды в скоплении, достигают квазистационарного состояния за время порядка  $20\tau$ , т. е. примерно в два раза дольше, чем звезды нулевой массы.

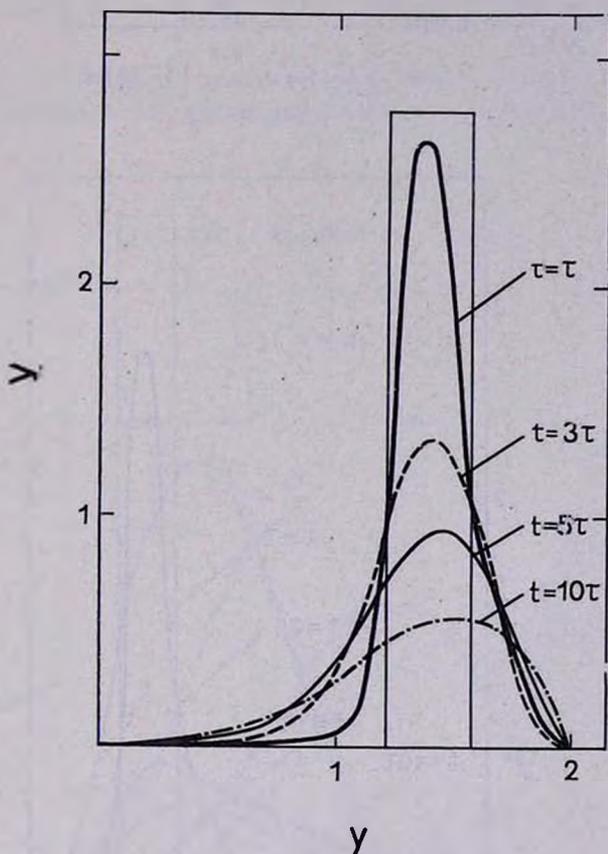


Рис 3. Функция распределения скоростей звезд нулевой массы в различные моменты времени  $t$  при  $1.5 < \beta < 2.5$ .

На рис. 5 представлено распределение скоростей звезд нулевых масс в различные моменты времени, полученное Спитцером и Шварцшильдом из уравнения Фоккера-Планка [10] при предположении, что в начальный момент их распределение максвелловское (время  $T_R$  приблизительно равно времени релаксации  $\tau$ ). Исключение из рассмотрения поглощающего экрана в [10] приводит к тому, что скорости рассматриваемых звезд в среднем неограниченно возрастают при  $t \rightarrow \infty$ .

Выражение (18) дает возможность определить долю звезд, диссипирующих за время  $\tau$

$$-\frac{\tau}{N} \frac{dN}{dt} = 0.01 \cdot \frac{\sum_{j=1}^7 \mu_j C_j(\beta) e^{-\mu_j \theta} \int_0^4 \Gamma_j(\gamma) d\gamma}{\sum_{j=1}^7 C_j(\beta) e^{-\mu_j \theta} \int_0^4 \Gamma_j(\gamma) d\gamma}. \quad (20)$$

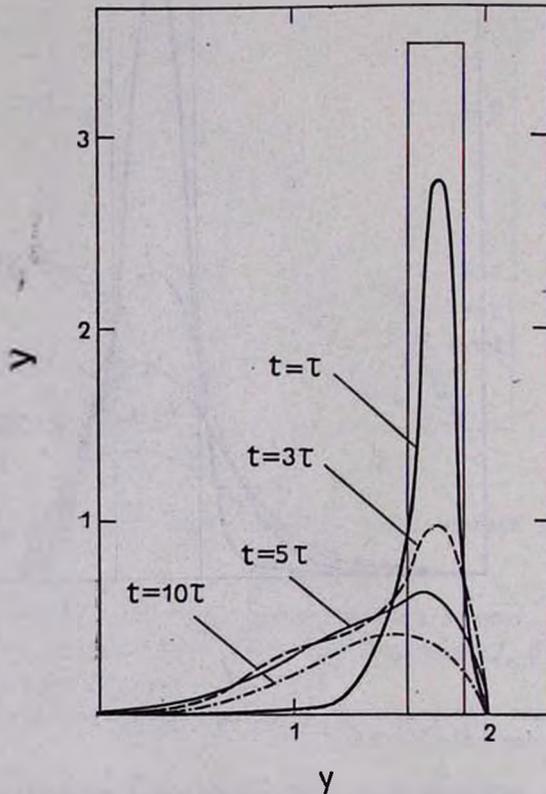


Рис. 4. Функция распределения скоростей звезд нулевой массы в различные моменты времени  $t$  при  $2.5 < \beta < 3.5$ .

При  $\theta \rightarrow \infty$  это выражение равно  $0.01 \mu_1$ . Таким образом, в скоплении, достигшем квазистационарного состояния, за время  $\tau$  уносится  $0.01 \mu_1 = 0.0771$  доля звезд нулевой массы.

Для доли энергии, уносимой звездами нулевой массы за время  $\tau$ , из (18) получаем выражение

$$-\frac{\tau}{E} \frac{dE}{dt} = 0.01 \cdot \frac{\sum_{j=1}^7 C_j(\beta) e^{-\mu_j \theta} \int_0^4 \Gamma_j(\gamma) \int_4^{\infty} (z-4) t_0 \Phi(\gamma, z-\gamma) dz d\gamma}{\sum_{j=1}^7 C_j(\beta) e^{-\mu_j \theta} \int_0^4 \gamma \Gamma_j(\gamma) d\gamma}, \quad (21)$$

которое при  $\theta \rightarrow \infty$  дает долю энергии звезд нулевой массы, уносимой этими звездами из квазистационарного скопления за время  $\tau$ , равную

$$E_1 = 0.01 \cdot \frac{\int_0^4 \Gamma_1(\gamma) \int_4^{\infty} (z-4) t_0 \Phi(\gamma, z-\gamma) dz d\gamma}{\int_0^4 \gamma \Gamma_1(\gamma) d\gamma} = 0.0127. \quad (22)$$

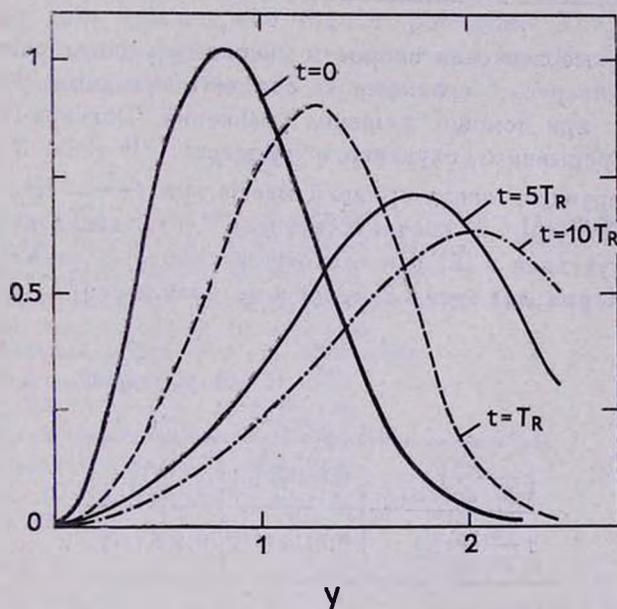


Рис. 5. Распределение скоростей звезд нулевой массы в различные моменты времени, полученное Спитцером и Шварцшильдом из уравнения Фоккера-Планка.

В табл. 2 приводятся значения доли диссипирующих звезд и доли уносимой энергии, вычисленные, соответственно, по формулам (20) и (21) для различных моментов времени.

Доля энергии звезд нулевой массы, уносимая этими звездами, примерно в 7 раз больше, чем доля энергии, уносимая звездами средней массы, равная за время  $\tau=0.00177$  [5].

Отношение энергии, унесенной диссипирующими звездами к средней энергии того же количества звезд, принадлежащих системе, равно 1.11 для звезд нулевой массы и 0.190 для звезд средней массы.

Таблица 2

$\frac{t}{\tau}$	$-\frac{\tau}{N} \frac{dN}{dt}$			$-\frac{\tau}{E} \frac{dE}{dt}$		
	$0.5 < \beta < 1.5$	$1.5 < \beta < 2.5$	$2.5 < \beta < 3.5$	$0.5 < \beta < 1.5$	$1.5 < \beta < 2.5$	$2.5 < \beta < 3.5$
5.0	0.0835	0.0562	0.0892	0.0123	0.0108	0.0137
7.5	0.0765	0.0698	0.0812	0.0126	0.0121	0.0131
10	0.0770	0.0745	0.0786	0.0127	0.0125	0.0128
15	0.0771	0.0768	0.0773	0.0127	0.0127	0.0127
$\infty$	0.0771	0.0771	0.0771	0.0127	0.0127	0.0127

Полученные значения скорости диссипации звезд различных масс при  $t \rightarrow \infty$  интересно сравнить с соответствующими результатами, полученными при помощи решения уравнения Фоккера-Планка, т. е. в схеме непрерывного случайного процесса. В табл. 3 приводится доля диссипирующих звезд средней массы при  $t \rightarrow \infty$  ( $m_1 = \bar{m}$ ), полученная в работе [5], и соответствующая доля звезд нулевой массы ( $m_1 = 0$ ), полученная в [8] и в настоящей работе, а также результаты Спитцера и Харма для звезд средней и нулевой масс  $[(T_R/N)(dN/dt)]_{SH}$  [11].

Таблица 3

	$m_1 = \bar{m}$	$m_1 = 0$
$\left(\frac{\tau}{N} \frac{dN}{dt}\right)_{t \rightarrow \infty}$	0.00930 [5]	0.0771
$\left(\frac{T_R}{N} \frac{dN}{dt}\right)_{SH}$	0.0114 [11]	0.205 [11]

Доля диссипирующих звезд нулевой массы при  $t \rightarrow \infty$  больше, чем доля диссипирующих звезд средней массы в 8.3 раза в нашем случае и в 18 раз в случае Спитцера и Харма. Для выяснения природы этого расхождения наш результат следует сравнить с решением уравнения Фоккера-Планка, в котором моменты приращения скорости

получены из функции перехода  $\Phi(z, g)$ , использовавшейся в [5] (см. (3—5) работы [5]) для звезд средней массы и в настоящей работе (6—8) для звезд нулевой массы.

Ленинградский Государственный  
университет

THE VELOCITY VARIATION OF A STAR AS A PURELY  
DISCONTINUOUS RANDOM PROCESS.  
I. ZERO MASS STARS

V. S. KALIBERDA, I. V. PETROVSKAYA

The variation of velocity module of a star in the system is considered as a purely discontinuous random process. Using the second Kolmogorov-Feller equation the evolution of the velocity distribution function of zero mass stars in open cluster is investigated without taking into account the regular potential. The escape rate of stars and the amount of energy, taken away by the dissipated stars in different moments of time are also found.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Т. А. Азекян, Гл. "Звездная динамика" в "Курсе астрофизики и звездной астрономии" под ред. А. А. Михайлова, Физматгиз, 1962.
2. И. В. Петровская, Астрон. ж., 46, 4, 824, 1969.
3. В. С. Калиберда, Вестн. Ленингр. ун-та, № 1, 123, 1964.
4. М. Непол, Ann. Astrophys., 23, 668, 1960.
5. И. В. Петровская, Астрон. ж., 46, 1220, 1969.
6. Т. А. Азекян, Астрон. ж., 36, 41, 1959.
7. Т. А. Азекян, Астрон. ж., 38, 1055, 1961.
8. В. С. Калиберда, Астрофизика, 5, 433, 1969.
9. Т. А. Азекян, Астрон. ж., 36, 283, 1959.
10. L. Spitzer, M. Schwarzschild, Ap. J., 114, 335, 1951.
11. L. Spitzer, R. Härm, Ap. J., 127, 544, 1958.



АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР  
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 6

ФЕВРАЛЬ, 1970

ВЫПУСК 1

ГАЛАКТИКА АНДРОМЕДЫ M 31  
II. ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ. ТЕОРИЯ

Я. Э. ЭЙНАСТО

Поступила 14 марта 1969

Рассматривается проблема построения гидродинамической модели звездной системы по заданному распределению массы.

В первом разделе приводится система уравнений для определения кинематических функций: дисперсии скоростей  $\sigma_z^2$ , скорости центрада  $V_0$ , отношения дисперсий  $k_0 = \sigma_\theta^2/\sigma_R^2$  и  $k_z = \sigma_z^2/\sigma_R^2$  и наклона  $\alpha$  большой оси эллипсоида скоростей к плоскости симметрии галактики. Для определения этих пяти функций имеется только два гидродинамические уравнения. Чтобы решить задачу, нужно иметь еще три дополнительных уравнения. Во втором разделе описываются и анализируются различные методы замыкания системы гидродинамических уравнений. Последняя представляет собой систему нелинейных дифференциальных уравнений, которую можно решить методом последовательных приближений.

Более детально решение уравнений в плоскости галактики  $z = 0$  рассматривается в разделе 3, а в общем случае  $z \neq 0$  в разделах 4, 5.

1. Уравнения для определения кинематических функций. Как известно [1, 2], по распределению массы можно вычислить соответствующее гравитационное ускорение. Компоненты гравитационного ускорения в радиальном и вертикальном направлениях  $K_R = -\partial\Phi/\partial R$  и  $K_z = -\partial\Phi/\partial z$  ( $\Phi$  — гравитационный потенциал) связаны с кинематическими функциями посредством гидродинамических уравнений [3, 4].

$$\frac{1}{R}(\sigma_R^2 - \sigma_\theta^2) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial R}(\rho\sigma_R^2) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z}[\rho\gamma(\sigma_R^2 - \sigma_z^2)] - \frac{V_0^2}{R} = -K_R, \quad (1.1)$$

$$\frac{1}{R}\gamma(\sigma_R^2 - \sigma_z^2) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial R}[\rho\gamma(\sigma_R^2 - \sigma_z^2)] + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z}(\rho\sigma_z^2) = -K_z. \quad (1.2),$$

В этих формулах  $\sigma_R$ ,  $\sigma_\theta$ ,  $\sigma_z$  — дисперсии скоростей в цилиндрической галактоцентрической системе координат  $R, \theta, z$ ;  $V_0$  — скорость центроида;  $\rho$  — плотность вещества и

$$\gamma = \frac{1}{2} \operatorname{tg} 2\alpha, \quad (1.3)$$

причем  $\alpha$  — угол наклона большой оси эллипсоида скоростей к плоскости симметрии галактики. Допускается, что большая ось эллипсоида скоростей находится в меридиональной плоскости галактики и что компоненты скорости центроида  $V_R = V_z = 0$ .

Вычислив необходимые производные, уравнения (1.1) и (1.2) можно написать в виде

$$V_0^2 - \rho \sigma_R^2 = RK_R, \quad (1.4)$$

где

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial (\rho \sigma_R^2)}{\partial z} + \bar{q} \frac{\sigma_z^2}{R} = -K_z, \quad (1.5)$$

$$\begin{aligned} p = (1 - k_\theta) + G_R \{ \rho \} + G_R \{ \sigma_R^2 \} + \frac{R}{z} \gamma (1 - k_z) [G_z \{ \rho \} + \\ + G_z \{ \gamma \} + G_z \{ 1 - k_z \}], \end{aligned} \quad (1.6)$$

$$q = \gamma \left( \frac{1}{k_z} - 1 \right) [1 + G_R \{ \rho \} + G_R \{ \gamma \} + G_R \{ \sigma_R^2 - \sigma_z^2 \}]. \quad (1.7)$$

В этих формулах

$$k_\theta = \frac{\sigma_\theta^2}{\sigma_R^2}, \quad k_z = \frac{\sigma_z^2}{\sigma_R^2}, \quad (1.8)$$

а

$$G_R \{ \rho \} = \frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln R} \quad \text{и т. д.} \quad (1.9)$$

Уравнения (1.4) и (1.5) содержат пять неизвестных кинематических функций —  $\sigma_z$ ,  $V_0$ ,  $k_\theta$ ,  $k_z$ ,  $\gamma$ . Для определения этих функций имеем пока только два уравнения, следовательно, система гидродинамических уравнений не замкнута. Чтобы решить задачу, нужно иметь еще три независимых соотношения между искомыми функциями. Дополнительные уравнения удобно дать для величин  $k_\theta$ ,  $k_z$ ,  $\gamma$ , определяющих форму и ориентацию эллипсоида скоростей. Тогда уравнение (1.5) позволяет вычислить дисперсию  $\sigma_z$ , чем определяется размер эллипсоида скоростей, а уравнение (1.4) — скорость центроида  $V_0$ , т. е. смещение эллипсоида скоростей относительно точки покоя.

Проблема определения гидродинамической модели галактики сводится, таким образом, к нахождению уравнений для вспомогательных кинематических функций  $k_\theta$ ,  $k_z$ ,  $\gamma$ . В литературе по звездной динамике этот вопрос до сих пор не обсуждался достаточно полно. Поэтому рассмотрим различные возможности решения этой задачи.

## 2. Способ замыкания системы гидродинамических уравнений.

А. Способ Джинса-Оорта. Из классической звездной динамики для величин  $k_z$  и  $k_\theta$  вытекают следующие выражения

$$k_z = 1, \quad (2.1)$$

$$k_\theta = \frac{-B}{A-B}, \quad (2.2)$$

причем  $A$  и  $B$  — кинематические параметры Оорта. Выражая  $A$  и  $B$  через скорость центроида  $V_\theta$  и ее радиальный градиент, имеем

$$k_\theta = \frac{1}{2}[1 + G_R \{V_\theta\}]. \quad (2.3)$$

Таким образом, формулы (1.6) и (1.7) приобретают вид

$$p = (1 - k_\theta) + G_R \{p\} + G_R \{\sigma_R^2\}, \quad (2.4)$$

$$q = 0, \quad (2.5)$$

а величина  $\gamma$  выпадает из системы искомых функций. Первое гидродинамическое уравнение решается последовательными приближениями ( $V_\theta$  фигурирует и в  $p$ ), причем в нулевом приближении считается  $p = 0$ . Второе уравнение имеет простое решение

$$\sigma_z^2 = \rho^{-1} \int_x^z K_x \rho dz, \quad (2.6)$$

которое уместно называть джинсовским. Этот способ был применен, например, в работах [5, 6].

Б. Способ Иннанена и Келлетта. В сферических звездных системах (например в шаровых скоплениях) большая ось эллипсоида скоростей направлена на центр системы [7, 8], тогда

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{z}{R}. \quad (2.7)$$

В эллиптических и спиральных галактиках эллипсоид скоростей также наклонен к плоскости симметрии, но угол наклона другой. Следуя Оорту [9], Иннанен и Келлетт [10] приняли

$$\gamma = \frac{z}{R} \quad (2.8)$$

Наблюдения показывают, что  $\sigma_z \neq \sigma_R$  и поэтому формула (2.1) не имеет места. Вместо нее Иннанен и Келлетт приняли

$$k_z = \mu^{-2}, \quad (2.9)$$

где  $\mu$  — некоторая постоянная. Задавая для  $\mu$  ряд значений, авторы последовательными приближениями вычисляли дисперсию  $\sigma_z$ , интегрируя уравнение (1.5). В нулевом приближении дисперсия вычислялась по (2.6). Применяя этот способ к трехкомпонентной модели нашей Галактики, авторы нашли, что процесс последовательных приближений для плоской и промежуточной составляющей сходится при  $\mu < 3$ . Для гало же процесс сходится лишь при  $\mu < 1.2$ .

Так как выбор параметра  $\mu$  остался открытым и скорость центроида не вычислялась, то Иннанен и Келлетт фактически не решили задачу до конца. Кроме того, формулу (2.8) можно принять только в первом весьма грубом приближении (см. ниже).

В. Способ, основанный на теории Кузмина. Проблема решения гидродинамических уравнений изучалась и Г. Г. Кузминым. Правда, он рассматривал только плоскую задачу. Как мы увидим ниже, его способ можно обобщить также на пространственный случай.

При  $z = 0$  эллипсоид скоростей не имеет наклона к плоскости галактики и  $\gamma = 0$ , но  $\partial\gamma/\partial z \neq 0$ . Поэтому выражение для параметра  $p$  (1.6) приобретает вид

$$p = (1 - k_0) + n_R (1 - k_z) + G_R \{p\} + G_R \{z_R^2\}, \quad (2.10)$$

где

$$n_R = R \left( \frac{\partial\gamma}{\partial z} \right)_{z=0}. \quad (2.11)$$

Основываясь на теории третьего интеграла движения звезд как квазиинтеграла, Г. Г. Кузмин показал [11], что

$$n_R = -\frac{1}{4} G_R \{C_c^2\} \left[ 1 + \frac{B_c (A_c - B_c)}{C_c^2} \right]^{-1}, \quad (2.12)$$

где  $A_c$ ,  $B_c$ ,  $C_c$  — динамические параметры Оорта-Кузмина, т. е.

$$\left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2}\right)_{z=0} = -C_c^2, \quad (2.13)$$

а  $A_c$  и  $B_c$  соответствуют круговой скорости. С градиентами потенциала они связаны формулами

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2}\right)_{z=0} &= (A_c - B_c)(3A_c - B_c), \\ \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial R}\right)_{z=0} &= -(A_c - B_c)^2. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Используя уравнение Пуассона, которое при  $z = 0$  в обозначениях  $A_c$ ,  $B_c$ ,  $C_c$  имеет вид

$$4\pi G \rho_t = C_c^2 - 2(A_c^2 - B_c^2), \quad (2.15)$$

( $\rho_t$  — тотальная плотность вещества) и учитывая, что  $A_c, B_c \ll C_c$ , Г. Г. Кузмин получил [11] приближенное выражение

$$n_R = -\frac{1}{4} G_R \{\rho_t\}. \quad (2.16)$$

Отношение дисперсий  $k_z$  не может быть вычислено с помощью классической звездной динамики, так как форма эллипсоида скоростей в  $z$ -направлении определяется действием иррегулярных сил, не учитываемых в классической теории. Теория действия иррегулярных сил приводит к следующему соотношению между дисперсиями скоростей [12, 13]

$$k_z^{-1} = 1 + k_\theta^{-1}. \quad (2.17)$$

Формула выведена для плоских подсистем, ее применимость в других случаях пока не выяснена. Она позволяет вычислить  $k_z$  по  $k_\theta$ , последняя же величина может быть найдена в плоском случае по формуле Линдблада (2.3).

3. *Решение гидродинамических уравнений при  $z = 0$ .* Рассмотрим теперь несколько более подробно вопросы, связанные с решением гидродинамических уравнений в плоскости галактики.

Все три вспомогательные кинематические функции  $k_\theta$ ,  $k_z$  и  $n_R$  могут быть вычислены по модели распределения массы, причем при вычислении  $k_\theta$  в первом приближении берем  $V_\theta \sim V_c$ .

Первое гидродинамическое уравнение позволяет вычислить без особого труда скорость центроида составляющих  $V_\theta$ . Градиент плот-

ности  $G_R \{\rho\}$  задан моделью распределения массы; дисперсии скоростей и их градиенты можно вычислить путем решения второго гидродинамического уравнения для  $\sigma_z$ , считая вспомогательные функции  $k_\theta$ ,  $k_z$ ,  $n_R$  известными. Итак, задача сводится к решению второго гидродинамического уравнения.

В плоскости галактики второе гидродинамическое уравнение (1.2) превращается в тождество вида  $0 \equiv 0$ . Поэтому продифференцируем это уравнение по  $z$ , взяв затем  $z = 0$ . Тогда получим

$$Q\sigma_z^2 = R^2 C_z^2, \quad (3.1)$$

где

$$Q = - \left( q' + R^2 \frac{\partial^2 \ln \rho}{\partial z^2} + R^2 \frac{\partial^2 \ln \sigma_z^2}{\partial z^2} \right), \quad (3.2)$$

причем

$$q' = n_R \left( \frac{1}{k_z} - 1 \right) [G_R \{\rho\} + G_R \{n_R\} + G_R \{1 - k_z\}]. \quad (3.3)$$

Формулы, сходные с (3.1)–(3.3), были найдены С. А. Кутузовым [14]. Однако они не применялись на практике, так как не было известно, как определить  $\partial^2 \ln \sigma_z^2 / \partial z^2$ .

При эллипсоидальном распределении плотности имеет место соотношение

$$R^2 \frac{\partial^2 \ln \rho}{\partial z^2} = \varepsilon_\rho^{-2} G_R \{\rho\}, \quad (3.4)$$

причем  $\varepsilon_\rho$  — отношение полуосей изоповерхностей плотности  $\rho$ .

Делая аналогичное допущение в отношении  $\sigma_z^2$ , найдем

$$R^2 \frac{\partial^2 \ln \sigma_z^2}{\partial z^2} = \varepsilon_\sigma^{-2} G_R \{\sigma_z^2\}, \quad (3.5)$$

где  $\varepsilon_\sigma$  — отношение полуосей изоповерхностей дисперсии  $\sigma_z^2$ . Градиент  $G_R \{\sigma_z^2\}$  получается из решения уравнения (3.1). Отношение  $\varepsilon_\sigma$  может быть вычислено, если известно распределение дисперсии  $\sigma_z^2$  и на оси системы  $R = 0$ .

При сферических подсистемах все три слагаемых параметра  $Q$  имеют одинаковый порядок. Для промежуточных и плоских подсистем преобладает второй член, причем в последнем случае остальные члены настолько малы, что ими можно пренебречь (см. [15]). Таким образом, для плоских подсистем имеем

$$C = C_c, \quad (3.6)$$

где

$$C = \tau_z / \kappa, \quad (3.7)$$

— кинематический параметр Кузмина, причем

$$\tau_z^{-2} = -\partial^2 \ln \varphi / \partial z^2. \quad (3.8)$$

Второе гидродинамическое уравнение позволяет также вычислить среднюю дисперсию скоростей в плоскости симметрии галактики.

По определению

$$K_z = - \int_0^z \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} dz. \quad (3.9)$$

Используя уравнение Пуассона и пренебрегая зависимостью  $\partial\Phi/\partial R$  и  $\partial^2\Phi/\partial R^2$  от  $z$ , находим

$$K_z = 4\pi G \int_0^z \rho_t dz + 2(A_c^2 - B_c^2)z. \quad (3.10)$$

Дисперсию скоростей вычислим в динсовском приближении, т. е. пренебрегая наличием наклона эллипсоида скоростей вне плоскости галактики. Подставляя (3.10) в (2.6), получим

$$(\rho_t \overline{\sigma_z^2})_0 = \frac{\pi G P^2}{2} \left( 1 + \frac{A_c^2 - B_c^2}{\pi G \rho_t} \frac{\bar{z}}{z_0} \right), \quad (3.11)$$

где  $P$  — полная спроектированная плотность вещества,  $z_0 = P/2\rho_t$  — эффективная полутолщина галактики и

$$\frac{\bar{z}}{z_0} = \frac{\int_0^z \rho_t z dz}{\int_0^z \rho_t dz}. \quad (3.12)$$

Формула (3.11) не применима в центральных областях галактики, где пренебречь зависимостью  $\partial\Phi/\partial R$  и  $\partial^2\Phi/\partial R^2$  от  $z$  нельзя. Формула (3.11) была выведена Г. Г. Кузминым [16], причем поправочный член найден для одной частной модели галактики.

Первое гидродинамическое уравнение было использовано ранее нами для оценки разности скорости центраида подсистем и круговой

скорости [17]. Второе же гидродинамическое уравнение было применено только в простейшем виде (3.6) для оценки динамического параметра  $C_c$  [15, 18], а также в виде (3.11) для определения средней дисперсии скоростей звезд [16]. В полном объеме описанный способ решения гидродинамических уравнений в плоскости галактики здесь применяется впервые.

4. *Решение гидродинамических уравнений при  $z \neq 0$ ; случай квадратичного третьего интеграла и эллипсоидального распределения скоростей.* Выше мы видели, что до сих пор не предложено удовлетворительного способа решения гидродинамических уравнений в случае  $z \neq 0$ . В настоящем разделе рассматриваются возможности решения этой задачи, исходя из теории квадратичного третьего интеграла движения звезд и эллипсоидального распределения их скоростей.

В каждой точке пространства  $(R, z)$  направление осей эллипсоида скоростей определяет ортогональную систему координат. Двигаясь вдоль осей эллипсоида скоростей, получаем при осевой и плоскостной симметрии галактики три ортогональных семейства поверхностей, которые согласно Эддингтону [19] называются основными скоростными поверхностями. Если допустить существование третьего квадратичного интеграла движения звезд, то эти поверхности являются меридиональными плоскостями и конфокальными эллипсоидами и гиперболамидами. Этот результат был получен Г. Г. Кузминым [20], тогда как Эддингтон [19] вывел его при менее общем допущении, а именно в допущении шварцшильдового распределения скоростей. Обозначая соответствующие криволинейные координаты  $x_i$ , имеем следующую формулу связи между  $x_i$  и цилиндрическими координатами  $R, \theta, z$  [20]

$$\frac{R^2}{x^2 - z_0^2} + \frac{z^2}{x^2} = 1, \quad x_3 = \theta, \quad (4.1)$$

причем

$$x^2 = \begin{cases} x_1^2 \geq z_0^2 \\ x_2^2 \leq z_0^2. \end{cases} \quad (4.2)$$

В этих формулах  $z_0$  — постоянная, определяющая положение общих для эллипсоидов и гиперболюидов фокусов. Последние лежат на оси галактики на расстоянии  $z = \pm z_0$  от центра.

Из вышеизложенного следует, что одна ось эллипсоида скоростей совпадает с осью  $v_0$  в цилиндрической системе координат, угол же наклона других осей к плоскости выражается формулой [20]

$$\gamma = \frac{Rz}{R^2 + z_0^2 - z^2}. \quad (4.3)$$

Рассмотрим теперь, какие выражения вытекают из теории третьего квадратичного интеграла для отношения дисперсий скоростей.

Из теоремы Джинса следует, что фазовая плотность зависит от скоростей и координат посредством интегралов движения звезд [20]

$$\begin{aligned} I_1 &= v_1^2 + v_2^2 + v_0^2 - 2\Phi, \\ I_2 &= Rv_0, \\ I_3 &= \left(\frac{x_2}{z_0}\right)^2 v_1^2 + \left(\frac{x_1}{z_0}\right)^2 v_2^2 + \left(\frac{x_1 x_2}{z_0^2}\right)^2 v_0^2 - 2\Phi^*, \end{aligned} \quad (4.4)$$

причем  $v_i$  — компоненты скоростей вдоль главных осей эллипсоида скоростей и  $\Phi^*$  — функция, связанная с гравитационным потенциалом  $\Phi$ . Допускаем, что распределение скоростей эллипсоидально относительно всех  $v_i$ . Для этого нужно, чтобы фазовая плотность зависела от  $I_1$  и  $I_3$  посредством линейного выражения, а от  $I_2$  — посредством квадратичного выражения

$$s = a_1 I_1 + a_2 I_3 - 2 \frac{b_1}{z_0} I_2 + \frac{b_2}{z_0^2} I_2^2. \quad (4.5)$$

Тогда фазовая плотность зависит от компонентов скоростей посредством квадратичного выражения ( $x_1 x_2 = \pm z z_0$ )

$$\begin{aligned} s &= \left[ a_1 + a_2 \left(\frac{x_2}{z_0}\right)^2 \right] v_1^2 + \left[ a_1 + a_2 \left(\frac{x_1}{z_0}\right)^2 \right] v_2^2 + \\ &+ \left[ a_1 + a_2 \left(\frac{z}{z_0}\right)^2 + b_2 \left(\frac{R}{z_0}\right)^2 \right] [v_0 - \bar{v}_0]^2, \end{aligned} \quad (4.6)$$

где

$$\bar{v}_0 = V_0 = \frac{b_1 z_0 R}{a_1 z_0^2 + a_2 z^2 + b_2 R^2}. \quad (4.7)$$

Таким образом, для отношения осей эллипсоида скоростей получаем

$$k_{12} = \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1^2} = \frac{a_1 z_0^2 + a_2 x_2^2}{a_1 z_0^2 + b_2 x_1^2}, \quad (4.8)$$

$$k_{13} = \frac{\sigma_3^2}{\sigma_1^2} = \frac{a_1 z_0^2 + a_1 x_2^2}{a_1 z_0^2 + a_2 z^2 + b_2 R^2}. \quad (4.9)$$

Дисперсии скоростей в цилиндрической системе координат следующие:

$$\begin{aligned} \sigma_R^2 &= \sigma_1^2 \cos^2 \alpha + \sigma_2^2 \sin^2 \alpha, \\ \sigma_z^2 &= \sigma_1^2 \sin^2 \alpha + \sigma_2^2 \cos^2 \alpha, \\ \sigma_0^2 &= \sigma_3^2, \end{aligned} \quad (4.10)$$

где  $\alpha$  — по-прежнему угол наклона большой оси эллипсоида скоростей к плоскости  $z = 0$ . Из (4.10) получим

$$k_x = \frac{\sin^2 \alpha + k_{12} \cos^2 \alpha}{\cos^2 \alpha + k_{12} \sin^2 \alpha} \quad (4.11)$$

и

$$k_0 = \frac{k_{12}}{\cos^2 \alpha + k_{12} \sin^2 \alpha}. \quad (4.12)$$

В частности, в плоскости галактики

$$\begin{aligned} x_1^2 &= R^2 + z_0^2, & k_{12} &= k_x, \\ x_2^2 &= 0, & k_{13} &= k_0, \end{aligned} \quad (4.13)$$

откуда по (4.8) и (4.9)

$$k_x(R, 0) = \frac{a_1 z_0^2}{(a_1 + a_2) z_0^2 + a_2 R^2}, \quad (4.14)$$

$$k_0(R, 0) = \frac{a_1 z_0^2}{a_1 z_0^2 + b_2 R^2}. \quad (4.15)$$

Применяя формулу Кузмина (2.17), видим, что  $a_1 = a_2 = b_2 = a$ . Следовательно ( $b = b_1/a$ ),

$$V_0 = \frac{b z_0 R}{z_0^2 + z^2 + R^2}, \quad (4.16)$$

$$k_{12} = \frac{z_0^2 + x_2^2}{z_0^2 + x_1^2}. \quad (4.17)$$

$$k_{13} = \frac{z_0^2 + x_2^2}{z_0^2 + z^2 + R^2}. \quad (4.18)$$

Формулы (4.7)—(4.9) были получены еще Эддингтоном (19), а формулы (4.14)—(4.18) Г. М. Иддисом (21), правда, в несколько ином виде и исходя из шварцшильдового распределения скоростей.

5. *Решение гидродинамических уравнений при  $z \neq 0$ ; общий случай.* Еще Эддингтон показал ([19], стр. 47), что допущение нали-

чия шварцшильдового распределения скоростей приводит к внутреннему противоречию — невозможно найти конфигурацию распределения массы, одновременно удовлетворяющую уравнению Пуассона и уравнению, вытекающему из определения фазовой плотности. Нетрудно видеть, что к такому же противоречию мы приходим, исходя из допущения строгого выполнения условия наличия третьего квадратичного интеграла движения звезд и эллипсоидального распределения скоростей. В настоящем разделе рассматривается определение вспомогательных кинематических функций, причем мы исходим из теории третьего интеграла как квазиинтеграла и приблизительно эллипсоидального распределения скоростей.

Допущение симметричности распределения скоростей в направлении  $v_z$  явно противоречит наблюдениям. Поэтому при выводе отношения дисперсии  $k_0$  мы не будем использовать выражения, вытекающие из эллипсоидального распределения скоростей. Вместо этого применим уравнение микродвижения (термин Г. Г. Кузмина [4]), откуда следует

$$2k_0 = 1 + G_R [V_0] + \gamma (1 - k_s) \frac{R}{z} G_z [V_0] + \frac{R}{\rho \sigma_R^2 V_0} \frac{\partial (\rho v_R^2 v_0)}{\partial R} + \\ + \frac{2v_R^2 v_0 - v_0^3}{\sigma_R^2 V_0} + \frac{R}{\rho \sigma_R^2 V_0} \frac{\partial (\rho v_R v_z v_0)}{\partial z}. \quad (5.1)$$

Вблизи плоскости  $z = 0$  преобладают первые два члена правой части (5.1) и мы получаем обычную формулу Линдблада (2.3). Применение формулы в общем случае требует специального исследования вертикального градиента  $v_0$ , а также моментов компонентов скорости третьего порядка, которое выходит за рамки настоящей работы.

Относительно  $v_1$  и  $v_2$  осей распределение скоростей в первом приближении можно считать эллипсоидальным. При выводе отношения дисперсии  $k_s$  в разделе 4 слабым местом следует считать допущение, что третий интеграл является точным интегралом движения. Если ограничиваться третьим интегралом как квазиинтегралом, то в его разложении нужно брать и более высокие члены. В таком случае в выражении (4.6) множители перед  $v_1^2$  и  $v_2^2$  уже не являются линейными относительно  $x_2^2$  и  $x_1^2$  соответственно, а имеют более общий вид. Мы предполагаем, что первый множитель все же зависит только от  $x_2^2$ , а второй — от  $x_1^2$  в форме некоторой функции  $f(x^2)$ . Отношение дисперсий  $k_{12}$  выражается тогда формулой

$$k_{12} = \frac{f(x_2^2)}{f(x_1^2)}. \quad (5.2)$$

Теория интегралов движения звезд не может однозначно фиксировать функцию  $f(x^2)$ , так как форма эллипсоида скоростей определяется действием иррегулярных сил, не учитываемых в теории интегралов движения. Действие же иррегулярных сил исследовано до сих пор лишь для очень плоских подсистем, оно приводит к формуле Кузмина (2.17), которую мы и будем использовать для вычисления  $f(x^2)$ .

При  $z = 0$   $k_z$  конечно и отлично от нуля. Поэтому без ограничения общности можно положить  $f(0) = 1$  и, учитывая (4.13),

$$k_z(R, 0) = 1/f(R^2 + z_0^2). \quad (5.3)$$

Эта формула позволяет вычислить  $f(x^2)$  по  $k_z$  и  $k_0$ , а  $k_0$ , в свою очередь может быть найдено по формуле Линдблада (2.3).

Формула (5.3) определяет функцию  $f(x^2)$  лишь для  $x^2 > z_0^2$ . В области  $0 < x^2 < z_0^2$  ее приходится интерполировать, учитывая, что по определению  $f(0) = 1$ .

Необходимо указать на один недостаток определения функции  $f(x^2)$  по (5.3) с использованием (2.3) и (2.17). По последним формулам  $k_z(0, 0) = 0.5$  и, следовательно,  $f(z_0^2) = 2$  независимо от  $z_0$ . С другой стороны, распределение скоростей в центре сферических систем сферически симметрично, поэтому для них  $z_0 = 0$  и  $f(z_0^2) = 1$ , в согласии с определением этой функции. Таким образом получается, что функция  $f(x^2)$  должна иметь разрыв в начальной точке. Нам кажется, что при переходе к более сферическим звездным системам  $f(z_0^2)$  приближается к единице не скачком, а плавно. Другими словами, формула Кузмина (2.17) в центральных областях звездных систем в общем случае не действительна.

Наконец рассмотрим еще обобщение формулы для определения величины  $\gamma$ .

В теории квадратичного третьего интеграла для  $\gamma$  получается формула (4.3); численное значение  $\gamma$  при данном  $(R, z)$  фиксируется параметром  $z_0$ . Ориентация эллипсоида скоростей определена гравитационным потенциалом системы в целом и величина  $\gamma$  может быть найдена и непосредственно по потенциалу. Для этой цели используем дифференциальное уравнение, получаемое в теории третьего интеграла движения звезд [19, 20]

$$3 \left( \frac{1}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial R} - \frac{1}{z} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) - \frac{1}{\gamma} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial R \partial z} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2} - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0. \quad (5.4)$$

Эту формулу, строго говоря, можно применить лишь при наличии квадратичного третьего интеграла. Однако, дифференцируя (5.4) по  $z$ , выражая производные потенциала через динамические параметры

Кузмина — Оорта (2.13), (2.14) и вычисляя  $n_R$ , приходим к результату (2.12), который был получен из теории третьего интеграла как квазиинтеграла. Таким образом при  $z \rightarrow 0$  формула (5.4) справедлива и тогда, когда мы имеем дело с третьим интегралом как квазиинтегралом. Поэтому предположим, что мы не очень ошибаемся, если используем формулу (5.4) при любом  $z$ .

Чтобы использовать (5.4) для определения кинематической функции  $\gamma$ , нужно вычислить производные потенциала для всех интересующих нас точек  $(R, z)$ . Эта работа может быть значительно облегчена, если заменить потенциал модели суммой потенциалов плоских моделей Кузмина.

Г. Г. Кузмин показал [16], что допущение наличия квадратичного третьего интеграла с учетом естественных требований о конечности массы и неотрицательности плотности приводит к значительному ограничению возможных выражений для потенциала галактики. В предельном случае  $z_p \rightarrow 0$  это выражение имеет вполне определенный вид

$$\Phi(R, z) = \frac{G\mathfrak{M}}{r}, \quad (5.5)$$

где  $\mathfrak{M}$  — масса галактики и

$$r^2 = R^2 + (z \pm z_0)^2, \quad (5.6)$$

причем  $\text{sign } z_0 = \text{sign } z$ . Для плотности вещества получается выражение

$$\rho(R, z) = \rho_0 \left(1 + \frac{R^2}{z_0^2}\right)^{-2}. \quad (5.7)$$

Исходя из полученных формул для плотности и потенциала, Г. Г. Кузмин построил соответствующую модель Галактики [16]. Сравнение его модели с эмпирическими указывает на существенные расхождения. В частности, в модели Кузмина практически отсутствует ядро, с другой стороны падение плотности на периферии недостаточно быстрое.

Наличие сильно выраженного ядра и довольно четкая внешняя граница являются, по-видимому, общими свойствами почти всех галактик. Поэтому простая модель Кузмина может быть применена лишь в первом, весьма грубом приближении. Составная же модель Кузмина дает для нашей цели вполне удовлетворительные результаты. Тогда

$$\Phi(R, z) = G \sum_{i=1}^n \frac{\mathfrak{M}_i}{r_i}, \quad (5.8)$$

где  $\mathfrak{M}_i$  — масса компоненты,  $r_i^2 = R^2 + (z \pm z_{0i})^2$ ,  $z_{0i}$  — масштабный параметр компоненты и  $n$  — их число. В данном случае разделение галактики на компоненты носит чисто математический характер и отдельным компонентам не должны соответствовать реальные подсистемы галактики.

Подставляя (5.8) в (5.4), получим с учетом (4.3) следующее правило для вычисления среднего значения параметра  $z_0^2$

$$\overline{z_0^2} = \frac{\sum_{i=1}^n f_i z_{0i}^2}{\sum_{i=1}^n f_i}, \quad (5.9)$$

где

$$f_i = \frac{\mathfrak{M}_i (z + z_{0i})}{r_i^5}. \quad (5.10)$$

Параметр  $\overline{z_0^2}$  определен так, чтобы вычислить  $\gamma$  по (4.3), заменив в ней  $z_0^2$  на  $\overline{z_0^2}$ . Итак, формула для  $\gamma$  сохранила свою прежнюю форму.

Усредненный параметр  $\overline{z_0^2}$  не является постоянной величиной, а функцией положения  $\overline{z_0^2}(R, z)$ . Выше мы видели, что  $z_0$  определяет положение фокусов конфокальных эллипсоидов и гиперболоидов; кроме того в фокусах эллипсоиды скоростей превращаются в сферы. В данном случае главные скоростные поверхности уже не являются эллипсоидами и гиперболоидами, а имеют более сложный вид. Эллипсоиды скоростей превращаются в сферы на оси системы в точках  $z = \pm z_{0e}$ , причем  $z_{0e}$  — точки, где  $\overline{z_0^2}(0, z) = z^2$ . Эти точки можно называть эффективными фокусами составной модели.

Найденные формулы решают поставленную задачу. Они позволяют получить, по нашему мнению, более достоверную гидродинамическую модель галактики, чем это делалось раньше. Но и наша методика носит предварительный характер. Дальнейшее уточнение гидродинамических моделей звездных систем трудно без развития теории третьего интеграла как квазиинтеграла и разработки теории действия иррегулярных сил в эллиптических галактиках. Заканчивая статью, хотелось бы обратить внимание на первоочередную важность решения этих вопросов.

Выражаю глубокую благодарность Г. Г. Кузмину за обсуждение статьи и за ценные предложения.

Астрофизическая обсерватория  
им. В. Струве

THE ANDROMEDA GALAXY M 31.  
II. HYDRODYNAMICAL MODEL. THEORY

J. E. EINASTO

The paper considers the problem of constructing a hydrodynamical model of stellar system on the basis of a mass distribution model.

In the first section of the paper a system of equations is given for the following kinematical functions: the velocity dispersion,  $\sigma_x$ , the centroid velocity,  $V_0$ , ratios of velocity dispersions,  $k_0 = \sigma_0^2/\sigma_R^2$ , and  $k_x = \sigma_x^2/\sigma_R^2$ , the inclination angle  $\alpha$  of the major axis of the velocity ellipsoid with respect to the plane of symmetry of the galaxy.

For these altogether five unknown functions only two hydrodynamical equations are present. To solve the problem three additional equations are needed. In the second section various methods of closing up the system of hydrodynamic equations are described and discussed.

The latter is a system of nonlinear differential equations, and can be solved by successive approximations. The details of solving the system of equations in the plane of the galaxy  $z = 0$  are described in section 3, and for the general case  $z \neq 0$  in sections 4 and 5.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *M. Schmidt*, B.A.N., 13, 15, 1956.
2. *L. Perek*, Advance in Astronomy and Astrophysics, 1, 165, Acad. Press, New York—London, 1962.
3. *J. Einasto*, Astr. Nachr., 291, 99, 1969.
4. *Г. Г. Кузмин*, Труды астрофиз. ин-та АН КазССР, 5, 70, 1965 (Tartu Astr. Obs. Teated, No. 15<sup>a</sup>).
5. *J. H. Oort*, Ap. J., 91, 273, 1940.
6. *K. A. Innanen, D. R. Fox*, Z. Astrophys., 66, 308, 1967.
7. *R. W. Michta*, Ap. J., 133, 781, 1961.
8. *Т. А. Алекян, А. С. Баранов*, Астрофизика, 5, 305, 1969.
9. *J. H. Oort*, Stars and Stellar Systems, 6 (Ed. *A. Blaauw, M. Schmidt*), 455, Univ of Chicago Press, Chicago, 1965.
10. *K. A. Innanen D. I. Kellelt*, Z. Astrophys., 68, 226, 1968.
11. *Г. Г. Кузмин*, Бюлл. Абаст. астрофиз. обс., 27, 89, 1962. (Tartu Astr. Obs. Teated, No. 6, 16, 1963).
12. *Г. Г. Кузмин*, Публ. Тартуской астрон. обс., 33, 351, 1961.
13. *Г. Г. Кузмин*, Tartu Astr. Obs. Teated, No. 6, 19, 1963.
14. *С. А. Кутузов*, Tartu Astr. Obs. Teated, No. 9, 1, 1964.
15. *Г. Г. Кузмин*, Публ. Тартуской астрон. обс., 32, 5, 1951.
16. *Г. Г. Кузмин*, Астрон. ж., 33, 27, 1956 (Tartu Astr. Obs. Teated, No. 2).
17. *Я. Э. Эйнасто*, Публ. Тартуской астрон. обс., 33, 371, 1961.
18. *Г. Г. Кузмин*, Публ. Тартуской астрон. обс., 33, 3, 1955.
19. *A. S. Eddington*, M. N., 76, 37, 1916.
20. *Г. Г. Кузмин*, Публ. Тартуской астрон. обс., 32, 332, 1953.
21. *Г. М. Идлис*, Труды Астрофиз., ин-та АН Каз. ССР, 12, 17, 1969.



АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР  
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 6

ФЕВРАЛЬ, 1970

ВЫПУСК 1

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УГЛОВЫЕ РАЗМЕРЫ КВАЗАРА ЗС 298 И МЕРЦАЮЩЕГО  
КОМПОНЕНТА ЗС 273 НА ЧАСТОТЕ 60 МГц

Оценим угловые размеры квазара ЗС 298 и мерцающего компонента ЗС 273 на частоте 60 МГц методом сдвига средних квазипериодов мерцаний. Как показано в [1], угловые размеры мерцающих радиоисточников можно оценить по сдвигу гистограмм средних квазипериодов мерцаний с помощью выражения

$$2\theta_0 = 0.175 \sqrt{\bar{T}^2 - \bar{T}_0^2}, \quad (1)$$

где  $2\theta_0$  — угловой диаметр симметричного радиоисточника с гауссовским распределением радиояркости на уровне  $e^{-1}$ ,  $\bar{T}_0$  и  $\bar{T}$  — наиболее вероятные значения средних квазипериодов мерцаний точечного и исследуемого радиоисточников соответственно.

Гистограммы средних квазипериодов мерцаний квазаров ЗС 298 и ЗС 278 приведены на рис. 1. Эти гистограммы построены по наблюдениям мерцаний этих квазаров на межпланетной плазме, проведенные с июня по сентябрь 1967 г. на линии Восток-Запад ДКР — 1000 (радиоастрономическая станция ФИАН СССР). Для сравнения на этом же рисунке приведена гистограмма средних квазипериодов мерцаний квазара ЗС 48, угловые размеры которого на этой частоте известны ( $2\theta_{0, \text{ЗС 48}} = 0.5$ ) [2].

Сравнение гистограмм исследуемых квазаров с соответствующей гистограммой квазара ЗС 48 показывает, что гистограмма средних квазипериодов мерцаний радиоисточника ЗС 298 смещена в сторону больших значений  $\bar{T}$ , а смещение гистограммы ЗС 273 отсутствует. Следовательно, угловые размеры квазара ЗС 298 больше угловых размеров ЗС 48, а угловые размеры мерцающего компонента ЗС 273 приблизительно равны угловым размерам ЗС 48.

Теперь количественно определим угловые размеры квазара 3С 298 и мерцающего компонента 3С 273. Чтобы пользоваться формулой (1), необходимо знать наиболее вероятное значение средних квазипериодов мерцаний от точечного радиоисточника  $\bar{T}_0$ . Как показано в [3],

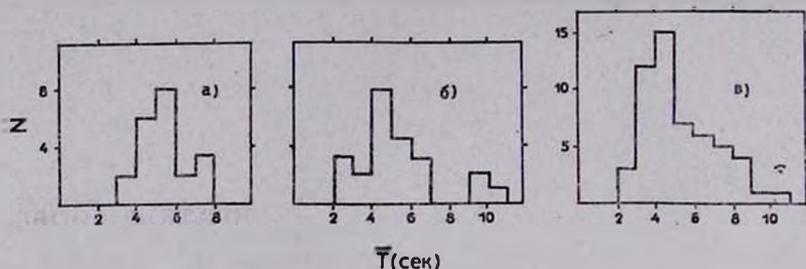


Рис. 1 Гистограммы средних квазипериодов мерцаний на частоте 60 МГц: а) — 3С 298, б) — 3С 273, в) — 3С 48.

$\bar{T}_0 = 3.5$  сек. Из рис. 1 находим, что наиболее вероятные значения средних квазипериодов мерцаний исследуемых радиоисточников равны:  $\bar{T}_{3С\ 298} = 5.0$  сек,  $\bar{T}_{3С\ 273} = 4.5$  сек. Подставляя эти значения в (1) и используя значения  $\bar{T}_0 = 3.15$  сек, получаем  $2\theta_{3С\ 298} = 0.7$ , а для мерцающего компонента 3С 273 — 0.5.

В заключение отметим, что полученные значения угловых размеров квазара 3С 298 хорошо согласуются со значениями, предсказанными Вильямом ( $\sim 0.7$ ) [4], но несколько меньше значений, приведенных в [5] ( $1''$ ) и намного больше угловых размеров, вытекающих из анализа мерцаний этого радиоисточника на частотах 196, 430, 611 МГц (0.2) [6].

Как отмечено в [7], наблюдаемые мерцания квазара 4С 273 на метровых волнах можно отнести к ядру компонента А. Значит ядро компонента А квазара 3С 273 на частоте 60 МГц имеет угловые размеры 0.5, которые намного меньше значений, полученных методом лунных покрытий ( $\sim 2''$ ) [8].

*The angular dimensions of quasar 3C 298 and scintillating component of 3C 273 at 6 Mhz. The angular dimensions of quasar 3C 298 and scintillating component of 3C 273 at 60 Mhz are estimated by shifts of histograms of mean quasiperiods of scintillations. In the case of circularly symmetrical Gaussian source model the angular dimensions of quasar 3C 298 and scintillating component of 3C 273 (the core of component A) are equal to 0.7 and 0.5.*

6 июня 1969

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

В. Г. ПАНАДЖЯН

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Г. Панаджян, Сообщ. Бюр. обс. (в печати).
2. В. Г. Панаджян, Астрофизика (в печати).
3. В. Г. Панаджян, Сообщ. Бюр. обс. (в печати).
4. P. J. S. Williams, Nature, 200, 56, 1963.
5. Z. T. Zittle, A. Hemish, M. N. 138, 339, 1968.
6. M. N. Cohen, E. J. Cundermann, D. E. Harris, Ap. J., 150, 776, 1967.
7. Т. Д. Антонова, В. В. Виткевич, В. Г. Панаджян, Астрофизика (в печати).
8. C. Hazard, M. B. Mackey, A. J. Shimmins, Nature, 197, 1037, 1953.

## О НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ МАЛОЙ МАССЫ

Как известно, у пульсаров CP 1919 и AP 2315 + 28 кроме основного периода  $\tau_1 \approx 1$  сек имеется также подпериод  $\tau_2 \approx 10^{-2}$  сек, [1]. Если связать основной период с вращением магнитной нейтронной звезды, а подпериод с радиальными пульсациями (см. обзор [2]), то, как было показано в [3], такие радиальные колебания могут иметь только нейтронные звезды малой массы ( $M = 0.1 - 0.2 M_\odot$ ). В данной заметке рассматриваются время остывания и внутренние характеристики таких горячих нейтронных звезд.

Нейтронные звезды малой массы имеют ряд характерных особенностей. В отличие от обычных барионных конфигураций, радиус которых 6—10 км у устойчивых нейтронных звезд малой массы радиус может достигать ста и более км. Причем, такое сильное набухание происходит за счет оболочки, где вещество имеет такой же состав, как в белых карликах — „eA“—фаза; масса же почти вся сконцентрирована в нейтронной сердцевине [4—6]. Так как радиус более чем на целый порядок больше, чем у обычных нейтронных звезд, то при одной и той же поверхностной температуре светимость у таких конфигураций будет превосходить светимости обычных нейтронных звезд на два порядка. На диаграмме Герцшпрунга-Рессела они расположены в нижнем левом углу и занимают промежуточное положение между белыми карликами и обычными нейтронными звездами. На рис. 1 показана зависимость светимость—температура для четырех сверхплотных конфигураций: двух железных белых карликов с  $M_1 = 0.18 M_\odot$  ( $R = 12680$  км) и  $M_2 = 1.08 M_\odot$  (предельная масса для устойчивых белых карликов;  $R = 1700$  км) [7] и двух устойчивых нейтронных звезд малой массы с  $M_3 = 0.1 M_\odot$  ( $R = 102$  км) и  $M_4 = 0.2$  ( $R = 69$  км) [8]. Характерным здесь является то, что имеется некоторая область запрета (область между  $M_2$  и  $M_3$ ), относящаяся к неустойчивым конфигурациям. В табл. 1 приведены основные характеристики нейтронной звезд

ды с  $M = 0.1 M_{\odot}$ . При подсчете этих данных для коэффициента звездной непрозрачности нами был использован закон Крамерса:  $\chi = 4.94 \cdot 10^{23} \cdot \rho \cdot T^{-3.5}$  (химический состав  $X = 0, Y = 0.9, Z = 0.1$ ) [9]. В таблице приведены значения температуры —  $T_0$ , плотности —  $\rho_0$  и радиуса —  $r_0$ , при которых наступает вырождение электронов оболочки. В силу весьма большой теплопроводности вырожденных электронов принято, что внутренняя температура постоянна и равна  $T_0$ . Так как почти вся масса сконцентрирована в центральном нейтронном ядре, то, воспользовавшись выражением теплоемкости вырожденного нейтронного газа (см., например, [10]), легко вычислить внутреннюю тепловую энергию  $U$ , а следовательно и время остывания от светимости  $L_1$  до

светимости  $L_2$ :  $\tau = - \int_{L_1}^{L_2} [(dU/dL)/L] dL$ . В рассматриваемом случае

для всех строчек таблицы  $L_1/L_2 = 10$  и для  $\tau$  легко получить:  $\tau = 4.97 \cdot 10^4 (L/L_{\odot})^{-3.7}$  лет. Укажем, что в рассматриваемой области центральных температур нейтринная светимость оказывается на несколько порядков ниже фотонной светимости [11], и поэтому ею можно пренебречь. В таблице приводятся также значения  $\lambda_{\text{max}} = 0.29/T$  (закон смещения Вина), из которых видно, что при  $(L/L_{\odot}) \lesssim 10^{-8}$  —  $10^{-7}$   $\lambda_{\text{max}}$  попадает в оптическую область.

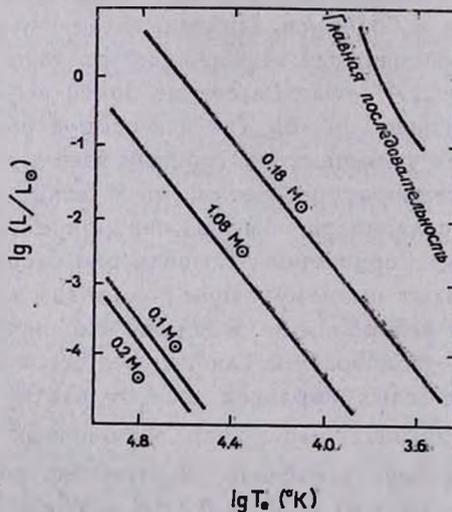


Рис. 1. Теоретическая диаграмма Герцшпрунга-Рессела для белых карликов и нейтронных звезд малой массы.

В заключение отметим, что обнаружение нейтронных звезд малой массы возможно может представлять интерес и в связи с

различными космогоническими концепциями образования небесных тел. Такие тела находятся в минимуме кривой масса—центральная плотность  $M(\rho_c)$  ( $\rho_c = 0.5 - 1 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>) и весьма близки к состоянию потери устойчивости. Поэтому нам кажется

Таблица 1

ВРЕМЯ ОХЛАЖДЕНИЯ И ВНУТРЕННИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ С  $M = 0.1 M_{\odot}$ ,  $R = 102$  км

$L/L_{\odot}$	Поверхностная температура $T_s$ , К	$\lambda_{\max}$ А	Внутренняя температура $T_c$ , °К	Время охлаждения $\tau$ лет	Плотность вырождения $\rho_0$ г/см <sup>3</sup>	Толщина вырожденного слоя $(R-r_0)/R$
$10^{-2}$	$1.50 \cdot 10^5$	193	$3.24 \cdot 10^7$	$5.69 \cdot 10^5$	$8.75 \cdot 10^3$	$6.25 \cdot 10^{-3}$
$10^{-3}$	$8.46 \cdot 10^4$	343	$1.70 \cdot 10^7$	$9.58 \cdot 10^5$	$3.48 \cdot 10^3$	$3.28 \cdot 10^{-3}$
$10^{-4}$	$4.76 \cdot 10^4$	610	$8.87 \cdot 10^6$	$2.58 \cdot 10^6$	$1.24 \cdot 10^3$	$1.71 \cdot 10^{-3}$
$10^{-5}$	$2.68 \cdot 10^4$	1080	$4.47 \cdot 10^6$	$7.09 \cdot 10^6$	$4.92 \cdot 10^2$	$8.63 \cdot 10^{-4}$
$10^{-6}$	$1.50 \cdot 10^4$	1940	$2.29 \cdot 10^6$	$1.85 \cdot 10^7$	$1.75 \cdot 10^2$	$4.40 \cdot 10^{-4}$
$10^{-7}$	$8.46 \cdot 10^3$	3430	$1.23 \cdot 10^6$	$4.97 \cdot 10^7$	$6.95 \cdot 10^1$	$2.37 \cdot 10^{-4}$
$10^{-8}$	$4.76 \cdot 10^3$	6100	$6.31 \cdot 10^5$	$1.34 \cdot 10^8$	$2.20 \cdot 10^1$	$1.22 \cdot 10^{-4}$

физически неправдоподобным связывать образование таких малоустойчивых объектов с катастрофическими процессами (с выбросом значительной части массы), которые происходят при коллапсе звезд с массой, больше максимальной массы устойчивых белых карликов (диффузная концепция). По космогоническим же воззрениям В. А. Амбарцумяна [12], небесные тела не обязательно проходят диффузную стадию развития, и поэтому здесь нет необходимости связывать образование нейтронных звезд малой массы с коллапсом массивных звезд.

Выражаю глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну и профессору Г. С. Саакяну за полезные обсуждения.

*The neutron stars of small masses. The cooling time and interior characteristics of hot neutron stars of small masses are considered.*

30 ноября 1969

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория  
Ереванский Государственный  
университет

Ю. Л. ВАРТАНЯН

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. F. D. Drake, H. D. Craft, Nature, 220, 231, 1968.
2. В. А. Гинзбург, В. В. Железняков, В. В. Зайцев, УФН, 98, 201, 1969.
3. K. S. Thorne, Commun. Astrophys. and Space Sci., 1, (1), 1967.
4. Г. С. Саакян, Ю. А. Вартамян, Астрон. ж., 41, 193, 1964.
5. T. Hamada, E. E. Salpeter, Ap. J., 134, 683, 1961.
6. Ю. А. Вартамян, Астрофизика, 3, 497, 1967.
7. Ю. А. Вартамян, Астрофизика, 1, 373, 1968.
8. J. V. Hartle, K. S. Thorne, Ap. J., 153, 807, 1968.
9. М. Шварцшильд, Строение и эволюция звезд, ИЛ, М., 1961.
10. С. Чандрасекар, Введение в учение о строении звезд, ИЛ, М., 1950.
11. S. Tsuruta, A. G. W. Cameron, Canad. J. Phys., 44, 1863, 1966.
12. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. 2, Ереван, Из-во АН Арм. ССР, 1960.

### ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ПРОВЕРКИ ГИПОТЕЗЫ АРПА

Выдвинутая Арпом [1] гипотеза о выбросе некоторых радиоисточников (квазаров, N-галактик и т. д.) из родительской галактики объединяет в одну физическую группу объекты с существенно различными красными смещениями  $z = \Delta \lambda / \lambda_0$ . Если эта гипотеза верна, то расстояния членов одной группы от наблюдателя должны быть сравнимы, а так как наблюдаемые красные смещения выброшенных объектов  $z_n$  всегда значительно превосходят красные смещения родительской галактики  $z_r$ , то объяснение природы красного смещения полностью доплеровским эффектом отпадает, поскольку нет оснований считать, что выбросы происходят лишь в направлении от наблюдателя. Следовательно, большая часть  $z_n$  наблюдаемого красного смещения обусловлена свойствами самого объекта независимо от его положения в пространстве, некоторая доля  $z_n$  — доплеровским смещением, вызванным собственной локальной скоростью выброшенного объекта, и совсем малая часть  $z_n \approx z_r$  имеет космологическую природу.

То обстоятельство, что среди отождествлений Арпа имеются квазары, позволяет произвести проверку его гипотезы. Известно, что дисперсия на графике, дающем зависимость наблюдаемого красного смещения квазара  $egsz_n$  от его видимой величины  $m_n$ , велика. Можно указать следующие причины появления этой дисперсии:

а) собственная дисперсия характеристик этого класса объектов (дисперсия в величинах  $z_n$  и абсолютных величинах  $M$ );

б) дисперсия пространственных локальных скоростей (величин  $z_n$ );

в) дисперсия, вызванная тем, что для объектов с одними и теми же характеристиками не учтено различие расстояний от наблюдателя, очень сильно влияющее на видимую величину  $m_v$  объекта.

Не рассматривая собственно величины дисперсии, обратим внимание на изменение дисперсии при устранении причины в). Отождествления Арпа [2, 3] позволяют оценить расстояния до квазаров по величине красного смещения родительской галактики  $z_r$ . Поскольку  $z_r \ll z_n$ ,  $z_r$  не оказывает никакого влияния на величину  $\lg cz_n$ , откладываемую по оси ординат, но поправка к видимой величине квазара  $\Delta m_v = -5 \lg z_r + A$  (с точностью до постоянной A), устрояющая причину в), оказывается существенной. Сравнение графиков  $\lg cz_n$  от  $m_v$  и  $\lg cz_n$  от  $m_v + \Delta m_v$  позволяет сделать некоторые выводы относительно правильности гипотезы Арпа. Если отождествления Арпа верны, на втором графике дисперсия должна уменьшиться, если же найденные Арпом связи случайны, то поправка  $\Delta m_v$  лишь увеличит дисперсию.

При вычислении  $\Delta m_v$  по вышеуказанной формуле расстояние до квазара предполагается в точности равным расстоянию до родительской галактики. Но одна из особенностей отождествлений Арпа — относительно большое угловое разнесение членов группы. Это может привести к ошибке в определении расстояния. Оценим ее. Средняя проекция расстояния выброшенных объектов от галактики „по Арпу“ составляет  $5^\circ$ . Тогда среднее пространственное расстояние соответствует разделению  $4/3 \times 5 = 6.6$ . Эта неопределенность соответствует ошибке  $\Delta m_v \approx \pm 0.5^m$ , причем оценка эта несколько завышена.

Данные по 6 объектам, для которых у нас имелись сведения о красных смещениях как для квазаров, так и для родительских галактик, приведены в табл. 1. Рис. 1а и 1б дают зависимости  $\lg cz_n$  от  $m_v$

Таблица 1  
 ДАННЫЕ О КВАЗАРАХ И РОДИТЕЛЬСКИХ  
 ГАЛАКТАКАХ

	Квазары		Родительские галактики	
	$z_n$	$m_v$	NGC	$z_r$
0237—23	2.223	16.63	908	0.0056
3С 273	0.158	12.8	4472	0.00306
3С 286	0.849	17.30	5223, 28, 33	0.024
3С 280.1	1.659	19.44	5055	0.00192
3С 277.1	0.320	17.93	4194	0.0084
3С 186	1.063	17.60	2444, 45	0.0131

и от  $m_v + \Delta m_v$  соответственно. Масштаб рисунков одинаковый. Хорошо заметное увеличение дисперсии при переходе от рис. 1а к рис. 1б свидетельствует о статистически случайной связи между членами ассоциаций, отождествленных Арпом.

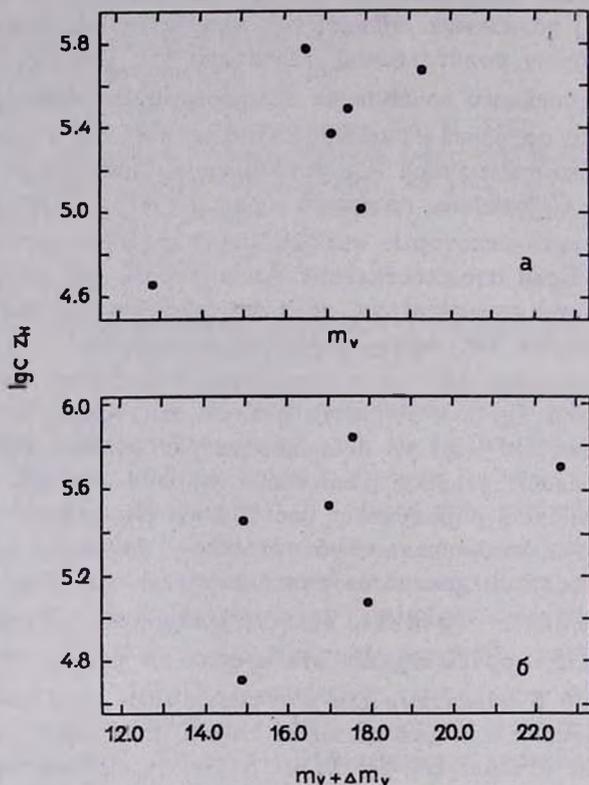


Рис. 1. а. Зависимость красного смещения от видимой величины. б. Зависимость красного смещения от исправленной видимой величины.

В заключение отметим, что вывод наш основан на небогатом наблюдательном материале (всего 6 отождествлений, причем возможно, что некоторые из них ошибочны) и поэтому требует дальнейшего подтверждения.

*On the possibility of Arp's hypothesis test.* A test of Arp's hypothesis on the ejection of radio-sources from the peculiar galaxies is proposed. The application of the test leads to the conclusion that the hypothesis seems to be erroneous.

15 июля 1969

Ленинградский Государственный  
университет

М. К. БАБАДЖАНЫЦ

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *N. Agr*, Science, 151, 1214, 1967.
2. *N. Agr*, Ap. J., 148, 321, 1967.
3. *N. Agr*, Астрофизика, 4, 59, 1968.

## ПИСЬМО В РЕДАКЦИЮ

В мою статью „Галактики с ультрафиолетовым континуумом III“ (Астрофизика, 5, 581, 1969) вкралась ошибка, вызвавшая несоответствие между нумерациями некоторых объектов в таблице и картами их отождествления. Для устранения указанного несоответствия следует внести следующие исправления:

1. в таблице порядковые номера объектов 228–236 и соответствующие номера примечаний увеличить на единицу,

2. под номером 228 в таблицу внести объект со следующими данными:  $\alpha = 12^{\text{h}} 46^{\text{m}} 3$ ,  $\delta = 42^{\circ} 12'$ , поперечник  $\sim 6''$ ,  $m_{\text{pg}} = 16,5$ , спектр тип  $s^2$ ,

3. объект, занесенный в список под номером 237 не имеет в статье карты отождествления, он исключается из этого списка и будет внесен в следующий список галактик с ультрафиолетовым континуумом.

Б. Е. МАРКАРЯН

# CONTENTS

FLARE STARS IN PLEIADES <i>V. A. Ambartsumian, L. V. Mirzoyan, E. S. Parsamian, O. S. Chavushian, L. K. Erastova</i>	7
ON THE PERCENTAGE OF FLARE STARS AMONG THE RW AURIGAE TYPE VARIABLES IN ORION ASSOCIATION <i>V. A. Ambartsumian</i>	31
THE SPECTRA OF MARKARIAN GALAXIES. I <i>M. A. Arakelian, E. A. Dibay, V. F. Yestpov</i>	39
THE LIGHT VARIATIONS OF AG PEG FROM 1962 TO 1967 <i>T. S. Belyakina</i>	49
A SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF MWC 84 STAR <i>I. N. Chkhikvadze</i>	65
POLARIMETRIC INVESTIGATION OF LONG-PERIOD VARIABLE STARS <i>R. A. Vardanian</i>	77
ON THE THEORY OF LIGHT SCATTERING IN A MEDIUM WITH A MOVING BOUNDARY . . . . . <i>V. V. Leonov</i>	89
QUASARS AS PROTOCLUSTERS OF GALAXIES <i>B. A. Vorontsov-Valyaminov</i>	101
GRAVITATIONAL CONTRACTION OF SPHEROIDAL CLOUD <i>Ya. B. Zeldovitch, Ya. M. Kazhdan</i>	109
ON THE GAMMA AND RADIO RADIATION FROM NEUTRON STARS IN THE STATE OF ACCRETION . . . . . <i>V. F. Schwarzman</i>	123
THE VELOCITY VARIATION OF A STAR AS A PURELY DISCON- TINUOUS RANDOM PROCESS. I. ZERO MASS STARS <i>V. S. Kaliberda, I. V. Petrovskaya</i>	135
THE ANDROMEDA GALAXY M 31. II. HYDRODYNAMICAL MODEL. THEO- RY . . . . . <i>J. E. Elnasto</i>	149
NOTES	
THE ANGULAR DIMENSIONS OF QUASAR 3C 298 AND SCINTILLATING COMPONENT OF 3C 273 AT 60 Mhz . . . . . <i>V. G. Panajian</i>	165
THE NEUTRON STARS OF SMALL MASSES . . . . . <i>Y. L. Vartanian</i>	167
ON THE POSSIBILITY OF ARP'S HYPOTHESIS TEST . . . . . <i>M. K. Babadzhangianz</i>	170