

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 6

МАЙ, 1970

ВЫПУСК 2

КОЛОРИМЕТРИЯ ГАЛАКТИКИ NGC 6946. II. ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯРКИХ ЗВЕЗДНЫХ АССОЦИАЦИЙ	Э. Е. Хачикян, К. А. Саакян	177
ХРОМОСФЕРЫ ЗВЕЗД ТИПА UV SET	Р. Е. Гершберг	191
ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ КРАСНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД ВЫСОКОЙ СВЕТИМОСТИ	В. А. Домбровский	207
СПЕКТРАЛЬНО-ПЕРЕМЕННАЯ ЗВЕЗДА CU VIR И МОДЕЛЬ НАКЛОННОГО РОТАТОРА	В. Л. Хохлова, Т. А. Рябчикова	227
ГАЛАКТИКА АНДРОМЕДЫ M 31. III. ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РЕЗУЛЬТАТЫ	Я. Эйнасто, У. Рюммель	241
ЧИСЛЕННО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КВАЗИСТАЦИОНАРНОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ СО ЗВЕЗДАМИ РАЗНЫХ МАСС	А. С. Баранов	261
ОБ ИЗМЕНЯЕМОСТИ ПЕРИОДОВ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД	А. Г. Нуджанко	277
ГЕНЕРАЦИЯ ОБЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗВЕЗД КОНВЕКТИВНЫМИ ОБОЛОЧКАМИ С НЕПОЛНОЙ ИОНИЗАЦИЕЙ. I. Э. М. Дробышевский		287
ПЕРИОДЫ ПУЛЬСАЦИЙ ВРАЩАЮЩИХСЯ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ ВБЛИЗИ ЧАНДРАСЕКАРОВСКОГО ПРЕДЕЛА В. С. Имшенник, Э. Ф. Свицов		301
О ГЕНЕРАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ НЕЙТРОННЫМИ ЗВЕЗДАМИ, НАХОДЯЩИМИСЯ В СОСТОЯНИИ АККРЕЦИИ . В. Ф. Шварцман		309
РАСПАД ОДНОРОДНОГО ВЕЩЕСТВА НА ЧАСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТЯГОТЕНИЯ	Я. Б. Звельдович	319
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
К ВОПРОСУ О ДИНАМИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ АССОЦИАЦИИ χ И η ПЕРСЕЯ Л. В. Мирзоян, М. А. Мнацаканян		337
КЛОЧКОВАТАЯ МОДЕЛЬ РАДИОИЗЛУЧАЮЩИХ ОБЛАКОВ РАДИОГАЛАКТИК Ю. К. Мелик-Алавердян		341
ОБ УРАВНЕНИИ ДЛЯ ФАЗОВОЙ ПЛОТНОСТИ В СИСТЕМЕ ГРАВИТИРУЮЩИХ ТОЧЕК В. Ю. Теремин		346
ОЦЕНКИ БЛЕСКА ИЗБРАННЫХ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА	Э. А. Дибай	350

Е Р Е В А Н

КОЛОРИМЕТРИЯ ГАЛАКТИКИ NGC 6946
II. ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ЯРКИХ ЗВЕЗДНЫХ АССОЦИАЦИЙ

Э. Е. ХАЧИКЯН, К. А. СААКЯН

Поступила 16 сентября 1969

Приводятся результаты двухцветного фотометрического исследования ярких ассоциаций в спиральной галактике NGC 6946. Измерены звездные величины и показатели цвета ($B-V$) 148 ассоциаций. Оценены их абсолютные величины. Приведена карта распределения ассоциаций по галактике. Оценивается расстояние до галактики.

В предыдущей статье [1] были приведены результаты фотометрического исследования галактики NGC 6946. Там же указывалось, что галактика богата звездными ассоциациями. В настоящей работе приведены результаты фотометрии этих ассоциаций. Использован наблюдательный материал, полученный одним из авторов (Э.Е.Х.) на 2-х метровом телескопе Таутенбургской обсерватории АН ГДР. Подробное описание наблюдательного материала и методики наблюдений приведено в [1]. Там же отмечалось, что замечательной особенностью этой галактики является появление в ней трех Сверхновых в интервале времени всего около 30 лет. Недавно произошла вспышка четвертой Сверхновой в этой галактике (1968 г.) [2]. Большая частота Сверхновых позволяет отнести галактику NGC 6946 к группе гигантских галактик [3, 4], что в дальнейшем используется для оценки расстояния до нее.

1. *Отбор ассоциаций.* Так как галактика NGC 6946 находится на низкой галактической широте ($b = +11^\circ$), то на нее проектируются многочисленные звезды фона. Ассоциации на фотопластинках получаются в виде компактных образований, но они отличаются от звезд, во-первых, своей низкой поверхностной яркостью и, во-вторых, не-

сколько диффузным изображением, слегка напоминающим внефокальные изображения звезд. Это позволило на основе просмотра пластинок с наиболее резким изображением звезд выделить О-ассоциации. Если на ассоциацию или очень близко к ней проектировалась звезда фона, то она не измерялась. Некоторые ассоциации расположены настолько близко друг к другу, что разделить их очень трудно. Мы не включили их в список измеряемых объектов. Одна сверхассоциация, имеющаяся в NGC 6946, была измерена в [1]. Таким образом, для измерений было выделено всего 148 ассоциаций.

Измерение пластинок. Для измерений было выбрано по три пластинки в каждом цвете (для фотографических лучей использованы пластинки Agfa Astro-Platten Spezial с фильтром GG—13, а для фотовизуальных, — Agfa Astro-Platten Panchrom с фильтром GG—11). Ассоциации измерялись круглой диафрагмой, вырезающей на пластинке область диаметром около $10''$. Фон самой галактики, который в некоторых областях был довольно ярким, исключался следующим образом. Вокруг каждой ассоциации в ее непосредственной близости измерялись четыре области. Среднее значение таким образом измеренного фона вычиталось из яркости ассоциации. Таким способом измерялись все три пластинки в каждом цвете, а затем звездные величины ассоциаций усреднялись по трем пластинкам. Для оценки точности наших

измерений вычислено следующее значение $\overline{\Delta m} = \frac{\sum_{i=1}^n \Delta m_i}{n}$, где Δm_i — средняя ошибка измерения звездной величины для i -ой ассоциации, а n — число ассоциаций. Значение $\overline{\Delta m}$ для В и V пластинок равно соответственно $0^m.12$ и $0^m.15$.

Результаты измерений. Результаты измерений для 148 ассоциаций приведены в приложении в табл. 1, в столбцах которой помещены соответственно: 1) порядковый номер ассоциации, 2) наблюдаемая В-величина с кв.секунды дуги, 3) интегральная видимая В-величина, 4) В—V наблюдаемое, 5) $(B-V)_0$ исправленное за межзвездное поглощение, 6) интегральная абсолютная В-величина.

При вычислении В и V величин использованы уравнения цвета, связывающие нашу систему с системой В, V [1].

$$B = B_T - 0.13(B - V),$$

$$V = V_T + 0.20(B - V),$$

$$(B - V) = 0.752(B - V)_T,$$

где индекс „Т“ относится к таутенбургской цветовой системе.

Расстояние галактики NGC 6946. Уверенной оценки расстояния галактики NGC 6946 нет. Вопрос затрудняется тем, что она находится на низкой галактической широте со значительным межзвездным поглощением. Согласно Шарову [5], поглощение в этом участке неба порядка 2.3—2.4 звездных величин. Эта оценка неплохо согласуется с данными Бархатовой и Штейнберг [6] и Чинкарини [7], которые оценили избыток цвета открытого звездного скопления NGC 6939, расположенного в 40' к северо-западу от исследуемой галактики. Согласно их измерениям избыток цвета равен $0^m.5-0^m.6$, что при $\gamma = 4$ приводит к тому же значению фотографического поглощения, как и у Шарова. С другой стороны, как уже отмечалось многими авторами, показатель цвета NGC 6946 довольно велик: $+0^m.71$ по Холмбергу [8], $+0^m.79$ по Петтиту [9]. Принимая для данного типа спиралей для истинного показателя цвета значение $0^m.20$ [8], для избытка цвета исследуемой галактики находим значение $0^m.5$, что неплохо согласуется с вышеприведенными значениями. Наконец, мы можем оценить это поглощение по избытку цвета ассоциаций NGC 6946. Для этой цели мы можем сравнить цвета звездных ассоциаций в М 51 (38 ассоциаций), М 101 (41) и БМО (14), исследованных Маркаряном [10] и Бокками [11], с цветами исследованных ассоциаций. По их измерениям среднее значение показателя цвета звездных ассоциаций в этих галактиках равно соответственно $-0^m.12$, $-0^m.07$ и $0^m.16$. Согласно нашим измерениям, средний наблюдаемый показатель цвета для 140 ассоциаций NGC 6946 равен $+0^m.59$ (см. ниже). Принимая, что в среднем цвет ассоциации не меняется от галактики к галактике, находим для избытка цвета наших ассоциаций значение порядка $0^m.7$.

Что же касается расстояния до галактики, то по довольно старой оценке Бааде [12], сделанной на основании неуверенных наблюдений Сверхновой 1917 г., модуль расстояния NGC 6946 равен 26.9 в новой шкале расстояний. Ниже приводится ряд доводов, показывающих, что это значение модуля расстояния является сильно заниженным.

а) Как уже отмечалось выше, согласно [3, 4], NGC 6946 должна быть гигантской галактикой (так как в ней вспыхивали четыре Сверхновые за очень короткий промежуток времени). Наличие большого числа звездных ассоциаций также говорит в пользу этого мнения. По морфологическому типу и классу светимости NGC 6946 похожа на галактики NGC 3184, 4303, 4321, в которых Сверхновые вспыхивали по три раза [13]. Поэтому она по светимости, вероятно, не должна уступать ни одной из этих галактик. Согласно [8], фотографические абсолютные величины этих галактик равны соответственно $-19^m.8$,

— $21^{\text{m}}2$, — $21^{\text{m}}0$. Таким образом, для светимости NGC 6946 мы можем принять как нижнюю границу среднее из этих значений, т. е. — $20^{\text{m}}6$. Видимая интегральная фотографическая величина галактики измерена многими авторами: $10^{\text{m}}33$ — по Петтиту [9], $11^{\text{m}}1$ — по Стеббинсу и Уитфорду [14], $9^{\text{m}}77$ — по Холмбергу [8], $10^{\text{m}}31$ — по Бёрнгену и др. [1]. Можно принять для среднего значения видимой интегральной величины значение $10^{\text{m}}0$. Тогда, учитывая поглощение ($2^{\text{m}}3$), для истинного модуля расстояния NGC 6946 получаем значение 28.3.

б) Будучи гигантской галактикой, NGC 6946 по размерам должна быть не меньше, если не больше, спиральных галактик своего же типа, например M 101, которая по де Вокулеру имеет тот же, что и NGC 6946 морфологический тип [15]. Лучевые скорости этих галактик друг от друга сильно не отличаются. Но по своим угловым размерам NGC 6946 почти в два раза меньше, чем M 101 (NGC 5457) (согласно [16], соответственно: $8 \times 8'$ и $22 \times 22'$). Такое различие размеров может быть обусловлено: 1) или различием их расстояний, 2) или, возможно, поглощением, которое может ослабить периферийные области галактики. Нам кажется, что вторая причина играет гораздо меньшую роль, поскольку рукава системы обрываются довольно резко. Отсюда следует, что NGC 6946 находится на расстоянии, по крайней мере в два раза превышающем расстояние NGC 5457. Так как модуль расстояния для M 101 равен 27 [10], то для модуля расстояния NGC 6946 получаем значение 28.5.

в) Примерно такую же оценку модуля расстояния для NGC 6946 — 28.1 дают Гордон и др. [17]. Однако следует обратить внимание на отношение масса—светимость, вычисленное ими для NGC 6946 и равное $M/L = 17.7 M_{\odot}/L_{\odot}$. Это слишком большая величина для галактик типа Sc, к которым относится NGC 6946. Согласно же Холмбергу [18], среднее значение отношения масса—светимость для десяти Sc галактик равно 1.4. Ни для одной из них это отношение не превосходит 6.7. Между тем, если приписываемое галактике расстояние увеличить, то определенное на основании наблюдаемого вращения отношение M/L уменьшится. Поэтому значение 28.1 можно считать нижним пределом для модуля расстояния NGC 6946.

Окончательно при последующем изложении нами приняты следующие данные для NGC 6946: $(m - M)_0 = 28.3$ (истинное), $A = 2^{\text{m}}3$, $M = -20^{\text{m}}6$ (Когда статья была закончена, появилась работа Ковала [19], в которой по наблюдениям Сверхновой 1939 г. истинный модуль расстояния этой галактики также оценивается равным 28.3).

Распределение ассоциаций. Карта распределения ассоциаций в NGC 6946 приведена на рис. 1. Ассоциации пронумерованы от 1 до

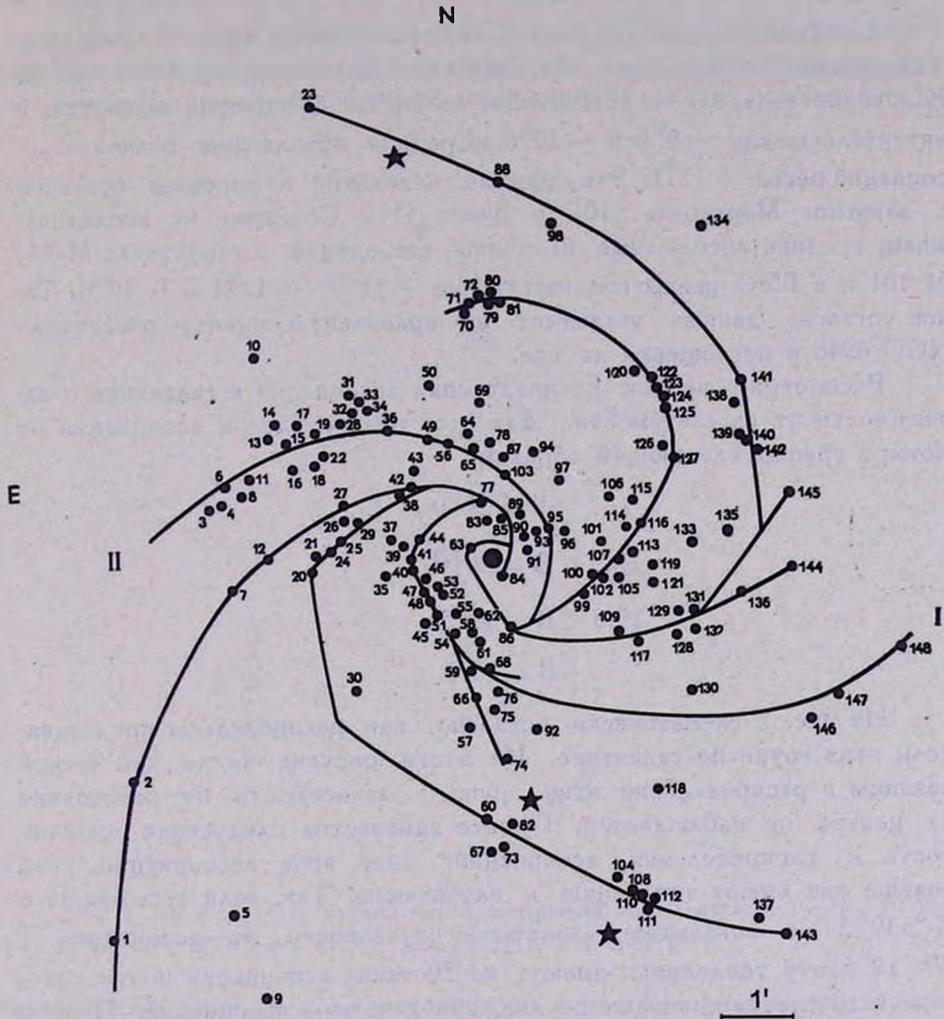


Рис. 1. Карта распределения ассоциаций NGC 6946.

148, соответственно данным табл. 1. На рис. 1 ассоциации показаны на фоне спиральной структуры, обозначенной жирными линиями, согласно снимкам в лучах V. Как видно из этого рисунка, ассоциации в основном расположены в спиральных ветвях. Два спиральных рукава, выходящие непосредственно из ядра галактики, на расстоянии примерно $1'$ от центра разделяются каждый на три ветви, при чем внут-

ренные ветви, лежащие ближе всего к центру галактики, содержат наибольшее число ассоциаций — около 35 каждая. Вне ветвей число ассоциаций резко падает.

Светимости ассоциаций. В шестом столбце табл. 1 приведены интегральные абсолютные величины звездных ассоциаций в лучах B . Как видно из табл. 1, абсолютные величины ассоциаций меняются в интервале между $-9^m.6$ и $-12^m.6$. Средняя абсолютная величина ассоциаций равна $-11^m.1$. Эти данные находятся в хорошем согласии с данными Маркаряна [10] и Боков [11]. Согласно их исследованиям, средние абсолютные величины ассоциаций в галактиках M 51, M 101 и в БМО равны соответственно $-11^m.2$, $-11^m.1$ и $-10^m.6$. Такое согласие данных указывает на правильную оценку расстояния NGC 6946 и поглощения до нее.

Рассмотрим вопрос распределения ассоциаций в галактике в зависимости от их светимости. Для этой цели разделим ассоциации на четыре группы следующим образом:

$$B > 20^m.0$$

$$19.5 < B \leq 20^m.0$$

$$19.0 < B \leq 19^m.5$$

$$B \leq 19.0$$

На рис. 2 схематически показано, как распределены представители этих групп по галактике. Из этого рисунка видно, что четкой разницы в распределении этих групп в зависимости от расстояния от центра не наблюдается. Однако замечается следующая особенность в распределении ассоциаций: чем ярче ассоциации, тем больше они имеют тенденцию к скучиванию. Так, если ассоциации с $B > 19^m.5$ не показывают заметной скученности, то ассоциации с $B < 19^m.5$ эту тенденцию имеют: из 70 таких ассоциаций почти половина встречается группами по две, три и четыре ассоциации. Причем некоторые из этих групп находятся в тех частях спиралей, в которых последние разветвляются. Интересно, что большинство ассоциаций с $19^m.0 < B \leq 19^m.5$ расположено в двух внутренних спиралях. Среди слабых ассоциаций с $B > 20^m.0$ имеются четыре, которые составляют цепочку. Цепочка располагается близко у ядра между двумя спиральями.

Показатели цвета. Наблюдаемые показатели цвета ассоциаций находятся в интервале от $-0^m.1$ до $+1^m.3$. При значении избытка

цвета, равном 0^m6 , истинные показатели цвета оказываются в пределах от -0^m7 до $+0^m6$. Средний показатель цвета по всем ассоциациям оказывается равным нулю $(B-V)_0 \cong 0$. Основная масса ассоциаций имеет наблюдаемый показатель цвета между 0^m3 и 0^m8 . На рис. 3 приведена схема распределения ассоциаций по галактике в зависимости от цвета. Как видно из рисунков, ассоциации не показывают какой-либо

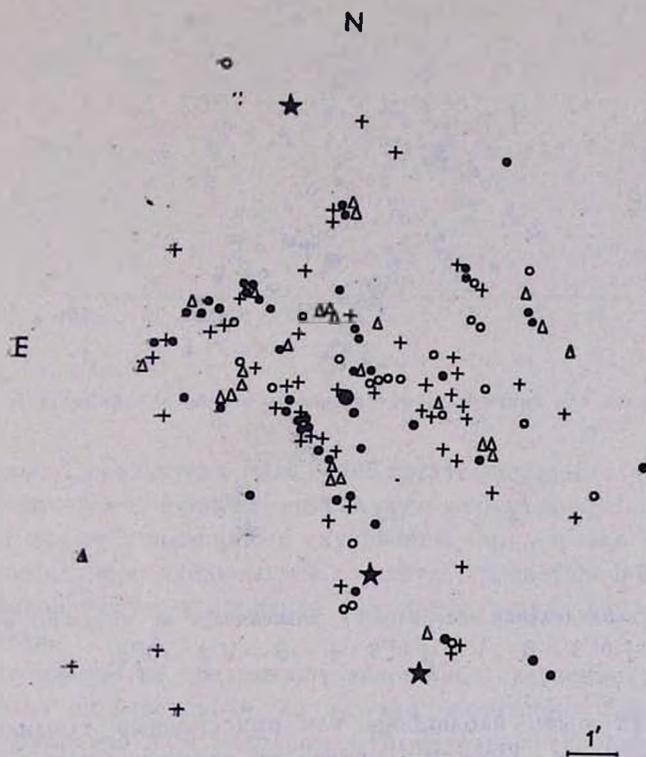


Рис. 2. Распределение разных групп ассоциаций по галактике: ○ — $B > 20^m0$, + — $19^m5 < B < 20^m0$, ● — $19^m0 < B < 19^m5$, △ — $B < 19^m0$.

зависимости цвета от их расстояния до ядра. Ассоциации с разными цветами встречаются во всех спиральных и на всевозможных расстояниях от ядра. На рис. 4 приведена диаграмма показатель цвета — звездная величина для всех исследованных ассоциаций. Заметна слабая корреляция между этими параметрами, а именно: чем ярче ассоциация, тем она кажется голубее. Распределение числа ассоциаций по B напоминает гауссовскую кривую, где максимум приходится на 19^m5 .

III области в NGC 6946. Известно, что звездные ассоциации часто содержат в себе эмиссионные туманности. И так как O-ассо-

циации включают в себя звезды ранних спектральных классов, то они и ответственны за создание вокруг них областей ионизованного водорода. Поэтому при достаточно большом количестве водорода такие

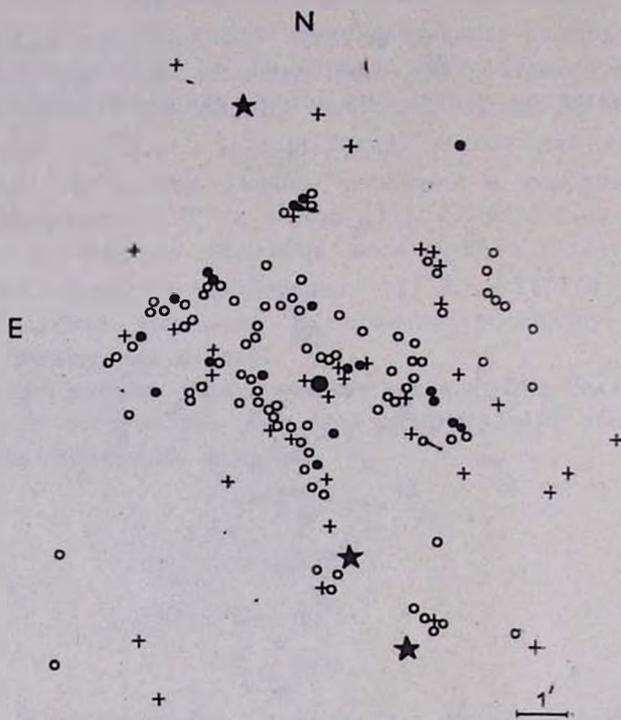


Рис. 3. Распределение ассоциаций в зависимости от их цвета: ● — $B - V < +0^m3$, ○ — $+0^m3 < B - V < +0^m8$, + — $B - V > +0^m8$.

области могут быть наблюдаемы как эмиссионные туманности и в далеких галактиках. Поэтому многие ассоциации должны вместе с тем наблюдаться в качестве III областей. Можно утверждать и обратное: если наблюдаются III области в галактиках, то в большинстве случаев они должны быть связаны с группами горячих звезд, то есть совпадать с ассоциациями. В NGC 6946 действительно наблюдаются III области. Согласно данным Ходжа [20], в ней имеется 40 областей III. Можно ожидать, что многие из этих областей должны совпадать со звездными ассоциациями, исследованными нами. В табл. 1 те из ассоциаций, которые в списке Ходжа фигурируют как III области, отмечены звездочкой. Из 40 III областей 26 отождествляются с нашими ассоциациями. Интересно, что среди них находятся объекты

с различными показателями цвета от -0^m45 до $+0^m35$. Однако большинство из них (17) имеет отрицательный показатель цвета. Среднее значение $(B - V)_0$ для всех областей НII, отождествленных с нашими ассоциациями, также отрицательное и равно -0^m07 .

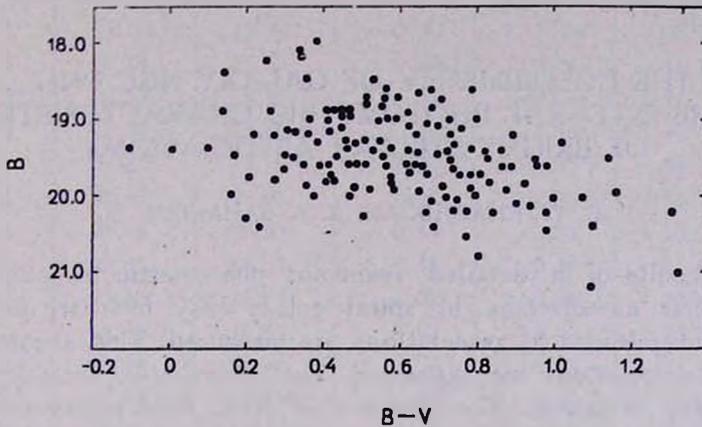


Рис. 4. Диаграмма показатель цвета—звездная величина для всех ассоциаций.

Выводы. 1. Галактика NGC 6946 богата звездными ассоциациями, которые очерчивают всю ее спиральную структуру. Наиболее яркие ассоциации имеют тенденцию к скучиванию, причем это скучивание в большинстве случаев наблюдается в местах разветвлений спиральных рукавов. Большинство ассоциаций находится в двух внутренних рукавах галактики.

2. Ассоциации не показывают какой-либо зависимости цвета или светимости от их расстояния до центра галактики. Это обстоятельство было отмечено и Маркаряном относительно ассоциаций в галактиках M 51 и M 101 [10]. По-видимому, независимо от своего местоположения ассоциации имеют сходные характеристики. Таким образом, процесс звездообразования происходит одновременно вдоль всей протяженности спиральных рукавов. Следовательно, и источники, приводящие к рождению звездных ассоциаций, распределены более или менее равномерно по всей длине спиралей.

3. Средняя абсолютная яркость ассоциаций равна -11^m1 , а средняя величина показателя цвета близка к нулю. Истинный модуль расстояния галактики оценивается равным 28.3, а наблюдаемый -30.6 . Это окончательно подтверждает, что галактика не принадлежит Местной системе. NGC 6946 является гигантской галактикой с абсолютной величиной порядка -20^m6 .

В заключение считаем своим приятным долгом выразить глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за ценные советы и член-корр. АН АрмССР Б. Е. Маркарян за интерес к работе.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE COLORIMETRY OF GALAXY NGC 6946. II. THE INTEGRAL PHOTOMETRIC CHARACTERISTICS OF BRIGHT STELLAR ASSOCIATIONS

Е. Ե. ԿՆԱՇԻԿՅԱՆ, Կ. Ա. ՏԱԿՅԱՆ

The results of a detailed two-color photometric investigation of bright stellar associations in spiral galaxy NGC 6946 are presented. The B, V magnitudes of associations are measured. The absolute magnitudes of associations are estimated. The distribution of associations in the galaxy is given. The distance of NGC 6946 is discussed.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ф. Бернстем, А. Т. Каллоляян, Э. Е. Хачикян, Дж. Эйнатян, *Астрофизика*, 2, 431, 1966.
2. P. Wild, *IAU Circ.*, No. 2057, 1968.
3. Б. В. Кукаркин, *Астрофизика*, 1, 465, 1965.
4. В. А. Амбарцумян, *Астрофизика*, 1, 473, 1965.
5. А. С. Шаров, *Астрон. ж.*, 10, 900, 1963.
6. К. А. Бархатова, М. С. Штейнберг, *Астрон. цирку.*, № 247, 1963.
7. G. Chincartini, *Contr. Oss. astrofis. Univ. Padova, Asiago*, No. 138, 1963.
8. E. Holmberg, *Medd. Lund. Obs. Ser. II*, No. 136, 1958.
9. E. Pettit, *Ap. J.*, 120, 413, 1954.
10. Б. Е. Маркарян, *Сообщ. Бюр. обс.*, 26, 3, 1959.
11. В. J. Bok, P. Bok, *M. N.*, 124, 435, 1962.
12. W. Baade, *Ap. J.*, 88, 294, 1938.
13. F. Zwicky, *List of Supernovae discovered since 1885*, 1964.
14. J. Stebbins, W. Whitford, *Ap. J.*, 108, 413, 1948.
15. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, *Reference Catalogue of Bright Galaxies*, 1964.
16. H. Shapley, A. Ames, *Ann. Harv. Coll. Obs.*, 88, No. 2, 1932.
17. Gordon, N. H. Remage, M. S. Roberts, *Ap. J.*, 154, 845, 1968.
18. E. Holmberg, *Ark. Astr.*, Band 3, 387, 1965.
19. C. T. Kowal, *A. J.*, 73, 1021, 1968.
20. P. Hodge, *An atlas and Catalogue of H II Regions in Galaxies*, 1967.

Приложение

Таблица 1

№	$B_{\text{г}}$	B	$B-V$	$(B-V)_0$	M_B
1	2	3	4	5	6
1	23 ^m .14	19 ^m .86	+0.57	-0.03	-10 ^m .74
2	22.14	18.86	0.46	-0.14	-11.74
3*	22.14	18.86	0.44	-0.16	-11.74
4	22.94	19.66	0.76	+0.16	-10.94
5	22.83	19.55	0.95	+0.35	-10.05
6	22.37	19.09	0.76	+0.16	-11.51
7	23.15	19.87	0.48	-0.12	-10.73
8	22.85	19.57	0.47	-0.13	-11.03
9	23.25	19.97	1.02	+0.42	-10.63
10	22.95	19.67	0.80	+0.20	-10.93
11	22.76	19.46	0.30	-0.30	-11.14
12	22.48	19.20	0.27	-0.33	-11.40
13	22.71	19.47	0.63	+0.03	-11.13
14*	21.92	18.64	0.65	+0.05	-11.96
15	22.64	19.36	0.70	+0.10	-11.24
16	22.92	19.64	0.87	+0.27	-10.96
17	22.52	19.24	0.22	-0.38	-11.36
18	22.84	19.56	0.48	-0.12	-11.04
19	22.70	19.42	0.46	-0.14	-11.18
20	22.38	19.10	0.44	-0.16	-11.50
21*	21.98	18.70	0.56	-0.04	-11.90
22	23.46	20.18	0.74	+0.14	-10.42
23	23.41	20.13	0.90	+0.30	-10.47
24	22.23	18.95	0.46	-0.14	-11.65
25*	21.84	18.56	0.79	+0.19	-12.04
26	22.14	18.86	0.26	-0.34	-11.74
27	23.34	20.06	0.93	+0.33	-10.54
28	22.50	19.22	0.73	+0.13	-11.38
29	22.81	19.53	0.73	+0.13	-11.07
30	22.67	19.39	0.82	+0.22	-11.21
31	22.70	19.42	0.11	-0.49	-11.18
32	22.42	19.14	0.70	+0.10	-11.46
33	22.67	19.39	0.71	+0.11	-11.21
34	21.78	18.50	0.53	-0.07	-12.10
35	23.04	19.76	0.42	-0.18	-10.84

Таблица 1 (продолжение)

1	2	4	4	5	6
36	22. ^m 33	19. ^m 05	+0. ^m 73	+0. ^m 13	-11. ^m 55
37	23.30	20.06	0.93	+0.33	-10.54
38	22.66	19.68	0.57	-0.03	-10.92
39	23.15	19.87	0.46	-0.14	-10.73
40	22.48	19.20	0.32	-0.28	-11.40
41	22.65	19.37	0.52	-0.08	-11.23
42	22.23	18.95	0.58	-0.02	-11.65
43	22.93	19.65	0.65	+0.05	-10.95
44	23.04	19.76	0.28	-0.32	-10.84
45	23.12	19.84	0.92	+0.32	-10.76
46	22.85	19.57			-11.03
47	22.48	19.20	0.41	-0.19	-11.40
48	22.31	19.03	0.36	-0.24	-11.57
49	23.34	20.06	0.68	+0.08	-10.54
50	23.12	39.84	0.57	-0.03	-10.76
51	22.89	19.61	0.62	+0.02	-10.99
52	22.54	19.26			-11.34
53	22.58	19.30	0.48	-0.12	-11.30
54	22.77	19.49	0.83	-0.23	-11.11
55*	22.85	19.57	0.41	-0.19	-11.03
56	22.08	18.80	0.68	+0.08	-11.80
57	22.99	19.71	0.78	+0.18	-10.89
58	22.91	19.63	0.63	+0.03	-10.97
59*	22.02	18.74	0.51	-0.09	-11.86
60	23.23	19.95	0.47	-0.13	-10.65
61*	22.25	18.97	0.56	-0.04	-11.63
62	22.41	19.13	0.41	-0.19	-11.47
63*	22.91	19.63	0.95	+0.35	-10.97
64*	21.80	18.52	0.36	-0.24	-12.08
65	22.08	18.80	0.51	+0.09	-11.80
66*	22.44	19.16	0.36	-0.24	-11.44
67	24.32	21.04	1.32	+0.72	- 9.56
68	22.20	18.92	0.13	-0.47	-11.68
69	22.59	19.31	0.73	+0.13	-11.29
70	22.85	19.57	0.79	+0.19	-11.03
71	22.96	19.68	0.30	-0.30	-10.92
72	22.68	19.40	0.00	-0.60	-11.20
73	23.64	20.36	0.68	+0.08	-10.24

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
74	23. ^m 66	19. ^m 71	+0. ^m 78	+0. ^m 18	-10. ^m 89
75*	22.97	19.69	0.62	-0.02	-10.91
76	22.50	19.22	0.89	+0.29	-11.38
77	23.53	20.25	0.67	+0.07	-10.35
78	22.81	19.53	0.16	+0.44	-11.07
79	22.41	19.13	0.67	+0.07	-11.47
80	22.26	18.98	0.55	-0.05	-11.62
81*	21.94	18.66	0.71	+0.11	-11.94
82*	22.60	19.32	0.38	-0.22	-11.28
83	22.21	18.93	0.62	+0.02	-11.67
84	22.76	19.48	1.14	+0.54	-11.12
85	21.87	18.59	0.68	+0.08	-12.01
86	22.66	19.38	0.11	-0.49	-11.22
87	21.17 [V _□ ']	17.89 [V]			
88	22.98	19.70	0.88	+0.28	-10.90
89	21.88	18.60	0.56	-0.04	-12.00
90	23.48	20.20	1.30	+0.70	-10.40
91*	23.04	19.76	0.87	+0.27	-10.84
92*	22.79 [V _□ ']	18.51 [V]			
93	23.56	20.28	0.20	-0.40	-10.32
94	21.53	18.25	0.34	-0.26	-12.35
95	23.72	20.44	0.23	-0.37	-10.16
96	42.53	21.25	1.09	+0.49	-9.35
97	22.90	19.62	0.35	-0.25	-11.98
98	23.16	19.88	0.78	+0.18	-10.72
99	22.74	19.46	0.55	-0.05	-11.14
100	23.16	19.88	0.57	-0.03	-10.72
101	22.81	19.60	0.73	+0.13	-11.00
102	23.21	19.93	0.65	+0.05	-10.67
103	21.20 [V _□ ']	17.92 [V]			
104	22.21	18.97	0.41	-0.19	-11.63
105	24.10	20.82	0.80	+0.20	-9.78
106	23.35	20.07	0.74	+0.14	-10.53
107	22.19	18.91	0.43	-0.17	-11.69
108*	22.57	19.29	0.54	-0.06	-11.31
109	22.98	19.70	0.84	+0.24	-10.90
110	23.79	20.51	0.77	+0.17	-10.09
111	23.15	19.87	0.35	-0.25	-10.73

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
112	22. ^m 89	19. ^m 61	+0. ^m 56	-0. ^m 04	-10. ^m 99
113	23.21	19.93	0.71	+0.11	-10.67
114*	22.62	19.34	0.50	-0.10	-11.26
115	22.84	19.56	0.74	+0.14	-11.04
116	22.96	19.68	0.66	+0.06	-10.92
117	23.14	19.86	0.52	-0.58	-10.74
118	22.80	19.52	0.43	-0.17	-11.08
119	23.03	19.75	0.20	-0.40	-10.85
120	22.91	19.63	0.98	+0.38	-10.97
121*	23.24	19.96	0.16	-0.44	-10.64
122*	22.29	19.01	0.79	+0.19	-11.59
123	22.53	19.25	0.64	+0.04	-11.35
124	23.44	20.16	0.98	+0.38	-10.44
125	23.04	19.76	0.42	-0.18	-10.84
126	28.29	20.01	0.79	+0.19	-10.59
127	23.29	20.01	0.38	-0.22	-11.59
128	22.34	19.04	0.44	-0.16	-11.56
129	21.59	18.31	0.25	-0.35	-12.29
130	23.05	19.77	1.11	+0.51	-10.83
131*	21.69	18.41	0.14	-0.46	-12.19
132	21.25	17.97	0.38	-0.22	-12.13
133	23.44	20.16	0.77	+0.17	-10.44
134	22.53	19.25	0.81	+0.21	-11.35
135	22.91	19.63	0.39	-0.21	-10.97
136	23.65	20.37	1.08	+0.48	-10.23
137	22.65	19.37	0.62	+0.02	-11.23
138*	22.22	18.74	0.59	-0.01	-11.86
139*	22.74	19.46	0.32	-0.28	-11.14
140*	22.36	19.08	0.62	+0.02	-11.52
141*	23.58	20.30	0.50	-0.10	-10.30
142	22.06	18.78	0.55	-0.05	-11.82
143	22.62	19.38	0.86	+0.26	-11.82
144	23.11	19.83	0.42	-0.18	-10.77
145*	21.40	18.12	0.94	-0.26	-12.48
146	23.21	19.93	1.15	0.55	-10.67
147	23.33	20.05	1.08	+0.48	-10.55
148	22.54	19.26	1.02	+0.42	-11.34

ХРОМОСФЕРЫ ЗВЕЗД ТИПА UV СЕТ

Р. Е. ГЕРШБЕРГ

Поступила 20 ноября 1969

Приведены результаты спектрофотометрического изучения 5 вспыхающих звезд типа UV Set в спокойном состоянии: относительные интенсивности эмиссионных линий, их абсолютные светимости и контуры эмиссионной линии H_{α} . Эти данные сопоставляются с соответствующими характеристиками солнечной хромосферы, причем частично учитываются различные условия видимости протяженной хромосферы Солнца и „точечной“ звездной хромосферы. Из такого сопоставления следует значительное сходство областей в солнечной и звездных хромосферах, ответственных за излучение бальмеровских линий, но плотность в этих областях на вспыхающих звездах, по-видимому, в десятки раз выше, чем на Солнце. Кратко обсуждаются свойства нижних хромосфер и корон вспыхающих звезд.

В спектрах вспыхающих звезд типа UV Set, полученных во время спокойного состояния этих объектов, обнаруживаются сильные эмиссионные линии водорода и ионизованного кальция. Это обстоятельство дает основание подозревать существование хромосфер—то есть областей с инверсным температурным градиентом—у звезд типа UV Set. На спектрограмме EV Lac, полученной с высокой дисперсией в спокойном состоянии звезды, Вильсон [1] обнаружил еще несколько эмиссионных линий нейтральных атомов, характерных для спектра солнечной хромосферы: линии гелия, железа, кремния; по ширине водородных линий он оценил $T_e \leq 14\,000^\circ \text{K}$, что также не противоречит хромосферной природе этой эмиссии. Исследования вспышек звезд типа UV Set обнаружили ряд важных аналогий между этими эруптивными процессами и хромосферными вспышками на Солнце. Наконец, согласно современным представлениям о внутреннем строении звезд, красные карлики являются полностью конвективными звездами, и с теоретической точки зрения у них можно ожидать сильные конвектив-

ные движения под фотосферой и заметный нерадиативный поток энергии в фотосфере, что должно привести к появлению хромосферы и короны.

В течение нескольких лет на 2.6 м рефлекторе им. академика Г. А. Шайна (ЗТШ) проводились спектрографические исследования вспыхающих звезд. Полученный материал позволяет определить некоторые количественные характеристики спокойных атмосфер звезд типа UV Cet и сопоставить их со свойствами солнечной хромосферы.

Относительные интенсивности эмиссионных линий, бальмеровский декремент. В табл. 1 перечислены спектрограммы EV Lac и AD Leo, сфотографированные на щелевом спектрографе СП-72 (с дисперсией 80 Å/мм) и использованные для определения относительных интенсивностей эмиссионных линий. Все снимки получены на пластинках ОаО. Наблюдения велись вблизи меридиана, так что эффекты атмосферной экстинкции и дифференциальной рефракции оказались пренебрежимо малы. При обработке снимков использовалась спектральная чувствительность инструментальной системы, определенная А. А. Боярчуком в ходе спектрофотометрических исследований симбиотических звезд в те же наблюдательные сезоны. Во время большей части экспозиции 11.1.66 (3^h 45^m) блеск звезды AD Leo находился под непрерывным фотовольтрическим контролем, который проводился Т. С. Беякиной на 64 см менисковом телескопе; при этом не было обнаружено каких-либо изменений блеска звезды. Результаты обработки спектрограмм [приведены в табл. 1. В последней строке таблицы даны относительные интенсивности эмиссионных линий в спектре EV Lac перед вспышкой 11.12.65, вычисленные по данным В. Е. Кунеля [2].

Таблица 1

Звезда	Дата	Экспозиция	Относительные интенсивности линий								
			H _β	H _γ	H _δ	H+H _ε	K	H ₉	H ₉	λ4471	λ4026
EV Lac	11. 8.64.	4 ⁿ	1	0.72	0.52	0.78	0.69	0.25	0.18	<0.08	<0.08
	11. 8.65.	4 40 ^m	1	0.72	0.48	0.72	0.72			<0.07	<0.09
	19. 8.65.	4 50	1	0.73	0.42	0.91	0.94	0.30			
AD Leo	10. 1.66.	5 20	1	0.91	0.63	1.26	1.30	0.39			
	11. 1.66	5 30	1	0.63	0.52	0.91	0.98	0.26	0.16		
EV Lac	11.12.65.		1	0.96	0.44	0.70					

В общем бальмеровский эмиссионный декремент EV Lac и AD Leo оказывается весьма пологим. Все три крымских определения бальмеровского декремента EV Lac находятся в хорошем согласии друг с

другом. К этому декременту EV Lac близок и эмиссионный декремент AD Leo, полученный по снимку 11.1.66, когда звезда с наибольшей степенью вероятности была в спокойном состоянии. Но относительные интенсивности эмиссионных линий в спектре AD Leo 10.1.66 заметно отличаются от этого „среднего“ декремента; на этой спектрограмме также аномально мал скачок непрерывного излучения звезды у предела молекулярной полосы $Ti\ 0,4954\ \text{\AA}$: $J_{\lambda+}/J_{\lambda-} = 0.67$, тогда как на снимках 12.6.65. и 11.1.66. он равен 0.42 и 0.41 соответственно. Можно подозревать, что во время получения этого снимка AD Leo была в возбужденном состоянии, так как декремент AD Leo 10.1.66 самый пологий и приближается к виду, характерному для вспышек этих звезд [2, 3].

На рис. 1 приведено сопоставление относительных интенсивностей эмиссионных линий водорода в спектрах вспыхивающих звезд и в сол-

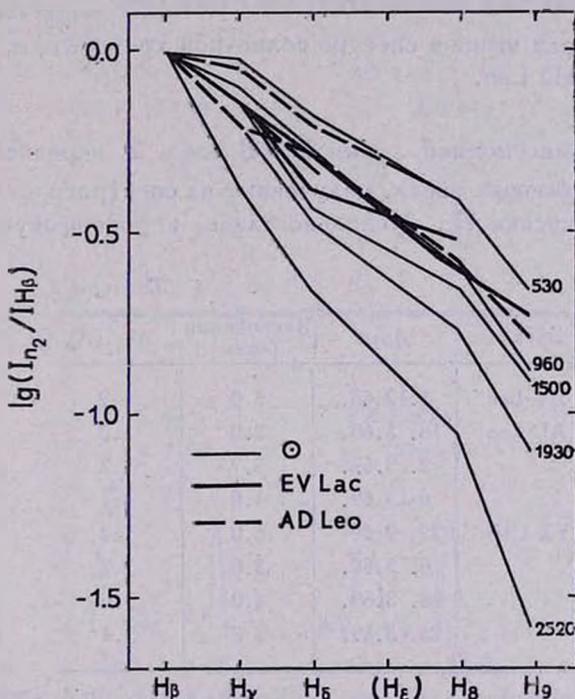


Рис. 1. Относительные интенсивности эмиссионных линий водорода в спектрах солнечной хромосферы—тонкие линии; в спектрах EV Lac—толстые линии и AD Leo—пунктир. Цифры справа соответствуют высотам в хромосфере над солнечным диском (в километрах).

нечной хромосфере [4]; последние данные были получены во время солнечного затмения при разных высотах края Луны над лимбом Солн-
2—135

ца. Из рисунка следует, что бальмеровский эмиссионный декремент EV Lac и AD Leo в спокойном состоянии неплохо согласуется с интегральным спектром средней хромосферы, а самый пологий бальмеровский декремент AD Leo 10.1.66. близок к декременту в спектре хромосферы, когда луч зрения проходит через нижние слои хромосферы в непосредственной близости от солнечного лимба (При таком сопоставлении следует иметь в виду, что в нижней хромосфере Солнца существенный вклад в эмиссионную линию H_α дает рассеянный свет фотосферы; в линии H_β он мал и в более высоких членах серии, а также по мере подъема, во всех линиях серии становится пренебрежимым.)

Если считать, что верхние границы интенсивностей гелиевых линий, приведенные в табл. 1, близки к реальным интенсивностям этих линий, то отношение $J_{H\alpha}/J_{H\beta}$ в спектре EV Lac в несколько раз выше, чем в солнечной хромосфере. Но отношение $J_{Ca+}/J_{H\beta}$ определено в несколько раз выше в спектре солнечной хромосферы, чем в спектрах EV Lac и AD Leo.

Контуры эмиссионной линии H_α . В табл. 2 перечислены спектрограммы вспыхивающих звезд, полученные на спектрографе кудэ ЗТШ для изучения эмиссии H_α . Использовалась короткофокусная камера

Таблица 2

Звезда	Дата	Экспозиция (часы)	$\Delta\lambda_{1/2}$ (Å)
EV Lac	3.12.68.	5.0	1.2
AD Leo	18. 5.68.	2.0	1.3
	2. 3.69.	2.7	1.2
	6. 3.69.	1.0	1.1
YZ CMi	22. 2.69.	6.0	1.2
	6. 3.69.	3.0	1.2
	23. 3.69.	4.0	1.0
	26. 3.69.	3.8	1.4

спектрографа с дисперсией 24 Å/мм и астрономическая пленка А—700. Во время спектрографирования YZ CMi 23 и 26.2.69. Н. И. Шаховская на 64 см менисковом телескопе вела фотovoltaическое патрулирование блеска звезды, но плохая погода резко снизила эффективность такого патруля; ни в ходе этих фотovoltaических наблюдений, ни при

визуальном гидировании на щели спектрографа блеск исследуемых звезд не испытывал заметных глазу изменений, которые можно было бы уверенно отличить от изменений условий видимости.

На всех этих спектрограммах были профотометрированы эмиссионные линии H_{α} в звездных спектрах и по 2—4 линии неона в спектрах сравнения, причем линии неона выбирались близкими к линии H_{α} по длине волны и по интенсивности. Измерения проводились через 0.01 мм со щелью, соответствующей 0.02 мм на негативе.

Полученные таким образом контуры звездной эмиссии H_{α} и инструментальные контуры приведены на рис. 2. Как следует из графиков, измеренные полуширины эмиссионных линий H_{α} в спектрах звезд примерно лишь в два раза превышают полуширины инструментальных контуров, так что в данном случае не удастся уверенно учесть эффект инструментального уширения и можно обсуждать лишь самые общие свойства контуров.

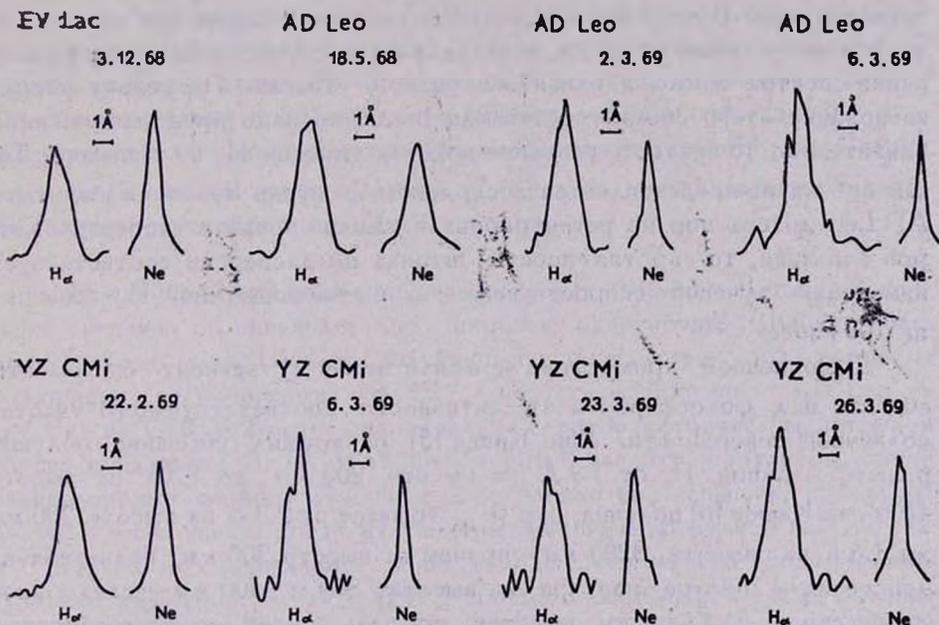


Рис. 2. Контуры эмиссионной линии H_{α} в спектрах вспыхивающих звезд и соответствующие им инструментальные контуры.

Построенные контуры эмиссии H_{α} в пределах точности измерений имеют, как правило, простой колоколообразный вид, без заметной асимметрии, депрессии в центре или широких крыльев. Небольшие „зазубрины“ на трех профилях линии H_{α} в спектрах YZ CMi не

превышают ширины шумовой дорожки. Приближенно истинную полуширину таких эмиссионных линий можно оценить как квадратный корень из разности квадратов наблюдаемой звездной и инструментальной полуширин; такие оценки приведены в последнем столбце табл. 2. Однако спектр AD Leo 6.3.69. отличен от других снимков тем, что обнаруживает неоднородность эмиссии по высоте спектра: в направлении, перпендикулярном дисперсии, видна эмиссионная линия, сходная с эмиссией на других спектрограммах, но недалеко от края этой обычной линии ее пересекает под заметным углом короткий и довольно резкий штрих, длина которого составляет примерно треть нормальной высоты щели. Эта деталь дает вторичный максимум на контуре линии с коротковолновой стороны от главного максимума. Тщательное рассмотрение этого штриха не позволяет с полной уверенностью отбросить возможность дефекта эмульсии. Другая возможность—привлечение гипотезы о кратковременной вспышке, давшей всплеск яркости в линии H_{α} со смещением по частоте и растянутую по высоте расширением спектра. В этой дополнительной детали содержится около 1/30 полной интенсивности линии, и ее излучение с учетом скорости расширения спектра могло длиться не более 6—10 сек. Поскольку полная экспозиция этого снимка составляла 1 час, то надо предполагать приблизительно 15-кратное усиление яркости эмиссии H_{α} во вспышке. Такая оценка не представляется абсурдной, но столь коротких вспышек AD Leo до сих пор не регистрировали. Если принять гипотезу быстрой вспышки, то протяженность штриха по дисперсии соответствует изменению лучевой скорости вещества в этой возможной H_{α} -вспышке на 100 км/сек.

В солнечной хромосфере профили линии H_{α} зависят от высоты области над фотосферой и от активности соответствующего участка солнечной поверхности. Еще Кинан [5] обнаружил убывание полуширины $\Delta\lambda_{1/2}$ линии H_{α} от 1.9 Å на высоте 200 км до 1.3 Å на высоте 4500 км. Клюбс [6] получил, что $\Delta\lambda_{1/2}$ убывает от 2.3 Å на высоте 200 км до 1.6 Å на высоте 3200 км, причем на высоте 200 км видна слабая депрессия в центре контура, на высотах 800 и 1400 км — следы этой депрессии, и на больших высотах профиль имеет колоколообразный вид. Наиболее детальная спектрофотометрия эмиссии H_{α} в солнечной хромосфере выполнена Кратами [7], Смит [8] и Кононовичем [9]. Краты нашли $\Delta\lambda_{1/2} = 1.8 + 1.4$ Å на высотах 1110—4450 км для одной области, $\Delta\lambda_{1/2} = 2.1$ Å для 900—2200 км в другой области и $\Delta\lambda_{1/2} = 2.5 + 2.0$ Å для 3700 + 6450 км в области над факельной площадкой; в последнем случае депрессия в центре контура была видна вплоть до 6450 км,

тогда как в двух предыдущих областях профили становились одновершинными уже на высоте около 3000 км. Смит построила профили H_{α} от основания хромосферы до 12500 км и нашла, что $\Delta\lambda_{1/2}$ изменяется от 2.0 до 1.4 Å, причем центральная депрессия видна вплоть до высоты 5000 км. Кононович нашел, что на высоте 1500 км $\Delta\lambda_{1/2} = 1.0$ Å и боковые максимумы на 40% превышают интенсивность в центре линии; на высоте 3000 км полуширина линии практически такая же, но боковые максимумы едва заметны на краях плоской вершины контура; на высоте 5600 км колоколообразный профиль имеет полуширину 0.8 Å.

Сопоставляя эти многочисленные данные по контурам H_{α} в солнечной хромосфере с приведенными выше результатами изучения H_{α} эмиссии в хромосфере UV Cet-звезд, можно лишь заключить, что контуры звездной эмиссии, по-видимому, несколько уже, чем в нижней и средней хромосферах Солнца. В контурах звездной эмиссии не обнаруживается столь характерная для солнечной хромосферы центральная депрессия профиля, но для уверенной констатации этого различия необходимы наблюдения звезд с лучшим разрешением по спектру. С другой стороны, возможно, что различие реально, но связано оно не с различием самих хромосфер, а с разным вкладом рассеянного хромосферой света фотосферы в контур эмиссионной линии H_{α} : на Солнце этот вклад весьма существенный [7, 9], а на вспыхивающих звездах он, видимо, пренебрежимо мал.

Абсолютные светимости эмиссионных линий. В табл. 3 собраны сведения об эквивалентных ширинах эмиссионных линий в спектрах 5 звезд типа UV Cet, полученных в результате наблюдений на различных спектрографах ЗТШ. Спектрографирование AD Leo и UV Cet на СПЭМ-2 велось параллельно с фотовольтрическим патрулем блеска этих звезд П. Ф. Чугайновым [10], так что соответствующие эквивалентные ширины измерены определенно вне вспышек, но постоянство блеска звезд, когда их спектры фотографировались на СП-72 и СПП-16, подтверждалось лишь в ходе визуального гидирования. Помимо крымских наблюдений в табл. 3 включены также эквивалентные ширины эмиссионных линий в спектре EV Lac 11.12.65., вычисленные по данным Кункеля [2].

Судя по табл. 3, имеют место различия эквивалентных шириин на разных спектрах одной и той же звезды. Эмиссия кальция, например, в спектре EV Lac 8.8.68. явно слабее, чем в спектрах 11.8.64. и 11.8.65.; столь же явно кальциевая эмиссия усилена на спектре AD Leo 11.1.66. Следует, однако, иметь в виду, что различия эквивалентных шириин в

табл. 3 могут быть не только отражением реальных, физических различий, но и следствием случайных фотометрических ошибок (видимо, до 30% в W_λ) и результатом сопоставления спектров разной чистоты.

Таблица 3

Звезда	Дата	Спектрограф	Дисперсия ($\text{\AA}/\text{мм}$)	Эквивалентные ширины линий (\AA)						
				H_α	H_β	H_γ	H_δ	$H_\epsilon + H_1$	K	H_8
EV Lac	11. 8.64.	СП-72	80		6.7	4.6	4.7	12	13	5.4
	11. 8.65.	"	80		7.5	5.5	5.9	14		
	19. 8.65.	"	80		5.6	5.4	5.1			
	11.12.65.	[2]	260		5.2	11	6.1	19		
	8. 8.68.	СП-72	160		5.5	5.2	4.7	7.2	7.8	4.5
	9. 8.68.	"	160	6.0						
	3.12.68.	куда	24	2.6						
AD Leo	19. 3.65.	СПЭМ-2	55*	7.5						
	3. 6.65.	"	55	7.5						
	4. 6.65.	"	55	8.4	6.8	7.4	3.5	8.0	6.0	
	14. 6.65.	СП-72	80		3.4	2.7	2.4			
	11. 1.66.	"	80		4.7	5.4	3.6	16	14	5.7
	22. 5.68.	СПП-16	375		4.2		5.0	7.2	9.5	
	18. 5.68.	куда	24	2.5						
UV Cet	21. 9.65.	СПЭМ-2	55		14					
	23. 9.65.	"	55		18					
	24. 9.65.	"	55		21					
	25. 9.65.	"	55	1.5						
	26. 9.65.	"	55		23					
	YZ CMi	22. 2.69.	куда	24	7.5					
26. 3.69.		"	24	4.2						
Wolf630	11. 8.68.	СП-72	160	5.5	2.0					

Для перехода от эквивалентных ширины к абсолютной светимости эмиссионных линий необходимо знать абсолютную интенсивность непрерывного излучения исследуемых звезд. На рис. 3 приведены относительные распределения энергии в спектрах EV Lac и AD Leo, построенные по спектрограммам, снятым на ЭТШ, по трехцветным фо-

* Реальное разрешение спектрограмм, полученных на СПЭМ-2, соответствует снимкам на обычных спектрографах с дисперсией 100–150 $\text{\AA}/\text{мм}$.

тоэлектрическим наблюдениям этих звезд [11] и по спектрофотометрии EV Lac [2]. Как показал Чугайнов [11], эмиссионные М-карлики обнаруживают при широкополосных фотометрических наблюдениях систематические избытки в ультрафиолете по сравнению с неэмиссионными dM-звездами соответствующих спектральных классов. Учет этого эффекта эмиссии понизит на рис. 3 точку U-континуума примерно на $\Delta \lg J \approx 0.15$,

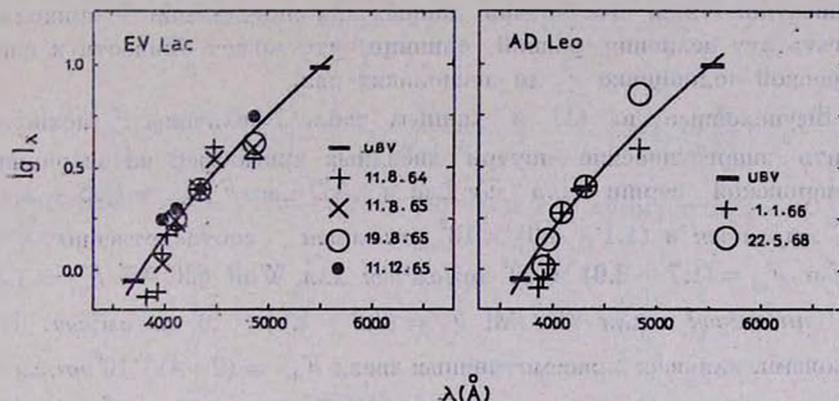


Рис. 3. Относительные распределения энергии в спектрах EV Lac и AD Leo по UBV - фотометрии и по снимкам, полученным в разные дни.

после чего согласие спектрофотометрических фотографических данных и широкополосных фотоэлектрических результатов оказывается вполне удовлетворительным. Используя это обстоятельство, можно принять яркостную температуру поверхности звезд в частотах рассматриваемых хромосферных линий равной цветовой температуре, определяемой по UBV-фотометрии; для UV Cet получается $T_{UBV} = 2700 \pm 100^\circ \text{K}$, для остальных звезд табл. 3 — $3000 \pm 100^\circ \text{K}$. По-видимому, такая оценка абсолютной поверхностной яркости звезды может дать ошибку не более, чем в два раза. Абсолютный поток в линии с 1 см^2 поверхности хромосферы F_λ можно подсчитать тогда по формуле

$$F_\lambda = \pi B_\lambda(T_{UBV}) W_\lambda \Phi, \quad (1)$$

где W_λ — измеренная эквивалентная ширина линии, $B_\lambda(T_{UBV})$ — функция Планка и Φ — фактор, учитывающий эффект двойственности звезд. Как известно, звезды типа UV Cet — это в большинстве случаев слабые компоненты в двойных системах, состоящих из звезд близких спектральных классов, причем яркий компонент часто вообще не имеет эмиссионных деталей в спектре. В последнем случае имеет место простое соотношение:

$$\Phi = 10^{0.41m} + 1, \quad (2)$$

где Δm — разность блеска компонентов системы. К сожалению, оно не применимо ни к одной из рассмотренных выше звезд. В системе L — 726 — 8 АВ, куда входит UV Cet, оба компонента имеют заметную эмиссию; в системе Wolf 630 АВ компоненты столь близки, что нет сведений об их спектральных различиях. О двойственности AD Leo и EV Lac свидетельствуют, видимо, лишь некоторые астрометрические особенности этих объектов, а о двойственности YZ CMi вообще ничего не известно. Из-за отсутствия данных для определения Φ приходится полагать эту величину равной единице, что может привести к систематической недооценке F_λ до нескольких раз.

Вычисленные по (1) и данным табл. 3 величины F_λ позволяют оценить энергетические потери звездных хромосфер на излучение в бальмеровской серии: для EV Lac и AD Leo $F_{\alpha\beta\gamma\delta} = (1.5 + 2.4) \times 10^6 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$ и $(1.1 + 3.0) \times 10^6 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$ соответственно, для UV Cet $F_{\alpha\beta} = (1.7 + 2.0) \times 10^6 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$ для Wolf 630 АВ $F_{\alpha\gamma} = 1.3 \times 10^6 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$ и для YZ CMi $F_\alpha = (0.9 + 1.6) \times 10^6 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$. Иными словами, для всех 5 рассмотренных звезд $F_{B\alpha} = (2 + 4) \times 10^6 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$. В солнечной хромосфере, согласно [12, 13], $F_{B\alpha} = (1 + 2) \times 10^6 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$.

Обсуждение результатов. Сопоставление звездных хромосфер, наблюдаемых в интегральном свете точечного источника, и хромосферы Солнца, видимой в различных точках над фотосферой и над лимбом, требует предварительной оценки тех эффектов усреднения, которые неизбежны при наблюдениях звездных оболочек. Существующие экспериментальные возможности приводят к усреднению характеристик звездных хромосфер, по крайней мере, на трех „уровнях“: усреднение микрохарактеристик масштаба спиккулярной структуры и хромосферной сетки, размазывание по всей поверхности звезды возможных образований типа активных областей и усреднение систематических различий оптических свойств хромосферы на диске и над лимбом звезды. Наблюдения UV Cet-звезд не дают пока какой-либо информации о микроструктуре хромосферы. Неоднородности типа активных областей можно было бы, видимо, обнаружить с помощью статистической обработки продолжительных рядов фотометрических наблюдений. Что касается усреднения на третьем „уровне“, то здесь можно получить некоторые количественные оценки.

Рассмотрим простейшую модель: звезда радиуса R окружена сферически симметричной оболочкой с экспоненциально убывающей плотностью

$$n(h) = n_0 e^{-h/h_0} \quad (3)$$

(постоянство h_0 соответствует барометрической модели с пренебрежимо малыми градиентами температуры и силы тяжести). Можно показать, что в такой оболочке отношение массы вещества в единичном столбе, расположенном на расстоянии $r = R + h$ от центра звезды (рис. 4), к массе вещества в единичном столбе, перпендикулярном поверхности звезды, определяется соотношением:

$$\frac{m(R+h)}{m_{\perp}} = 2 \frac{R+h}{h_0} e^{R/h_0} K_1 \left(\frac{R+h}{h_0} \right) =$$

$$= \sqrt{2\pi} \left(\frac{R+h}{h_0} \right)^{1/2} e^{-h/h_0} \left[1 + \frac{3h_0}{8(R+h)} + \dots \right] \approx 2.5 \left(\frac{R}{h_0} \right)^{1/2} e^{-h/h_0}. \quad (4)$$

Если просуммировать эту величину по всем r и сумму отнести к диску звезды, то

$$\frac{\bar{m}}{m_{\perp}} = 2 \left\{ 1 + 2 \frac{h_0}{R} + 2 \left(\frac{h_0}{R} \right)^2 + e^{R/h_0} K_2 \left(\frac{R}{h_0} \right) \right\} =$$

$$= 2 \left\{ 1 + \sqrt{\frac{\pi h_0}{2R}} + 2 \frac{h_0}{R} + \dots \right\} \approx 2. \quad (5)$$

(K_1 и K_2 — цилиндрические функции соответствующих порядков).

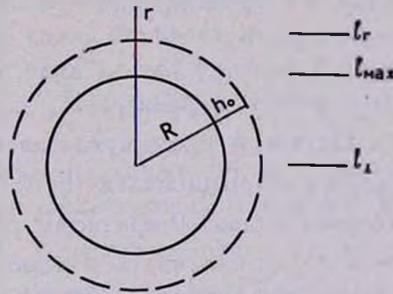


Рис. 4.

В применении к Солнцу ($R = 7 \times 10^{10}$ см, $h_0 \approx 5 \times 10^7$ см [4]) отношение (4) показывает, что масса вещества в хромосфере на луче зрения l_{max} , касательном к диску ($h = 0$), в 100 раз больше, чем на луче зрения l_{\perp} , проходящем через центр диска. На луче зрения, проходящем на высоте $h = (1.5 + 3) h_0$, где, согласно рис. 1, бальмеровский декремент солнечной хромосферы близок к бальмеровскому декременту в интегральном спектре спокойных UV Set-звезд, масса вещества

примерно в $5 + 20$ раз больше, чем на луче зрения l_{\perp} . С другой стороны, согласно (5), бальмеровский декремент в интегральном свете звезды соответствует декременту „удвоенной“ звездной хромосферы. Строго говоря, бальмеровский декремент может зависеть от нескольких физических параметров излучающей среды: от конкретного механизма возбуждения, от электронной температуры и характерных внутренних движений, от оптической толщи в линиях. Общность механизма возбуждения солнечной и звездных хромосфер лежит в основе всей рассматриваемой концепции. Судя по числу и виду эмиссионных линий звездных хромосфер, внутреннее состояние вещества, где эффективно излучает водород, в обоих случаях также достаточно близко; следовательно, при наблюдаемом сходстве декрементов должны быть сходны и оптические толщи в частотах бальмеровских линий. Таким образом, наблюдаемый бальмеровский декремент спокойных UV Cет-звезд позволяет заключить, что общее число атомов водорода на втором уровне (N_2) над 1 см^2 фотосферы вспыхивающей звезды в $3 + 10$ раз больше, чем над 1 см^2 солнечной фотосферы.

Исследование абсолютной светимости хромосферных линий показывает, что интенсивность излучения хромосферного столба единичного сечения вспыхивающих звезд в частотах бальмеровских линий примерно вдвое превышает соответствующую интенсивность излучения в солнечной хромосфере. Поскольку бальмеровский декремент свидетельствует о самопоглощении, то хромосферное излучение в водородных линиях не может соответствовать линейной части кривой роста; но оно не может соответствовать и верхней части этой кривой, так как контуры H_{α} не обнаруживают столь характерных для этой части кривой роста сильных крыльев. Остается промежуточная часть кривой роста, где выход энергии из слоя пропорционален $(\ln N_2)^{1/2}$; различие в светимости вдвое соответствует здесь 50-кратному различию в N_2 .

В оптически тонкой среде плотность водородных атомов на втором уровне пропорциональна квадрату полной плотности вещества. Но в хромосфере, где $\tau_{\alpha} > 1$, эта зависимость приближается к линейной. Следовательно, на основании всех предыдущих оценок можно утверждать, что общее число атомов водорода над 1 см^2 фотосферы звезды типа UV Cет в $3 + 50$ раз больше, чем над 1 см^2 солнечной фотосферы.

Заключение. Теоретическое рассмотрение звездной хромосферы и короны в принципе сводится к расчету самосогласованной задачи об энергетическом балансе среды, которая нагревается потоком нерадиативной энергии и охлаждается за счет излучения во всем объеме и за

счет расширения короны. Независимой переменной в этой задаче является мощность приходящего потока энергии, параметрами—условия на границе „невозмущенной“ фотосферы: сила тяжести, плотность и химический состав вещества, его температура. Решение такой задачи сопряжено с громоздкими расчетами радиативных потерь среды сложного химического состава с заметными градиентами температуры и плотности и со значительной оптической толщиной в частотах многих линий. В зависимости от конкретного вида нерadiативного потока энергии, приходящего снизу, в хромосфере и короне могут диссипировать и переходить друг в друга различного вида гидродинамические и гидромагнитные возмущения, и расчет такой стационарной системы возмущений представляет принципиальную трудность в теоретическом расчете звездных хромосфер. Поэтому с помощью наблюдений приходится решать обратную задачу: по физическим параметрам реальных хромосфер оценивать мощность идущего снизу потока энергии.

Основной результат изложенного выше исследования сводится к утверждению, что в единичном столбе звездной хромосферы число водородных атомов, эффективно излучающих в бальмеровской серии, в 3–50 раз больше, чем соответствующее число в солнечной хромосфере. Геометрическая структура хромосферы определяется величиной h_0 , которая, в свою очередь, зависит от тепловой (и турбулентной) энергии газа—выше отмечалось, что они достаточно близки к соответствующей энергии в солнечной хромосфере—и от гравитационного потенциала. Для UV Cet

$$\frac{M_*}{R_*} = \frac{0.04M_{\odot}}{0.08R_{\odot}} = 0.5 \frac{M_{\odot}}{R_{\odot}} \quad (6)$$

для других звезд табл. 3 данных об их массах нет, но вообще для вспыхивающих звезд характерно соотношение $M_*/R_* \approx M_{\odot}/R_{\odot}$. Поэтому $h_0^*/R_* = h_0^{\odot}/R_{\odot}$ и геометрические структуры солнечной и звездной хромосфер должны быть сходны. Следовательно, плотности вещества в тех слоях хромосфер, где эффективно излучает водород, на вспыхивающих звездах в десятки раз выше, чем на Солнце.

Несмотря на сходство „водородных“ областей хромосфер, более глубокие хромосферные слои на Солнце и на вспыхивающих звездах должны существенно различаться. Дело в том, что на Солнце, где эффективная температура поверхности около 6000°K, кинетическая температура в области инверсии около 4200°K, а на вспыхивающих звездах $T_{ef} \approx 3000$ °K; при большой силе тяжести это приводит к большей плотности вещества на поверхности красных карликовых звезд, и

для прогрева этого более плотного и более холодного вещества до хромосферных условий необходим гораздо больший поток нерадиативной энергии. Согласно [13], 18% общих энергетических потерь солнечной хромосферы приходится на излучение в бальмеровских линиях и 70% — на излучение нижних слоев хромосферы; на вспыхивающих звездах относительный вклад бальмеровских линий должен быть существенно меньшим и подавляющая часть излучения хромосферы должна быть связана с радиативным охлаждением нижних слоев. Таким образом, можно думать, что плотность потока нерадиативной энергии в фотосферах вспыхивающих звезд по крайней мере на 1–2 порядка величины превышает соответствующую плотность потока от конвективной зоны на Солнце.

Звездные короны определяются двумя основными параметрами: гравитационным потенциалом и плотностью вещества в основании. Гравитационный потенциал определяет и геометрическую структуру, и температуру короны, и в этом отношении солнечная и звездная короны должны быть подобны. Поскольку температурный режим в звездной хромосфере и в нижней короне оказывается близким к соответствующим условиям на Солнце, то можно ожидать, что и плотность вещества в основании звездных корон в десятки раз превышает соответствующую плотность в солнечной короне. Однако это условие не жесткое: из-за небольших различий в эффективности механизма нагрева „склейка“ хромосферы с короной звезды может произойти на несколько инном расстоянии от основания хромосферы, в результате чего плотность вещества в основании короны может существенно измениться, а на интегральные свойства хромосферы усечение или удлинение экспоненциально убывающей верхушки не скажется. По радиоизлучению вспышки YZ CMi Кан [14] оценил электронную плотность в короне этой звезды $2 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ и $7 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ на высотах $7.5 \times 10^9 \text{ см}$ и $18 \times 10^9 \text{ см}$ над поверхностью звезды соответственно; в солнечной короне на тех же высотах электронная плотность в 20 раз меньше [15]. Следует, однако, иметь в виду, что эти оценки Кана выполнены для сильно возмущенной, а не спокойной короны; кроме того, в [14] сделано допущение, что дрейф по частоте радиоизлучения вспышки обусловлен чисто гидродинамическим распространением возмущающего агента, но справедливость такого допущения не очевидна.

Выражаю глубокую благодарность Т. С. Белякиной, В. И. Бурнашеву, Э. А. Витриченко, П. Ф. Чугайнову и Н. И. Шаховской за фотозлектрическое патрулирование звезд во время получения их спек-

тров, В. И. Пронику и К. К. Чуваеву—за помощь в получении спектрограмм, А. А. Боярчуку, В. П. Гринину, Э. Е. Дубову, С. Б. Пикельнеру и А. Б. Северному — за обсуждение результатов.

Крымская астрофизическая
обсерватория

CHROMOSPHERES OF THE UV CET-TYPE STARS

R. E. GERSHBERG

Results of spectrophotometric investigations of 5 flare UV Cetype stars in quiet state—relative intensities of emission lines, their absolute luminosities and H_{α} —line emission profiles—are given. These data are compared to corresponding solar chromosphere characteristics taking partly into account the different observational conditions for the extended solar chromosphere and point-like stellar ones. From this comparison one concludes that there is a close similarity between the regions in solar and stellar chromospheres which are responsible for the Balmer line emission; but the densities in these stellar regions seem to be ten times higher compared to solar densities. Low chromospheres and coronae of flare stars are discussed briefly.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. O. C. Wilson, P. A. S. P., 73, 15, 1961.
2. W. E. Kunkel, Dissertation, Austin, 1967.
3. Р. Е. Гершберг, С. А. Каплан, Известия КрАО, 44 (в печати).
4. Р. Томас, Р. Ашей, Физика солнечной хромосферы, Мир, М., 1965.
5. Р. С. Кевлан, Ap. J., 76, 134, 1932.
6. S. V. M. Clube, MN, 118, 18, 1958.
7. В. А. Крат, Т. В. Крат, Известия ГАО, № 153, 1955; № 155, 1956; № 167, 1961.
8. E. v. Smith, Ap. J., 126, 529, 1957.
9. Э. В. Кононович, Вестн. МГУ, № 4, 37, 1958.
10. Р. Е. Гершберг, П. Ф. Чугайнов, Астрон. ж., 43, 1168, 1966; 44, 260, 1967.
11. П. Ф. Чугайнов (в печати).
12. Э. Е. Дубов, Астрон. ж., 42, 1014, 1965.
13. M. Kuperus, Space Sci. Rev., 9, N 5, 1969.
14. F. D. Kahn, Nature, 222, 1130, 1969.
15. Е. Н. Паркер, Динамические процессы в межпланетной среде, Мир, М., 1965.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ КРАСНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ
ЗВЕЗД ВЫСОКОЙ СВЕТИМОСТИ

В. А. ДОМБРОВСКИЙ

Поступила 25 декабря 1969

Рассмотрены результаты многоцветных поляриметрических наблюдений ряда красных переменных звезд высокой светимости, сделанных в течение нескольких последних лет в АО АГУ. Излучение многих из этих звезд обладает собственной поляризацией, которая во всех случаях найдена переменной. Установлено, что степень поляризации и пределы ее изменений возрастают с уменьшением длины волны, позиционный же угол плоскости колебаний для большинства звезд оказался в общем независимым от длины волны, хотя его значения в отдельные моменты времени найдены заметно различными в разных цветах. Поведение поляризации со временем найдено различным у разных звезд, меняющимся со временем у каждой звезды и обремененным множеством неправильностей. Для ряда звезд установлена связь между изменениями поляризации, блеска и цвета. На рис. 1—3 представлено поведение поляризации — p и θ —, блеска V и показателя цвета $B-V$ для $V CVn$, $X Her$ и $Z UMa$. Для нескольких звезд длинноволновая зависимость поляризации была прослежена до $\lambda \approx 2.5 \mu$ (рис. 4). АК Peg изучена спектрополяриметрически (рис. 5).

Обсуждены различные гипотезы, выдвинутые для объяснения собственной поляризации в излучении красных переменных звезд высокой светимости. Найдено, что наиболее вероятным представляется механизм возникновения поляризации в излучении этих звезд при его рассеянии в облаках околосредной материи.

В последние годы было установлено, что излучение многих красных переменных звезд высокой светимости — долгопериодических, полуправильных, неправильных переменных — заметно поляризовано. Эта поляризация в большинстве случаев должна быть признана „собственной“. То, что ее, как правило, нельзя считать межзвездной, вытекает из следующего: 1) Значительная поляризация найдена у многих звезд, расположенных в высоких галактических широтах, где нельзя ожидать сколько-нибудь заметной межзвездной поляризации. 2) Ее длинноволновая зависимость оказалась отличной от длинноволновой зависимости

ти межзвездной поляризации. 3) Для большинства звезд была установлена переменность поляризации и для некоторых из них найдена связь изменений поляризации с изменениями других характеристик звезд. Конечно, можно не сомневаться, что в отдельных случаях мы должны иметь дело и с поляризацией, возникшей от сложения собственной и межзвездной поляризации и нужно заметить, что тогда выделение собственной поляризации оказывается довольно сложной задачей.

Несмотря на то, что с момента открытия собственной поляризации в излучении красных переменных звезд высокой светимости прошло уже несколько лет, ее характер и, самое главное, закономерности поведения со временем и, особенно, в связи с изменением других параметров звезды все еще изучены плохо и это до сих пор не дало возможности предложить достаточно обоснованную ее интерпретацию.

Исходя из желания получить материал для суждения об основных чертах собственной поляризации в излучении красных переменных звезд высокой светимости и, самое главное, об особенностях ее поведения со временем, в Астрономической обсерватории Ленинградского государственного университета еще в 1964 г. были начаты систематические наблюдения некоторых из этих звезд. Программа наблюдений затем, в 1967 г. и последующих годах, была значительно расширена. Сейчас в нее входят наблюдения ряда переменных звезд ранних типов, в том числе Миры Кита, RV Тельца, полуправильных и неправильных переменных звезд, принадлежащих к различным спектральным классам: K — M, C, S.

Большинство поляриметрических наблюдений, которые, начиная с 1965 года, было найдено полезным сопровождать фотометрическими и колориметрическими оценками, выполняло на 20" рефлекторе с одноканальным электрофотометром, приспособленном для фотометрических и поляриметрических наблюдений, установленном на Бюраканской астрофизической станции Астрономической обсерватории Ленинградского государственного университета [1]. Методика поляризационных измерений была обычной, принятой в АО ЛГУ [2]. Сведения о всех усовершенствованиях в аппаратуре или в методике наблюдений, произведенных за эти годы, содержатся в работах [3—5]. Начиная с 1965 года, поляризационные измерения обычно делались уже отдельно в разных спектральных областях, как правило, полосах стандартной фотометрической системы UBVR, хотя при ослаблении блеска звезды иногда приходилось переходить к более широким полосам. В этой же стандартной системе делались и фотометрические оценки. Точность измерений степени поляризации, определяемая через σ_p , нормально

была порядка 0.10 — 0.15% и, соответственно, σ_p составляло $28^{0.5} \sigma_p / p$. Эта точность, как правило, падала при наблюдениях в полосе U, при ослаблении блеска звезды ниже 10^m или при наблюдениях в особо неблагоприятных условиях. Точность фотометрических оценок была обычной для фотоэлектрической методики.

Некоторое количество наблюдений было получено на 9" рефракторе с одноканальным электрофотометром, тоже приспособленном для проведения фотометрических и поляриметрических наблюдений, установленном на учебной обсерватории в Ленинграде. Из-за неблагоприятных атмосферных условий в Ленинграде точность этих наблюдений была несколько ниже точности наблюдений в Бюракане.

В 1969 году, для того, чтобы расширить спектральный интервал, охватываемый поляриметрическими и фотометрическими наблюдениями, параллельно с описанными выше наблюдениями в видимой области спектра были поставлены для некоторых наиболее ярких звезд эпизодические наблюдения и в инфракрасной области. Для этой цели использовались созданные в АО ЛГУ два ИК-фотометра—один с фотоумножителем, имеющим кислородно-цезиевый фотокатод (ФЭУ—62), другой—с серно-свинцовым фотоспротивлением [7]. Питательной системой в обоих случаях служил 25" зеркальный телескоп, установленный на Бюраканской станции АО ЛГУ. Поляриметрические и фотометрические наблюдения делались обычно в полосах J и K. К сожалению, этим наблюдениям, особенно в полосе K, оказались доступными лишь очень немногие из объектов, наблюдаемых нами в видимой области спектра. Чтобы охватить наблюдениями возможно большее число объектов, часть наблюдений более слабых звезд была сделана в широкой спектральной области 0.8—2.5 μ . Точность ИК-наблюдений благодаря тому, что аппаратура обычно использовалась на пределе возможностей, была заметно ниже точности наблюдений в видимой области спектра.

В том же 1969 году, для получения дополнительного материала для интерпретации собственной поляризации излучения красных переменных звезд высокой светимости, некоторые из этих звезд, уже включенные в нашу программу поляризационных исследований, были дополнительно изучены спектрополяриметрически. Изучение было проведено фотографическим путем. Для наблюдений использовался сконструированный и изготовленный в АО ЛГУ дифракционный спектрограф с дисперсией 340 $\text{Å}/\text{мм}$, установленный в ньютоновском фокусе 18" зеркального телескопа Бюраканской станции АО ЛГУ. Для каждой изучаемой звезды получалось по несколько пар спектрограмм с поляридом, помещенным перед диагональным зеркалом 18" телескопа таким обра-

зом, что его плоскость пропускания в одном снимке совпадала с плоскостью преимущественных колебаний в излучении звезды, в другом была ей перпендикулярна. Каждая такая спектрограмма сопровождалась калибровочным снимком. Так как не принималось никаких специальных мер, обеспечивающих сравнение полученных пар снимков между собой, они не позволяли выводить абсолютные значения поляризации в разных длинах волн, но позволяли судить о ее изменении в зависимости от длины волны.

Оригинальные наблюдения частично уже опубликованы в „Трудах АО ЛГУ“ [4, 5], остальные будут опубликованы в ближайших томах „Трудов“. Настоящее исследование основывается прежде всего на результатах этих наблюдений, однако были привлечены и известные нам результаты других наблюдателей.

Этот материал уже сейчас позволяет сделать ряд заключений, которые, естественно, должны будут приниматься в расчет при любой попытке дать интерпретацию собственной поляризации. Здесь нам представляется нужным отметить прежде всего то, что собственная поляризация до сих пор была найдена лишь в излучении переменных звезд; в излучении же красных звезд высокой светимости, но постоянных по блеску, собственная поляризация найдена не была. Это заключение основывается на поисках собственной поляризации в излучении красных гигантов, предпринятых Р. Р. Цаппала [8] и Р. А. Варданяном [9]. Однако их поиски не обладают необходимой полнотой, чтобы это заключение могло считаться окончательным. Далее, представляется важным отметить, что собственную поляризацию до сих пор удалось открыть в излучении даже далеко не всех переменных звезд. Можно принять, что современные наблюдения позволяют ее уверенно выявлять, когда она составляет не менее нескольких десятых долей процента. При этом ограничении наблюдения показывают, что излучение многих красных переменных звезд должно считаться практически неотягченным собственной поляризацией. Так наши, охватывающие достаточно длительные интервалы времени, наблюдения γ CVn, Т Сер, α Her, ρ Per и ряда других звезд не показали присутствия поляризации более 0.2—0.3%. У некоторых же звезд она была найдена значительной, но постоянной, и мы не нашли оснований считать ее не межзвездной (например, поляризация с $p = 0.8\%$ при $\theta = 170^\circ$ у UX Dra). Аналогичное заключение об отсутствии собственной поляризации, большей 0.2—0.3% у ряда красных переменных звезд высокой светимости можно сделать и из наблюдений других наблюдателей, например Х. Дика [10].

И, вместе с тем, сейчас можно назвать много красных переменных звезд высокой светимости, присутствие собственной поляризации в излучении которых является несомненным. Эта поляризация по нашим данным и данным других наблюдателей в коротковолновой области спектра может достигать очень больших значений (порядка 20% у VY CMa по наблюдениям АО ЛГУ, данным К. Серковского [11] и др., порядка 10% у V CVn и L₂Pup, согласно работе А. Крушевского, Т. Герелса, К. Серковского [12] и т. д).

Число переменных, в излучении которых присутствие собственной поляризации установлено достаточно уверенно, достигает сейчас, по крайней мере, 50 звезд, и несомненно этот список отнюдь не полон, т. к. работы по поискам собственной поляризации еще весьма далеки от завершения. При этом собственная поляризация найдена в излучении красных переменных звезд самых различных типов переменности: Миры Кита, полуправильных и неправильных переменных, прилегающих к ним звездах типа RV Тельца; у звезд, принадлежащих, вместе с тем, к различным спектральным классам: К—М, С, S. Но необходимо заметить, что материал пока еще слишком мал и неоднороден, чтобы служить основой для каких-либо статистических изысканий.

Для разработки теории возникновения собственной поляризации в излучении красных переменных звезд высокой светимости, нам кажется, очень большое значение должно иметь заключение, полученное нами из рассмотрения звезд с поляризованным и неполяризованным излучением, что сейчас представляется невозможным указать какое-либо очевидное различие между ними. И те, и другие могут обладать совершенно одинаковым характером переменности, и у тех, и у других могут быть совершенно одинаковые спектры.

Имеющийся сейчас наблюдательный материал свидетельствует о том, что собственная поляризация в излучении красных переменных звезд высокой светимости во всех случаях является переменной. Однако не следует забывать, что именно переменность поляризации всегда служила одним из основных аргументов в пользу того, чтобы признать ее собственной.

Попытки установить закономерности в поведении собственной поляризации в излучении красных переменных звезд высокой светимости со временем, используя длительные ряды наблюдений отдельных звезд, полученные в АО ЛГУ, выявили очень сложную картину ее поведения. Характер изменений оказался весьма различным у разных звезд, и для каждой звезды сами изменения были найдены в свою очередь меняющимися со временем. Эти ряды наблюдений показывают также, что многочисленные сообщения о том или ином поведении

поляризации в излучении отдельных звезд, неоднократно делавшиеся различными наблюдателями на основании весьма непродолжительных рядов их наблюдений, как правило, не могут претендовать на сколько-нибудь общее значение. При установлении закономерностей в поведении поляризации нужно также иметь в виду, что наложение на собственную поляризацию межзвездной может существенно исказить ее поведение. Поэтому нам представляется целесообразным такие случаи, до надежного учета действия межзвездной поляризации, исключить из рассмотрения. Из-за этого к настоящему рассмотрению не привлекались звезды, в излучении которых предполагается присутствие межзвездной поляризации. Именно по этим соображениям и была исключена из рассмотрения μ Сер, хотя для нее мы располагаем серией наблюдений наибольшей продолжительности.

Ниже рассматривается поведение поляризации у трех полуправильных переменных, которые наблюдались в АО ЛГУ в течение нескольких лет.

V Canum Venaticorum является полуправильной переменной звездой с довольно четко выраженной переменностью (тип S Ra, период 192 дня). Ее спектральный класс M4e — M6e. Большая галактическая широта звезды ($b = +71^\circ$) не дает оснований предполагать присутствие в ее излучении сколько-нибудь значительной межзвездной поляризации.

V CVn регулярно наблюдалась в АО ЛГУ на предмет изучения поведения поляризации в ее излучении с 1966 по 1969 г. На основании, прежде всего, этих наблюдений, а также небольшого количества наблюдений, опубликованных в работах К. Серковского [13, 14] и А. Крушевского, Т. Герелса и К. Серковского [12] и единичных оценок других наблюдателей, на рис. 1 в его полосах а) и б) представлено поведение поляризации — p и θ — V CVn в цветах В и V с 1966 г. по 1969 г. Сплошными кружками представлены значения p_B и θ_B , а незаполненными кружками — значения p_V и θ_V . Неуверенно определенным значениям соответствуют кружки меньшего размера. На том же рис. 1 в полосах в) и г) представлено поведение блеска и цвета — V и (B — V) — V CVn тоже, прежде всего, на основании наблюдений АО ЛГУ. В полосе г) точками нанесены кроме того значения блеска звезды, полученные из усредненных и редуцированных к нашей системе ее визуальных оценок, взятых из [15].

Из рис. 1 видно, что изменение степени поляризации V CVn в рассматриваемый период времени происходило в цветах В и V в общем синхронно. При этом p_B обычно было больше p_V и амплитуда колебаний p_B также была большей; что же касается позиционного

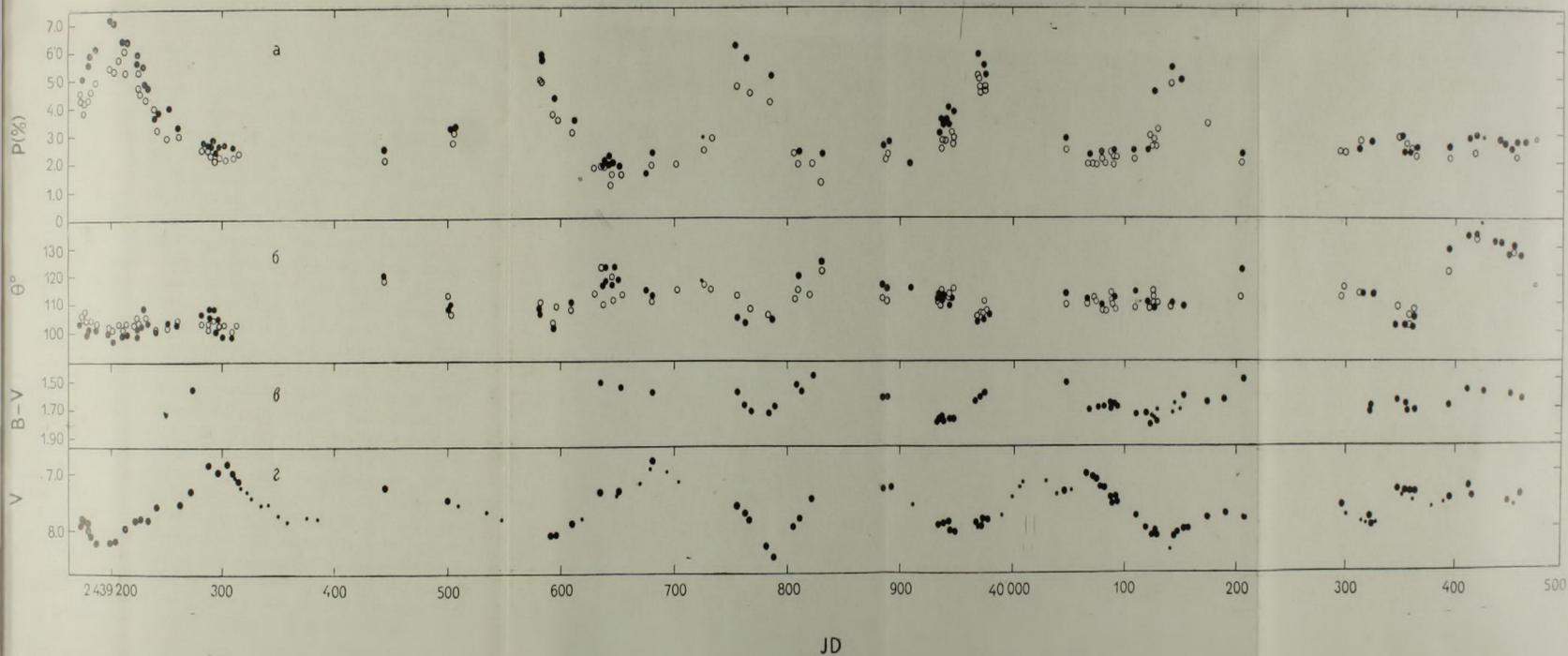


Рис. 1. Поведение поляризации, блеска и цвета V CVn за период 1966–1969 гг. (показания к рисунку в тексте).

угла плоскости преимущественных колебаний θ , то хотя θ_B в некоторые периоды заметно и отличалось от θ_V , в целом, для всего периода наблюдений, сколько-нибудь значительных систематических различий между ними отметить нельзя.

Заключения такого же характера можно получить и из не представленных на рисунке наблюдений в других цветах U, R, I. Таким образом наблюдения позволяют утверждать, что степень поляризации в излучении V CVn зависит от длины волны, увеличиваясь с ее уменьшением. При этом изменения величины поляризации происходят синхронно во всех длинах волн, но с амплитудой, увеличивающейся с уменьшением длины волны. Положение же плоскости преимущественных колебаний, несмотря на некоторые ее различия для разных цветов в отдельные моменты времени, в общем должно быть признано от длины волны независимым и меняющимся во всех длинах волн одинаково.

Степень поляризации в излучении V CVn в 1966 и 1969 гг. была всегда значительной и явно переменной. При этом в переменности нетрудно усмотреть черты периодичности. Обычно поляризация более или менее плавно колебалась около уровня 2% и на эту поляризацию периодически, через интервалы времени примерно равные периоду изменения блеска звезды, накладывались как бы „всплески“ поляризации, когда она в лучах В достигала 6—7%, а в лучах U еще больших значений. Однако вся картина изменений степени поляризации представляется крайне нестационарной, подтвержденная многими иррегулярностями, вплоть до того, что в 1969 г. на месте ожидаемого „всплеска“ поляризации наблюдалось лишь плавное и очень незначительное ее повышение. Позиционный угол плоскости преимущественных колебаний испытывал сравнительно небольшие изменения в пределах примерно 15° в ту и другую сторону от среднего значения 110—115°. При этом мы не смогли заметить никаких закономерностей, тем более периодичности в этих изменениях или связи в изменении θ с изменениями p .

Изменение блеска V CVn в 1966--1969 гг. являлось, как это видно из рис. 1, обычным для звезд типа SRa. Кривые изменения блеска в рассматриваемый период времени были весьма сходные с теми, которые для нее получались ранее. При этом максимумы блеска опережали эфемериду от элементов ОКПЗ примерно на 45 дней. Изменение блеска сопровождалось изменением цвета. Обращает на себя внимание, что показатель цвета $B - V$ достигал наибольших значений обычно несколько ранее минимумов блеска. Изменение показателя $U - B$, не представленного на рисунке, происходило гораздо более иррегулярно в пределах $1^m07 - 1^m54$ и связь его изменений со световой кривой кажется выражена гораздо слабее.

Сопоставление фотометрических наблюдений с поляризационными показывает, что между изменениями поляризации и блеска V CVn существует вполне определенная зависимость — всплески поляризации всегда приходятся на эпохи минимумов блеска. Интересно отметить, что в 1969 году, когда не наблюдался очередной „всплеск“ поляризации, минимум блеска звезды был заметно менее глубоким, чем обычно.

X Herculis является полуправильной переменной (тип SRb) с колебаниями блеска, не превосходящими в фотографических лучах 1^m . Временами четко выявляется 95 дневный период этих колебаний, иногда же они вообще почти совершенно исчезают. Спектральный класс звезды определен как Mbe. Достаточно большая галактическая широта звезды ($b = +47^\circ$) не допускает, так же, как и в случае V CVn, присутствия в ее излучении значительной межзвездной поляризации.

Результаты поляриметрических и фотометрических наблюдений X Her в цветах В и V, выполненных в АО ЛГУ в 1967—1968 гг., приведены на рис. 2. Построение этого рисунка и принятые на нем обозначения аналогичны таковым рис. 1. В полосе γ) рис. 2, помимо полученных в АО ЛГУ фотозлектрических оценок величины V, использованы усредненные и редуцированные к нашей системе визуальные оценки блеска X Her из [15] (они представлены точками).

Из рис. 2 видно, что поляризация излучения X Her в рассматриваемый период в цветах В и V вела себя сходным образом. При этом у X Her, так же, как и у V CVn, величина p_B всегда была заметно больше p_V , а θ_B от θ_V систематически не отличалось. Включения такого же характера могут быть сделаны и на основании наблюдений в других цветах U, R, I, которые на рисунке не представлены, но являются достаточно многочисленными для получения уверенных выводов. Таким образом изменение степени поляризации излучения X Her может быть принято происходящим подобным образом во всех цветах, но p_U всегда больше p_B ; p_B , в свою очередь, больше p_V и, далее, p_R и p_I ; положение же плоскости поляризации представляется в целом независимым от цвета.

Поляризация излучения X Her вообще невелика. В 1967 г. она почти все время была мала, в 1968 г. заметно возросла, а в 1969 г. снова уменьшилась. При этом изменения ее величины носили плавный характер. Положение плоскости преимущественных колебаний также менялось плавно между, примерно, 30 и 70° , но без всякой видимой связи с изменением степени поляризации. Большой разброс значений θ в 1967 г. объясняется, очевидно, прежде всего малостью в этот год самой величины поляризации.

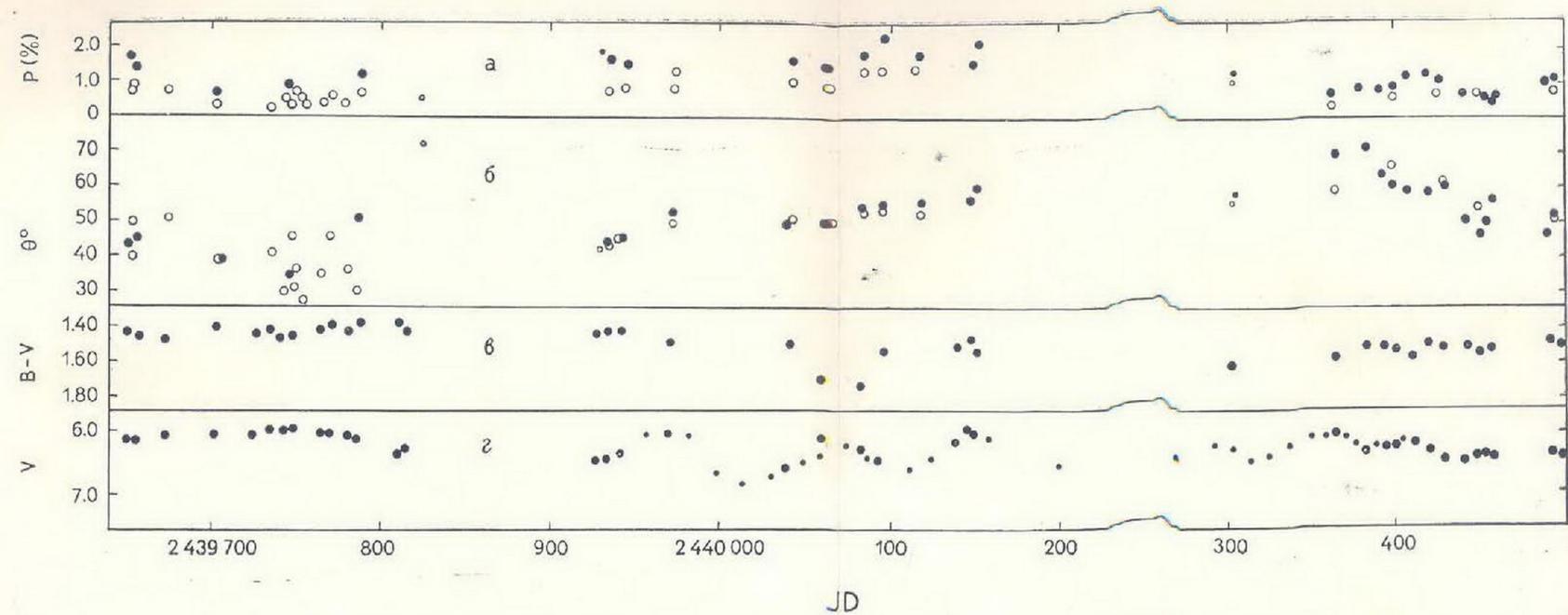


Рис. 2. Поведение поляризации, блеска и цвета X Her за период 1968—1969 гг. (показания к рисунку в тексте).

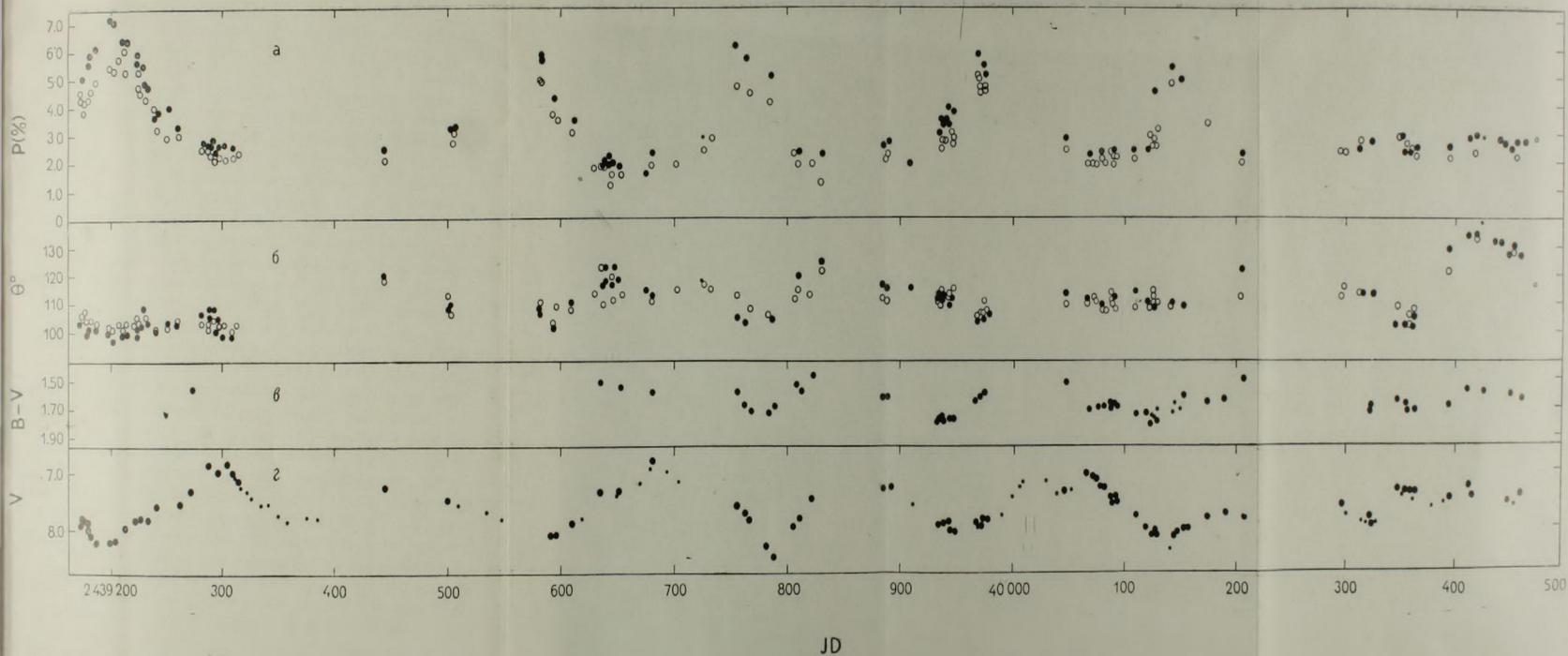


Рис. 1. Поведение поляризации, блеска и цвета V CVn за период 1966–1969 гг. (показания к рисунку в тексте).

В 1967 г. блеск X Her менялся мало и был близок к максимальному; в 1968 г. звезда была заметно более активна и в изменениях ее блеска можно проследить 95-дневный период; в 1969 г. снова звезда стала более спокойной. Изменения показателя цвета В—V были наиболее значительными также в 1968 г., но мы не усмотрели связи в изменениях величины В—V с изменением блеска. То же самое можно сказать и об изменении не представленного на рисунке показателя цвета U—B.

Изменения поляризации излучения X Her в 1967 г. не кажутся находящимися в зависимости от изменений ее блеска. Единственное, что, вероятно, можно отметить, это то, что наиболее значительная поляризация в излучении звезды наблюдалась в то время, когда она находилась в активной стадии.

Z Ursae Majoris принадлежит к полуправильным переменным звездам (тип SRb). Кривая изменения блеска имеет черты звезд типа RV Тельца. Период изменения блеска Z UMa был найден равным 198 дням, амплитуда колебаний блеска — $2^m.5$ (в фотографических лучах), спектральный класс — M 5 III с небольшими изменениями в течение периода. Высокая галактическая широта Z UMa ($b = +58^\circ$) снова, как и для рассмотренных выше звезд V CVn и X Her, делает невероятным присутствие в ее излучении сколько-нибудь заметной межзвездной поляризации.

На рис. 3 в полосах а) и б) представлено поведение поляризации $-p$ и θ — Z UMa в лучах В и V на основании наблюдений АО ЛГУ за 1967—1968 гг. и наблюдений К. Серковского [14] за 1966 г. В полосах в) и г) того же рисунка представлены параллельно выполненные измерения величин V и В—V. Обозначения на рис. 3 те же самые, что и на предыдущих рисунках. Точками в полосе г) представлены усредненные и приведенные к нашей системе оценки блеска, выведенные из визуальных наблюдений в [15, 16].

Поляризация в излучении Z UMa в рассматриваемый период была обычно мала, как правило меньше 0.5%, причем в цвете В несколько больше, чем в V и явно переменна. Изменения поляризации носили в основном характер „всплесков“ не вполне одинаковых, гораздо меньших, чем у V CVn, но повторявшихся так же, как у нее, периодически, примерно через каждые 200 дней. Во время них поляризация доходила до 2.5% в цвете В и 1.5% в цвете V. Положение плоскости преимущественных колебаний испытывало большие, в пределах приблизительно $160-60^\circ$, плавно протекающие изменения, одинаковые в цветах В и V, без видимой регулярности и связи с изменениям в степени поляризации. Измерения поляризации в цветах U и R были немногочисленны,

но они согласуются с представлением об увеличении степени поляризации с уменьшением длины волны и о независимости от нее положения плоскости колебаний.

В колебаниях блеска Z UMa в излучаемый период можно четко проследить главные минимумы, которые происходили с опережением эфемериды по элементам ОКПЗ примерно на 20 дней. Параллельно менялся показатель цвета $B-V$ от 1^m3 в максимуме блеска до 1^m75 в моменты, немного предшествующие минимумам. Сопоставление кривых изменения поляризации и блеска показывает, что все вспышки поляризации Z UMa в 1966—1968 гг. падали на минимум блеска.

Столь же различное поведение поляризации было найдено и у других изучавшихся в АО ЛГУ красных переменных звезд высокой светимости. На основании наблюдений АО ЛГУ и опубликованных наблюдений других авторов у одних звезд были установлены большие изменения в степени поляризации при относительно малых изменениях в положении плоскости поляризации, так что картина напоминала найденную выше для V CVn. Например, у AK Peg наблюдалась поляризация, доходящая в цвете В почти до 6%, при изменениях положения плоскости преимущественных колебаний в пределах меньших 20° . У R Gem была найдена поляризация с p_B в пределах от значений близких к нулю до, примерно, 5.5%, в то время как θ менялось в пределах меньших 40° . У других звезд, наоборот, были отмечены значительные изменения в положении плоскости преимущественных колебаний при относительно небольших изменениях в величине поляризации, так что картина напоминала наблюдаемую у Z UMa. Например, у S UMa были зарегистрированы значения θ в пределах от 30 до 170° , в то время как p_B никогда не превышало 2%. Кажется, что наиболее значительные изменения положения плоскости преимущественных колебаний имеют место тогда, когда сама поляризация невелика и наоборот. Однако у U Her обнаружены значительные колебания величины поляризации — p_B найдено меняющимся в пределах от 0.2—0.3% до 4.5%, но и положение плоскости преимущественных колебаний от одного наблюдательного сезона к другому в 1966—1968 гг. менялось почти на 90° , хотя внутри сезонов изменения ее положения были невелики.

В ряде случаев, как по наблюдениям АО ЛГУ, так и по опубликованным наблюдениям других авторов, была обнаружена довольно четкая связь изменений поляризации с изменениями блеска звезды. Наиболее часто наблюдается увеличение поляризации при уменьшении

блеска. Однако это имеет место не всегда, например у U Her в 1967—1969 гг. максимумы поляризации приходились на эпохи, лишь немного предвещающие максимумы блеска. Кроме того, как уже отмечалось выше, поведение поляризации у всех звезд является настолько нестационарным, меняющимся от цикла к циклу изменений блеска, что и зависимость изменений поляризации от изменения блеска в разных циклах имеет сплошь и рядом совершенно различный характер. Примером этого, помимо случаев, которые можно найти в вышеприведенном наблюдательном материале, может служить S CrB—звезда типа Миры Кита с весьма регулярным характером изменений блеска, у которой в разных циклах этих изменений найдена весьма различная поляризация. Вместе с тем в отдельные интервалы времени у многих из этих звезд можно проследить очень четкую связь между изменениями поляризации и изменениями блеска. К сожалению, наблюдательный материал пока еще совершенно недостаточен для изучения всех этих особенностей в поведении поляризации.

Поляризация, одновременно измеренная в разных цветовых полосах, почти всегда была найдена тем большей, чем меньше эффективная длина волны цветовой полосы. Изменения поляризации со временем найдены почти во всех случаях происходящими синхронно в разных цветах, с амплитудой, обычно растущей с уменьшением длины волны и при наложении многих иррегулярностей, подчас значительно искажавших общую картину.

Положение плоскости преимущественных колебаний для всего ряда измерений какой-либо звезды в целом, как правило, оказывается независимым от цвета, хотя в отдельные эпохи зависимость ее положения от цвета проступает достаточно отчетливо. Однако есть звезды, у которых различие положения плоскости колебаний в разных цветах весьма значительно и, по-видимому, присутствует постоянно. Примером этого может служить VV CMa, позиционный угол плоскости преимущественных колебаний для которой, согласно наблюдениям АО ЛГУ, осенью 1966 года найден меняющимся, примерно, на 60° при переходе от полосы К к полосе U. К. Серковский [16] весной 1969 г. нашел значения: $\theta_V = 162^\circ$ и $\theta_U = 185^\circ$ и О. Шол [17] тоже весной 1969 г. нашел ряд значений θ от 125° для $\lambda_{eff} = 0.94 \mu$ до 185° для $\lambda_{eff} = 0.36 \mu$.

Сильная зависимость степени поляризации от длины волны является характерной особенностью собственной поляризации звездного излучения. Очевидно, выяснение характера этой зависимости представляет большой интерес. Наиболее обширные ее исследования выполнены А. Крушевским, Т. Герелсом и К. Серковским [12]. Они нашли из измерений поляризации: в области от 0.33 до 0.95 μ , что ее непре-

рывное уменьшение с увеличением длины волны, известное раньше для видимой области, простирается и на ИК-область. Однако зависимость поляризации от длины волны оказалась несколько различной у разных звезд и, в частности, у звезд спектральных классов М и С.

Пользуюсь случаем отметить, что наложение на собственную поляризацию межзвездной должно приводить к искажению длинноволновой зависимости собственной поляризации. Это, например, имеет место у μ Сер. Вполне понятно, что такие звезды должны быть исключены из рассмотрения при изучении закономерностей длинноволновой зависимости собственной поляризации.

Наблюдения АО ЛГУ, поскольку они выполнялись в нескольких цветах, также могут быть использованы для изучения длинноволновой зависимости поляризации. Они подтверждают непрерывное уменьшение степени поляризации с увеличением длины волны в области до 1μ , найденное ранее. Вместе с тем, распространение этих наблюдений на более далекую ИК-область позволило проследить эту зависимость до цветовой полосы К. На рис. 4 представлены нормированные значения поляризации в функции $1/\lambda$ по наблюдениям в цветовых полосах U, B, V, R, I, K и других для X Her и VY CMa. Из рисунка видно, что зависимость p от λ в ИК-области продолжает зависимость, найденную для видимой области.

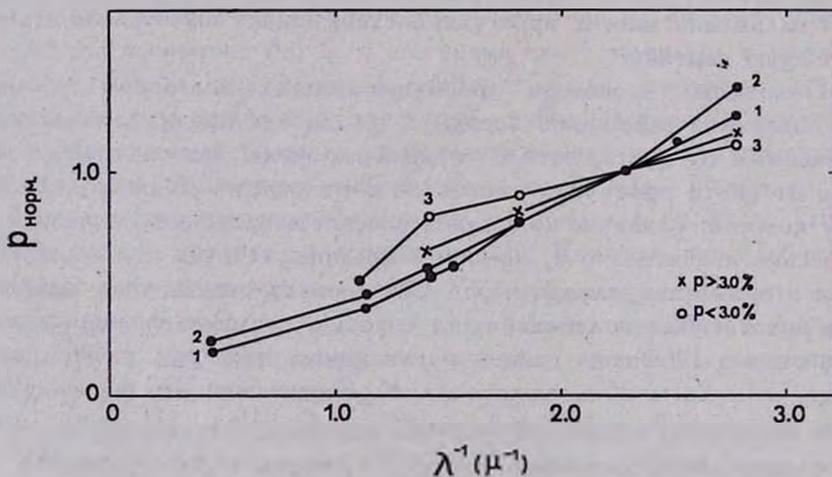


Рис. 4. Длинноволновая зависимость поляризации для VY CMa (1) X Her (2) и V CVn (3).

Наблюдения в АО ЛГУ, поскольку они продолжают уже длительное время позволяют рассмотреть изменение длинноволновой зависимости поляризации со временем. Еще в 1967 г. мы нашли [18], что у V CVn эта зависимость меняется с фазой, становясь более кру-

той в то время, когда звезда находится в минимуме блеска и когда ее поляризация становится максимальной. Новые дискутируемые здесь наблюдения V CVn подтверждают это заключение. На рис. 4 эта зависимость представлена по всем наблюдениям V CVn отдельно для $p > 3.0\%$ и $p < 3.0\%$. С таким же поведением длинноволновой зависимости поляризации мы встречаемся у АК Рег и, по-видимому, у некоторых других звезд. Нам представляется важным отметить, что изменение длинноволновой зависимости поляризации с величиной поляризации есть вместе с тем ее изменение с блеском и цветом звезды. Причем в отдельные эпохи корреляция с изменением цвета проступает наиболее отчетливо.

Программа спектрополяриметрических наблюдений красных переменных звезд высокой светимости, начатая, как указывалось выше, в АО ЛГУ недавно, еще не закончена. К настоящему времени выполнена обработка лишь первой серии наблюдений АК Рег. Предварительным результатом этих наблюдений является вывод об отсутствии сколько-нибудь значительного различия поляризации внутри молекулярных полос и в непрерывном спектре. На рис. 5 приведены профили молекулярной полосы TiO в области $\lambda 0.6-0.65 \mu$ для АК Рег при положениях поляроида $\theta = 53^\circ$ и $\theta = 143^\circ$. Хорошее их согласие между собой свидетельствует о том, что поляризация излучения АК Рег, составлявшая по электрополяриметрическим наблюдениям в цветовой полосе В в момент, когда делалась спектрополяриметрия, около 4% при $\theta = 53^\circ$ с точностью до нескольких процентов распространяется и на молекулярную полосу.

В заключение рассмотрим, хотя бы в самом общем виде, вопрос о возникновении поляризации в излучении красных переменных звезд высокой светимости. При этом в основу рассмотрения положим соображения о возможности объяснения характера и поведения собственной поляризации, выявленных в результате приведенных выше наблюдательных данных. Мы будем также считать, что собственная поляризация в излучении красных переменных звезд высокой светимости, несмотря на ее подчас, видимо, весьма различное поведение у разных звезд, во всех случаях вызывается одним и тем же механизмом*.

По-видимому, необходимо сразу же отвергнуть возможность объяснения собственной поляризации в излучении красных звезд наложением на их обычное, тепловое излучение некоего дополнительного сильно поляризованного излучения особой, конкретнее, синхротронной природы. Наблюдения не дают никаких указаний на присутствие в из-

* Мы пока исключаем из рассмотрения VY CMa. Она будет рассмотрена отдельно после получения достаточного наблюдательного материала.

лучении красных звезд такого дополнительного излучения, а при поляризации, достигающей до 10—20%, его присутствие не могло бы остаться незамеченным. Далее, для объяснения наблюдаемой длинноволновой зависимости поляризации необходимо принять, что интенсивность этого дополнительного излучения должна очень сильно, во много десятков раз, возрасти при переходе от голубых к красным лучам, что для синхротронного излучения представляется крайне невероятным. Затем, общее поведение собственной поляризации, в частности изменения плоскости поляризации трудно примирить с этой гипотезой.

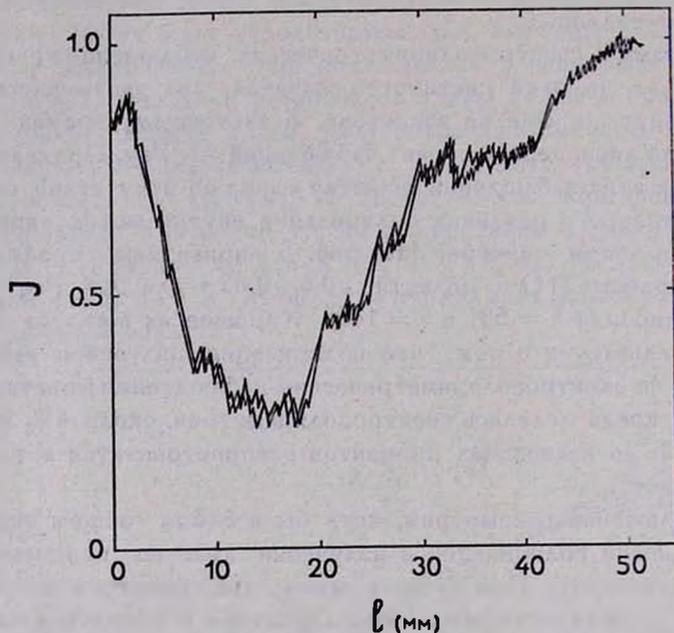


Рис. 5. Профиль молекулярной полосы TiO (λ 0.6—0.65 μ) у АК Рег при двух взаимно перпендикулярных положениях поляроида $\theta = 53^\circ$ и 143° .

И, наконец, сейчас можно привести много случаев, когда весьма скромным изменениям собственной поляризации в излучении звезд сопутствуют изменения их блеска в тысячи раз, что, нам кажется, трудно понять, считая, что возникновение поляризации связано с наложением какого-то дополнительного, сильно поляризованного излучения и, наоборот, является вполне естественным при допущении действия некоего механизма, тем или иным образом поляризующего обычное излучение звезд.

Механизмом, поляризующим обычное и изначально неполяризованное излучение звезд, может быть, во-первых, механизм избирательного

ослабления этого излучения анизотропными ориентированными частицами вроде того, который вызывает межзвездную поляризацию. Подобное объяснение собственной поляризации в излучении красных переменных звезд высокой светимости было предложено В. Донном и др. [19] и продолжено К. Шмидтом [20]. Ими развита теория поляризации звездного излучения графитовыми зернами, вероятно имеющимися в верхних слоях атмосфер холодных звезд. Основное возражение против этого объяснения, как уже указывалось в литературе, связано с сомнениями в возможности образования достаточного числа графитовых частиц, чтобы вызвать наблюдаемую поляризацию. В этой связи уместно вспомнить, что поляризованным бывает излучение как красных звезд различных спектральных типов—М, С и S, так и их разных подразделений, что может рассматриваться как указание на независимость появления поляризующего свет агента как от химического состава, так и, в определенных пределах, температуры звездной атмосферы. Эта гипотеза может объяснять длинноволновую зависимость поляризации, но для объяснения всех особенностей ее поведения со временем необходимо допустить, что в звездной атмосфере происходят изменения как числа, так и размеров поляризующих свет зерен, а также напряженности и ориентировки выравнивающего их магнитного поля. При этом в разных случаях эти изменения оказываются совершенно различными при одном и том же физическом состоянии атмосферы. Все это создает значительные трудности для указанной гипотезы, и поэтому представляется необходимым рассмотреть и другую возможность внесения поляризации в звездное излучение — его поляризацию при рассеянии света. В этом случае длинноволновая зависимость поляризации должна отражать зависимость от длины волны коэффициента рассеяния. Кажется, что механизм рассеяния может представить более гибкие возможности для объяснения особенностей поведения собственной поляризации в излучении красных переменных звезд высокой светимости.

Гипотеза о возникновении собственной поляризации в излучении красных переменных звезд высокой светимости при молекулярном рассеянии света в их атмосферах была выдвинута и разрабатывалась Н. М. Шаховским [21], А. Крушевским и др. [12] и Дж. Харрингтоном [22]. Однако объяснение всех наблюдаемых особенностей собственной поляризации в излучении красных переменных звезд через молекулярное рассеяние света в их атмосферах снова встречается со значительными трудностями. Наблюдаемая зависимость поляризации от длины волны не согласуется с релеевским законом молекулярного рассеяния. И хотя был указан путь преодоления этой трудности [22], ее отнюдь нельзя считать снятой. На основе этой гипотезы трудно также объяснить

большую поляризацию, найденную в коротковолновой области спектра некоторых звезд. И, наконец, возникновение поляризации в звездной атмосфере, в которой формируются и молекулярные полосы, не может не привести к различию поляризации в непрерывном спектре и в молекулярных полосах. А приведенные выше спектрополяриметрические наблюдения показывают, что такого различия, по-видимому, нет.

Некоторое время тому назад мы высказали предположение [23], что поляризация в излучении красных переменных звезд высокой светимости возникает при его рассеянии в околозвездной среде, например в облаках пылевой материи, окружающих звезду. Для того, чтобы наблюдаемое излучение оказалось заметно поляризованным, необходимо постулировать крайне асимметричное распределение этой материи, например, предположив концентрацию пылевых облаков к некоторой плоскости. (В этом, кстати говоря, нет ничего невероятного.) При этих предположениях становится понятным присутствие поляризации в излучении самых различных звезд. Более того, две звезды, неотличимые друг от друга спектрально, обе с пылевыми оболочками могут: одна иметь поляризованное, другая — неполяризованное излучение, так как появление поляризации в их излучении должно дополнительно определяться еще наличием асимметрии в видимом распределении этой пылевой, рассеивающей свет материи.

Это объяснение привлекательно возможностью просто объяснить длинноволновую зависимость собственной поляризации. Для этого достаточно принять, что околозвездные частицы подобны межзвездным пылевым частицам, ответственным за межзвездное ослабление света. Оно открывает также простую возможность понять различное поведение поляризации в разных случаях — значительные изменения p в одних и θ в других. Для этого достаточно рассмотреть различный наклон плоскости концентрации пылевых облаков к плоскости неба. При наклоне, близком к нормальному, видимая асимметрия в распределении пылевой материи в проекции на плоскость неба будет всегда велика. Соответственно всегда будет значительна и собственная поляризация. Позиционный же угол плоскости поляризации должен меняться мало и в среднем будет определяться позиционным углом плоскости концентрации пылевой материи. По-видимому, с таким положением вещей мы сталкиваемся в случае V CVn, АК Рег и некоторых других звезд.

Если же плоскость концентрации рассеивающей свет материи мало наклонена к плоскости неба, то видимая асимметрия в ее распределении по небу должна быть связана только со случайной асимметрией в расположении пылевых облаков. Поляризация в этом случае будет, как правило, малой. Позиционный же угол плоскости поляри-

зации может оказаться любым и сможет меняться в широких пределах. С таким положением вещей мы, вероятно встречаемся у Z UMa и S UMa.

Так как формирование и распределение пылевых облаков должны быть, естественно, подвержены многочисленным случайностям, то представляется вполне понятным появление многочисленных иррегулярностей в поведении поляризации. Однако количество диффузной материи в окрестностях звезд, вероятно, должно быть связано с их активностью, что, возможно, объясняет поведение поляризации у X Her. Также нетрудно представить себе такое положение, когда количество пыли будет расти при уменьшении звездной температуры, что открывает возможность к объяснению зависимости величины поляризации от блеска звезды.

Из-за того, что коэффициент рассеяния излучения является функцией длины волны, объемы, в которых возникает рассеянное излучение разных длин волн, будут, вообще говоря, существенно разные. И это при неравномерном пространственном распределении рассеивающей свет пылевой материи может объяснить несоответствие плоскостей поляризации при наблюдениях в разных цветах.

Можно попытаться оценить количество поляризованного излучения, которое сможет внести в излучение звезды отдельное пылевое облако. Пусть оно расположено около звезды в направлении, нормальном к направлению на наблюдателя. Примем, что оно на небе звезды кроет площадь, например, $60 \times 60^\circ$ и имеет оптическую толщину τ порядка, допустим, 0.7. Тогда количество поляризованного излучения, рассеянного им в направлении наблюдателя, вообще говоря, зависящее от индикатрисы рассеяния, конфигурации облака и т. д., в благоприятном случае легко может достигнуть 2% и даже более от излучения звезды. Два таких облака, расположенные по разные стороны от звезды, удвоят количество поляризованного света. Таким образом предлагаемый механизм вполне достаточен для объяснения обычно наблюдаемой поляризации в излучении красных переменных звезд высокой светимости порядка 2—3%. Это количество может быть еще большим, если принять, что облака имеют большую оптическую толщину или что, например, существует ряд облаков, окружающих звезду кольцом в плоскости, направленной на наблюдателя. Но оно явно недостаточно для объяснения высокой поляризации, найденной у некоторых звезд в коротковолновой области спектра, преимущественно при „всплесках“ поляризации, в исследованных случаях, сопутствующих падению их блеска. Однако, если предположить, что в эти периоды происходит экранирование прямого излучения звезды, допустим, одним из подобных пылевых облаков оптической толщиной τ , то поляризация наблюдаемо-

го излучения должна увеличиться в e^2 раз. При значении $\tau \approx 0.7$ это приведет к удвоению поляризации. Так как ослабление излучения звезды должно происходить селективно (τ зависит от λ), то из-за одного этого должно наблюдаться изменение длинноволновой зависимости поляризации при ее „всплесках“. По-видимому, именно с таким явлением мы и столкнулись при изучении V CVn, когда нашли увеличение крутизны длинноволновой зависимости поляризации ее излучения при увеличении поляризации, падении блеска и покраснении звезды. Подтверждением большой роли экранировки прямого излучения звезды в возрастании поляризации, а также в колебаниях ее блеска может служить случай с V CVn, когда у нее пропал „всплеск“ поляризации и соответствующий ему минимум блеска.

Развиваемые здесь представления о существовании вблизи красных холодных звезд пылевых оболочек не являются новыми. Такие оболочки неоднократно привлекались для объяснения переменности этих звезд и в последнее время избытков ИК-излучения.

Ленинградский государственный
университет

POLARIZATION OF LIGHT OF RED VARIABLE STARS OF HIGH LUMINOSITY

V. A. DOMBROVSKY

The results of multicolored polarimetric observations of red variable stars of high luminosity, made for some years in the Leningrad University Observatory, are discussed in the paper.

The radiation of many of these stars has intrinsic polarization which was in all the cases found to be variable; the degree of polarization and the range of variability increase with the decrease of the wavelength; the position angle of plane of vibrations for most of the stars proved to be independent of the wavelength, though at some moments its values were found to be strongly different in different colors.

The behaviour of polarization changes of stars is different, varying with time and having many irregularities. There is a correlation between the changes of polarization, brightness and colour in some stars.

The changes in polarization— p , θ —, brightness V and $B-V$ color index are plotted for V CVn, X Her, Z UMa in Fig. 1—3.

For some stars the wavelength dependence of polarization was followed up to $\lambda \approx 2.5 \mu$ (Fig. 4). AK Peg was additionally studied in a spectropolarimetric way (Fig. 5).

To explain intrinsic polarization of light in red variable stars of high luminosity various hypotheses are discussed.

It is very likely that the origin of polarization of light of these stars is due to the light scattering in clouds of circumstellar matter.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Домбровский и др., Труды АО ЛГУ, 22, 83, 1965.
2. В. А. Домбровский, Вестник ЛГУ, № 19, 153, 1957.
3. О. С. Шулов, Труды АО ЛГУ, 24, 41, 1967.
4. В. А. Домбровский, Т. А. Полякова, В. А. Яковлева, Труды АО ЛГУ, 25, 32, 1968.
5. В. А. Домбровский, Т. А. Полякова, В. А. Яковлева, Труды АО ЛГУ, 27, 1970 (в печати).
6. Г. В. Хозов, Труды АО ЛГУ, 25, 69, 1968.
7. Г. В. Хозов, Н. А. Минаев, Труды АО ЛГУ, 26, 55, 1969.
8. R. R. Zappala, A. J., 148, L. 81, 1967.
9. Р. А. Варданян, Частное сообщение.
10. Н. М. Дуск, А. J., 73, 688, 1968.
11. К. Serkowski, Ap. J., 156, L. 139, 1969.
12. A. Kruszewsky, T. Gehrels, K. Serkowski, A. J., 73, 677, 1968.
13. К. Serkowski, Ap. J., 144, 435, 1966.
14. К. Serkowski, IBVS, № 141, 1966.
15. Nederlandse Vereniging, Voor Weer — en Sterren Kude Observations of variable stars, Report N 13—16, 1967—69.
16. Association des Observateurs d'etoiles variables. Observations d'etoiles variables par l' AO FV. J. Observateurs, 50, 359, 1967.
17. S. J. Shawl, Ap. J., 157, L. 57, 1969.
18. В. А. Домбровский, Астрон. цирк., № 403, 1967.
19. В. Donn, T. P. Stecher, N. C. Wickramasinghe, D. A. Williams, A. J., 145, 949, 1966.
20. K.-H. Schmidt, Astr. Nachr., 290, 271, 1968.
21. Н. М. Шаховской, Астрон. ж., 40, 1055, 1963.
22. J. P. Harrington, Ap. Letters, 3, 165, 1969.
23. В. А. Домбровский, Астрон. цирк., № 498, 1967.

СПЕКТРАЛЬНО-ПЕРЕМЕННАЯ ЗВЕЗДА CU VIR И
МОДЕЛЬ НАКЛОННОГО РОТАТОРА

В. А. ХОХЛОВА, Т. А. РЯБЧИКОВА

Поступила 15 апреля 1969

Пересмотрена 20 октября 1969

Изучено изменение интенсивностей и контуров линий в спектре переменной Ар-звезды CU Vir (HD 124224). Показано, что наблюдаемое изменение интенсивностей линий Si II и He I не связано с изменением условий возбуждения. Различные полуширины линий разных элементов, изменение лучевых скоростей и эквивалентных ширины могут быть объяснены моделью наклонного ротатора, предложенной Дейчем для магнитно-переменных и спектрально-переменных Ар-звезд. Оценен угол между лучом зрения и осью вращения $i = 47^\circ$ и угол между осью вращения и магнитной осью $\beta \approx 20^\circ$.

Предполагается, что линии Si II образуются преимущественно в областях, расположенных вблизи магнитных полюсов, а линии He I — в области магнитного экватора. Области с концентрированной Si II являются более устойчивыми, чем области с концентрированной He I.

Звезда CU Vir (HD 124224) B8p имеет наиболее короткий из всех известных периодов для Ар-звезд — $P = 0^d.52$. Спектр этой звезды изучался Дейчем [1, 2] и Петерсоном [3]. Согласно Дейчу, $P = 0^d.52$ согласуется с определенной им по ширине линий экваториальной скоростью вращения, если принять, что звезда видна почти с экватора и $R_* = 2R_\odot$. В спектре, кроме бальмеровских линий водорода, были обнаружены сильно меняющиеся интенсивность линии Si II и He I, линия $\lambda 4481$ Mg II и ряд других, в то время не отождествленных линий. Линии сильно размыты вращением, однако Дейч [2] отметил систематическое изменение лучевых скоростей по группе линий Si II от -40 км/сек до $+40$ км/сек, причем лучевая скорость равна нулю в момент максимума эквивалентной ширины линий $W_{Si II}$. По линиям водорода и $\lambda 4481$ Mg II Дейч получил разброс лучевых ско-

ростей ± 40 км/сек без какого-либо систематического хода. Наблюдения Дейча [2] и Петерсона [3] показали, что в фазе максимума $W_{Si II}$ значения $W_{He I}$ имеют минимум и, наоборот, в момент минимума $W_{Si II}$ значения $W_{He I}$ максимальны.

Дейч отмечает, что перед максимумом интенсивности линии He I смещены на $4 \rightarrow 5$ Å в фиолетовую сторону [1]. Петерсон также отмечает возможное смещение линии в фиолетовую сторону перед максимумом и в красную — после максимума, не приводя количественных измерений.

Фотометрические кривые блеска CU Vir получены Харди в 1955 г. [4] и Абуладзе в 1964, 1965 и 1966 гг. [5]. Фотометрический период равен периоду спектральной переменности и максимум блеска совпадает с минимумом интенсивности линий He I.

Магнитное поле CU Vir не может быть измерено из-за большой ширины линий, однако сходство других характеристик (аномальная интенсивность линий Si II, спектральная переменность и переменность блеска) с характеристиками типичных магнитно-переменных и спектрально-переменных Ар-звезд позволяет предполагать наличие на CU Vir магнитного поля.

Упомянутые выше спектральные исследования CU Vir [1–3] производились со сравнительно небольшой дисперсией. Более детальное изучение спектров CU Vir с высокой дисперсией представляет интерес в связи с тем, что надежно определенные контуры и доплеровские смещения линий в спектре этой звезды позволяют проверить и уточнить предложенное Стиббсом [13] и Дейчем [1, 2] представление об Ар-звездах как о „наклонных ротаторах“ с неоднородным распределением элементов и, может быть, физических характеристик по поверхности звезды. Крайне интересно было бы также выяснить вопрос о том, насколько устойчивы такие неоднородности и не происходит ли каких-либо изменений их положения и размеров со временем. Следует ожидать, что у звезды с более быстрым вращением такие изменения могут возникнуть и быть обнаружены скорее, чем у звезды с медленным вращением.

Спектры CU Vir были получены одним из авторов (В. Л. Хохловой) на Крымской астрофизической обсерватории в 1967 г. на дифракционном спектрографе 125 см рефлектора с дисперсией 15 Å/мм на пластинках ОаО и в 1968 г. на спектрографе кудэ 2,6-метрового рефлектора ЗТШ с дисперсией 4 Å/мм на пленке А-500. В 1968 г. было также получено 2 спектра звезды сравнения α Del B9 V. В табл. 1 приведены даты наблюдений, фаза и эквивалентные ширины линии Si II λ 4128, 4130 Å.

Для вычисления фазы использовался фотометрический период Абуладзе [5] $P = 0^d.520679$, который отличается от периода спектральных изменений, определенного Петерсоном [3], только в пятом знаке после запятой.

Таблица 1

Дата	UT	φ	$W_{4128} + W_{4130}(\text{Å})$	Дата	UT	φ	$W_{4128} + W_{4130}(\text{Å})$
1967 г.				1968 г.			
16 мая	19 ^h 26 ^m	0.00	0.32	10 июня	20 ^h 05 ^m	0.97	0.35
"	20 06	0.05	0.43	11 июня	18 25	0.76	0.63
"	20 15	0.11	0.30	"	19 05	0.81	0.66
"	21 36	0.17	0.43	"	19 40	0.86	0.40
"	22 21	0.23	0.57	"	20 15	0.90	0.93
"	22 56	0.28	0.74	"	22 07	0.05	0.60
19 мая	19 42	0.87	0.61	19 июня	18 30	0.18	0.64
22 мая	19 30	0.53	1.02	"	19 00	0.17	0.64
"	20 50	0.64	0.60	"	19 42	0.22	0.71
28 мая	19 00	0.55	0.76	"	20 20	0.28	0.86
30 июня	19 50	0.46	1.07	"	21 10	0.34	1.16

В спектре CU Vir в интервале λ 3850 — 4650 Å зарегистрированы, помимо водородных, 67 линий. Линия считалась реальной, если присутствовала на 3-х или более спектрограммах, включая спектр звезды сравнения α Del. В табл. 2 приведен список линий в спектре CU Vir с ссылкой на источник для отождествления.

Изменение интенсивности линий. На рис. 1 представлены изменения W_λ некоторых линий Si II и He I с фазой по наблюдениям Петерсона [3] и нашим.

На рис. 2 представлена зависимость W_λ линий других элементов от фазы по нашим наблюдениям 1968 г. Следует заметить, что из-за большой ширины и малой глубины линий ошибка в определении W_λ велика, и линии с $W_\lambda < 0.1$ Å трудно поддаются выявлению.

В согласии с [2, 3] линии Si II и He I значительно меняются в противофазе друг с другом. Рассмотрим, могут ли какие-либо изменения температуры и давления в атмосфере звезды привести к наблюдаемым изменениям W_λ . Зависимость эквивалентной ширины линий Si II и He I от эффективной температуры звезды и силы тяжести вычислена по теоретическим моделям в работе Михаласа [9] и Михаласа и Хеншоу [10]. Вблизи $T_{\text{эфф}} = 14000^\circ$, соответствующей $(B-V) = -0.13$ для CU Vir, W_λ линии He I $_\lambda$ 4121 сильно зависит от температуры и слабо

Таблица 2

№ п/п	λ измер.	λ лаборат.	Отождествление	Источник
			элемент, № мультиплета	
1	2	3	4	5
1	3853.7	3853.664	Si II (1)	8
2	3856.2	3856.017	Si II (1)	8
3	3862.6	3862.595	Si II (1)	8
4	3865.9	3865.59	Cr II (167)	7
5	3989.0		H _β	
6	3905	3905.527 3905.64	Si I (3) + Cr II (167)	7
7	3933.6	3933.664	Ca II (1)	7
8	3938.8	3938.969	Fe II (190)	6,7
9	3949.3			
10	3954.3	3954.296 3954.507	Si II (7.07)	8
11	3970		H _γ	
12	3991.0	3991.77	Si II (20)	8
13	3996.8	3996.36 3998.0	Fe II (190) Si II (20)	7 8
14	4001.7	4002.073 4002.549	Fe II (29) Fe II (190)	6,7 7
15	4015.2			
16	4026.4	4026.189	He I (18)	7
17	4037.3	4037.332 4037.897	Gd II (49)	7
18	4056.7	4056.993	Si II (7.18)	8
19	4071.5			
20	4075.45 4076.78	4075.45 4076.78	Si II (3.01) Si II (3.01)	8 8
21	4084.4			
22	4086.8	4086.72	La II (10)	7
23	4102		H _δ	
24	4121	4120.812	He I (16)	7
25	4128	4128.067	Si II (3)	8
26	4131	4130.893	Sr II (3)	8
27	4137.6	4137.646		
28	4142.4			
29	4149.7	4149.22	Zr II (51)	6,7
30	4172.7	4173.450	Fe II (27)	7
31	4178.4	4178.855	Fe II (28)	6,7

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5
32	4184.2	4183.345	Si II (7.26)	8
33	4187.0	4187.137	Si II (7.17)	8
34	4191	4190.724	Si II (7.26)	8
35	4198.1	4198.133	Si II (7.26)	8
36	4201	4200.657 4200.898	Si II (7.06)	8
37	4204.8	4205.05	Eu II (1)	6,7
38	4232.8	4232.864 4233.167	Si II (7.01) Fe II (27)	8 7
39	4293.8	4294.101	Ti II (20)	6,7
40	4304.3	4303.57	Nd II (10)	7
41	4314.3	4314.289 4314.979	Fe II (32) Ti II (41)	7
42	4318.8			
43	4325.4			
44	4334.2			
45	4340		H _γ	
46	4377.0	4376.957	Si II (7.16)	8
47	4385.3	4385.381	Fe II (27)	6,7
48	4389.0	4387.928	He I (51)	7
49	4395.1	4395.031	Ti II (19)	6,7
50	4468.0	4468.49	Ti II (31)	7
51	4471.6	4471.477	He I (14)	7
52	4475.3			
53	4481.3	4481.129	Mg II (4)	7
54	{4488.2	4489.185	Fe II (37)	7
55	{4493.2	4491.401	Fe II (37)	7
56	4499.2			
57	{4504.4			
58	{4506.5			
59	4520.9	4520.225	Fe II (37)	7
60	4534.7	4533.966 4534.166	Ti II (50) Fe II (37)	7 6,7
61	4540.35			
62	{4549.4	4549.214 4549.467	Fe II (186) Fe II (37)	7 6,7
63	{4553.6	4354.03 4555.890	Ba II (1) Fe II (28)	7 7
64	4557.7	4558.659	Cr II (44)	6,7

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5
65	4583.7	4583.829	Fe II (37)	6,7
66	4610.2			
67	{ 4621.0	{ 4621.48	Si II (7.05)	8
		{ 4621.721		
68	4628.0	4629.336	Fe II (28)	7
69	4665.2			
70	4669.5			
71	4673.3	4673.273	Si II (7.15)	8

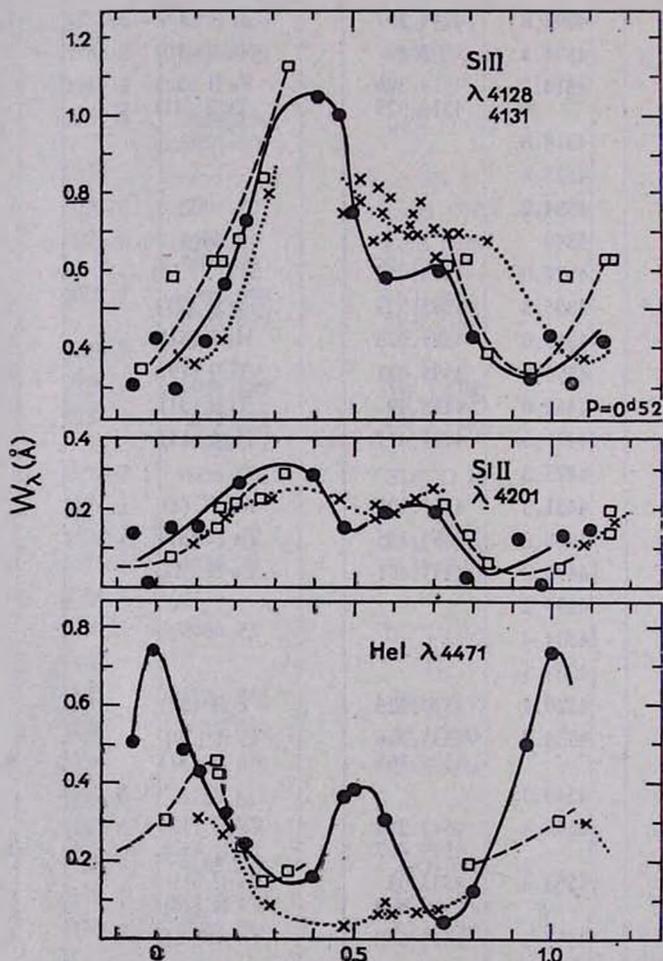


Рис. 1. Изменение эквивалентной ширины линий Si II и He I с фазой в спектре CU Vir. X—наблюдения 1964 г. [3], ●—наблюдения 1967 г. и □—наблюдения 1968 г..

зависит от плотности ($\lg g$). W_λ линий Si II в этой области температур слабо зависит как от температуры, так и от $\lg g$. Эти вычисленные зависимости приведены на графике рис. 3а и 3б, причем при расчетах W_λ Si II $\lambda 4130.9$ принималось, что содержание Si в звезде N_{Si^*} в 100 раз превышает содержание [Si на Солнце $N_{Si\odot}$. Аналогичные зависимости следуют и из вычислений де Ягера [11], а также согласуются с эмпирическими зависимостями, известными из работ по спектральной классификации. Согласно рис. 3а, наблюдаемые изменения W_λ для линий He I в 4 раза потребовали бы изменения температуры на 3000°K . При этом, согласно рис. 3б, эквивалентная ширина линий Si II практически не должна измениться. На самом деле, как видно из рис. 1, $W_\lambda 4130$ также меняется более чем в 3 раза. Другое противоречие заключается в том, что изменение $T_{\text{эфф}}$ на 1000° повлекло бы за собой, согласно [12], изменение цвета (B—V) на $0^{\text{m}}08$. Фотометрические наблюдения [4, 5] показывают, что изменение цвета не превосходит $0^{\text{m}}02$. Таким образом, изменение температуры или плотности в атмосфере этой звезды не может быть причиной изменения эквивалентных ширин линий He I и Si II.

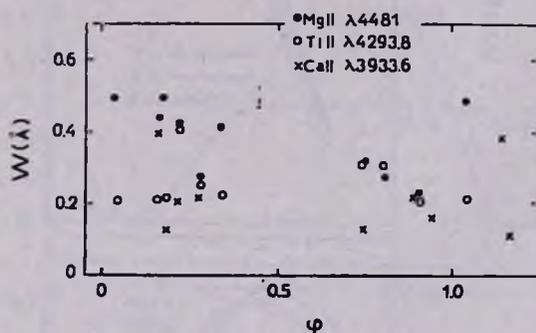


Рис. 2. Изменение эквивалентной ширины линий Mg II, Ti II, Ca II по наблюдениям 1968 г.

Модель наклонного ротатора, ширины и доплеровские смещения линий. Согласно модели наклонного ротатора, рассмотренной в работах Стиббса [13], Дейча [2] и Бём-Витензе [14, 15] для спектрально- и магнитно-переменных Ар-звезд, на звезде имеются различные области с преимущественной концентрацией различных элементов и, вследствие вращения звезды, эти области попеременно бывают обращены к наблюдателю. Бём-Витензе провела расчеты, предположив, что звезда имеет цилиндрическую симметрию относительно магнитной оси, которая составляет с осью вращения угол β . Одни элементы концентрируются у магнитного полюса, дру-

гие — у магнитного экватора. Линии элементов, концентрирующихся у магнитных полюсов, должны быть более узкими и показывать периодическое изменение лучевых скоростей по мере того, как полярная область описывает круг с центром в полюсе вращения. Линии эле-

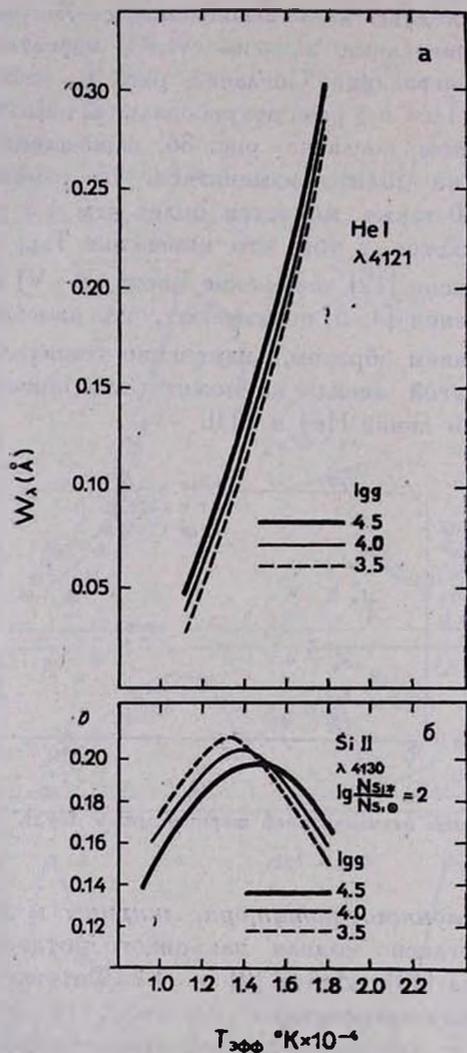


Рис. 3. Зависимость эквивалентных ширин линий $\lambda 4121$ He I и $\lambda 4130$ Si II от $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$ по вычислениям [9, 10].

ментов, рассредоточенных вдоль экваториальной области, должны быть более широкими, и лучевая скорость должна меняться сложным обра-

зом. Линии, образующиеся равномерно на всей поверхности звезды, будут иметь обычные расширенные вращением профили.

Сравнительно подробно изучить полуширины и доплеровские смещения линий в спектре CU Vir нам удалось лишь по спектрам 1968 г. с дисперсией 4 Å/мм. Дело в том, что, несмотря на большую ширину линий, при умеренной дисперсии трудно надежно выделить линии на фоне зерна фотопластины из-за их малой глубины и поэтому для усреднения зерна требуется достаточно широкая щель фотометра. При обработке пластинок у нас была использована щель, соответствующая 0.35 Å.

В табл. 3 приведены полуширины тех линий, контуры которых могли быть определены надежно. Прежде всего обращает на себя внимание тот факт, что все линии Si II в спектре CU Vir имеют систематически меньшую полуширину, чем линии других элементов. В спектре нормальной звезды α Del линии всех элементов имеют с точностью до ошибок измерений одинаковую полуширину. На рис. 4а

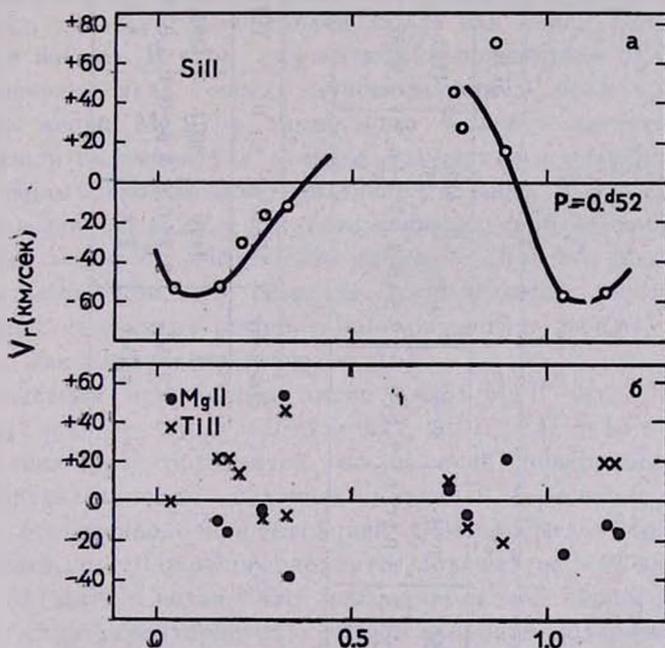


Рис. 4. а. Изменение лучевых скоростей с фазой для линий Si II (усреднены измерения по пяти линиям), б. λ 4481 Mg II и λ 4293,8 Ti II по наблюдениям 1968 г.

приведены усредненные значения лучевых скоростей, определенные по линиям Si II λ 4128—4130, 4328, 4021, 4191, 3991 и 3954,3. Нуле-

Таблица 3

Элемент	Si II										
λ	3954	3991	3998	4075	4128 4230	4183	4187	4191	4201	4232.8	4377
CU Vir	2.4 ± 0.3	3.0 ± 0.4	2.4 ± 0.4	2.5 ± 0.3	2.7 ± 0.2	2.2 ± 0.1	2.3 ± 0.4	2.3 ± 0.1	2.3 ± 0.1	2.7 ± 0.3	2.7 ± 0.3
α Del					4.0						

Элемент	Mg II	Cr II	Ti II	Ca II	He I
λ	4481	4071	4293.6	3933	4026
CU Vir	3.7 ± 0.6	3.6 ± 0.3	3.0 ± 0.1	3.0 ± 0.4	4.7 ± 0.7
α Del	3.9		3.3	3.8	3.6

вая лучевая скорость соответствует фазам максимальной и минимальной интенсивностей линий Si II. На рис. 46 приведены лучевые скорости по линиям Mg II и Ti II.

Линии He I очень широки (рис. 5), иногда намечается разделение на отдельные компоненты. Аналогичная картина наблюдалась и на спектрах 1967 г. при $D = 15 \text{ \AA/мм}$. Большая полуширина линий He I может быть частично отнесена за счет появления дисперсионных крыльев, как это хорошо видно у контуров линии He I в спектре α Del (рис. 5). Вероятно, с этим обстоятельством и связана слишком большая величина смещения линий He I (до 5 \AA), оцененная Дейчем по спектрам с небольшой дисперсией. Смещение ядра линий He I не имеет систематического характера и не превосходит величины, определяемой экваториальной скоростью вращения CU Vir, то есть $\pm 2.5 \text{ \AA}$.

Исходя из наблюдаемых полуширин линий, можно предположить, что в CU Vir Si II концентрируется в основном вблизи магнитных полюсов звезды, а гелий — вблизи магнитного экватора. Предположим также, что Mg II распределен более или менее равномерно по поверхности звезды. В этом случае можно попытаться оценить минимальное значение угла i между лучом зрения и осью вращения по полуширине линии Mg II, а также угла β между магнитной осью и осью вращения по амплитуде лучевых скоростей и полуширине линий Si II следующим образом: экваториальная скорость $V_{\text{экс}} = (2\pi/P) R_* = 210 \text{ км/сек}$ при $R_* = 2R_{\odot}$. Соответствующая этой скорости полуширина линии $\Delta\lambda_{1/2} = 2 \times 4481 \times (210 \text{ км/сек})/c \cdot 0.8 = 5 \text{ \AA}$. Множитель 0.8 появляется из-за того, что скорость, определяемая по полуширине профиля линии в спектре расширенной вращением звезды, составляет 0.8 от $V_{\text{экс}}$, как следует из расчетов [16].

Наблюдаемая полуширина линии $\lambda 4481 \text{ Mg II}$ $\Delta\lambda_{1/2} = 3.7 \pm 0.6 \text{ \AA}$, откуда $\sin i = (3.7 \pm 0.6)/5 = 0.74 \pm 0.12$, а $i = 47 \pm 13^\circ$. Очевидно, что если линия Mg II образуется не на всей поверхности звезды, то в действительности величина угла i больше. „Полярная“ область с повышенной концентрацией Si II описывает при вращении звезды малый круг. Проекция скорости „полюса“ на луч зрения равна $V_r = V_{\text{экс}} \sin i \sin \beta$. Считая, что наблюдаемое по линиям Si II смещение $\pm 50 \text{ км/сек}$ характеризует лучевую скорость полярных областей, получим:

$$\sin \beta = \frac{V_r}{V_{\text{экс}} \sin i} = \frac{50 \text{ км/сек}}{210 \text{ км/сек} \cdot 0.74} = 0.32.$$

то есть $\beta = 19^\circ$.

Si II

He I

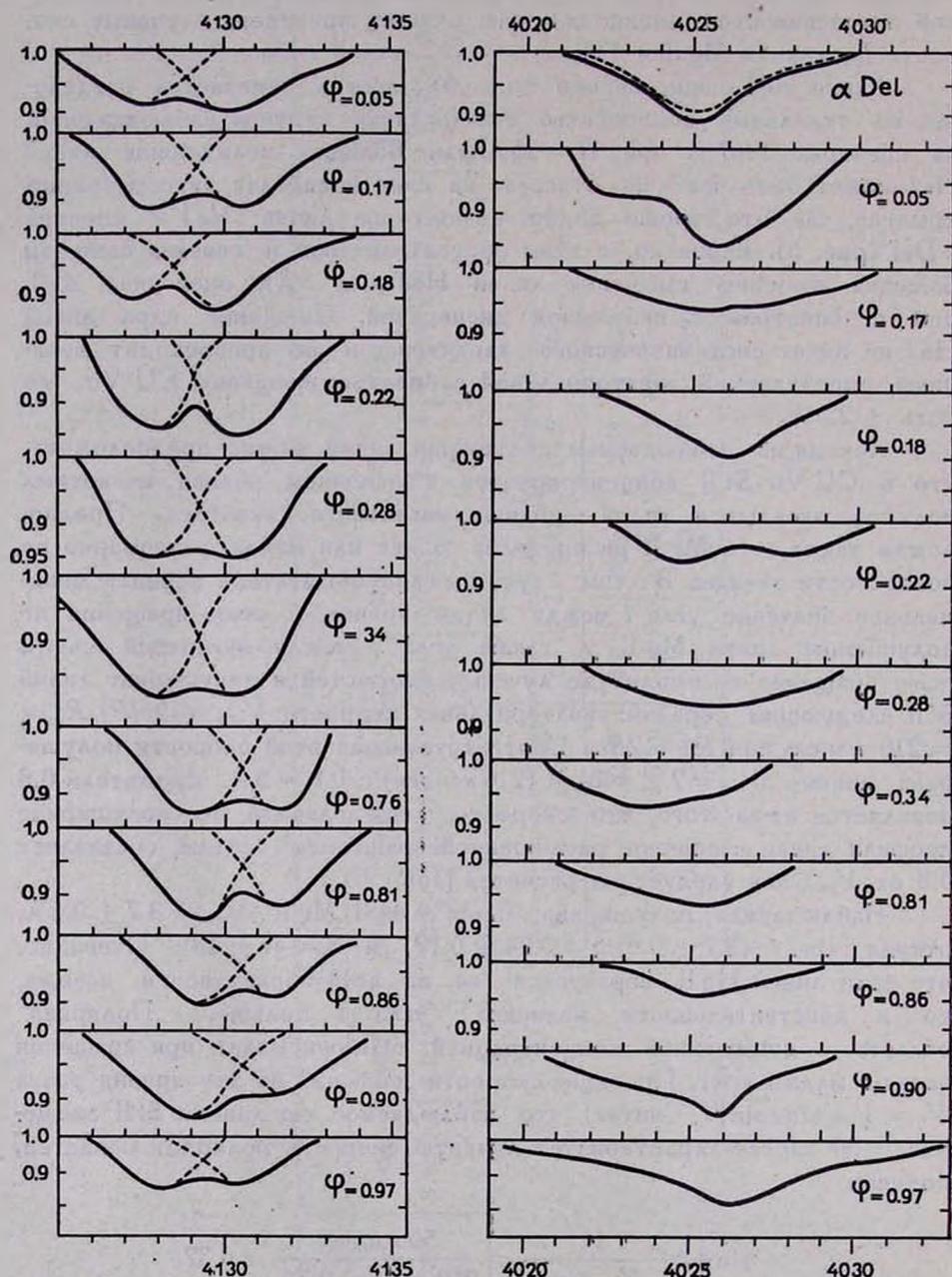
 $\lambda 4128$ $\lambda 4130.9$ $\lambda 4026-36$ 

Рис. 5. Контуры линий $\lambda 4128$ и $\lambda 4130$ Si II и $\lambda 4026$ He I в спектре CU Vir в α Del.

Другой способ оценки угла β учитывает полуширину линий Si II. Будем считать, что диаметрально расположенные по „магнитному“ меридиану края области Si II описывают малые круги с проекцией скорости на луч зрения, равной 50 ± 85 км/сек (85 км/сек соответствует половинной полуширине линий Si II $0.5 \Delta\lambda_{1/2} = 1.25$ Å). Снова используя соотношение $\sin \beta = V_r / V_{\text{зв}} \cdot \sin i$, получаем $\beta_1 = 61^\circ$ и $\beta_2 = -13^\circ$, то есть в меридиональном направлении область концентрации Si II имеет протяженность 61° в одну сторону от полюса вращения и 13° в другую с центром, смещенным на 24° от оси вращения.

Таким образом, по приведенным оценкам угол между „магнитной“ осью и осью вращения у CU Vir составляет величину $\beta \approx 19 + 24^\circ$.

Наблюдения спектров CU Vir в течение ряда лет позволили бы заметить изменения в положении и размерах „пятен“ на поверхности звезды, если они имеют место. Такие изменения должны проявиться в расхождении кривых для разных лет на рис. 1. Имеющаяся неопределенность периода в пятом знаке может привести к ошибке в фазе на 0.05 P за интервал времени, равный 7 годам. Кривые $W_{\lambda \text{SiII}}$ на рис. 1 хорошо согласуются по форме и амплитуде, хотя наблюдения с интервалом времени 4 года показывают сдвиг по фазе, чуть превышающий 0.05 P. Кривые для He I показывают заметные расхождения по амплитуде и форме. Частично это может быть объяснено неопределенностью в проведении контуров линий He I из-за их сложной формы. Возможно также, что экваториальные области с повышенной концентрацией в них He I являются менее устойчивыми.

В заключение авторы приносят искреннюю благодарность дирекции и сотрудникам отдела физики звезд и туманностей КрАО АН СССР за предоставленную возможность и помощь при получении спектров на телескопах обсерватории.

Астрономический совет
АН СССР

SPECTRUM VARIABLE STAR CU VIR AND OBLIQUE ROTATOR MODEL

V. L. KHOKHLOVA, T. V. RYABCHIKOVA

The variations of line intensities and profiles in the spectrum variable Ap-star CU Vir (HD 124 224) are studied using high dispersion spectrograms. The variation in intensities of Si II and He I lines of this star was shown to be disconnected with the change of excitation.

temperature or density. A difference in half widths for different elements, variations of radial velocities and W_1 are consistent with the oblique rotator model proposed by Deutsch for magnetic-variable and spectrum-variable Ap stars. It is supposed that Si II lines are predominantly formed near the magnetic poles and He I lines near the magnetic equator. The angles $i = 47^\circ$ and $\beta = 20^\circ$ are estimated. The Si II regions near the poles are probably more stable than He I regions near the equator zone.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. A. Deutsch, Ap. J., 116, 536, 1952.
2. A. Deutsch, Vistas in Astronomy, 2, 1956, p. 1421.
3. B. A. Peterson, Ap. J., 145, No. 3, 1966.
4. R. Hardie, Ap. J., 127, 620, 1954.
5. О. П. Абуладзе, Бюлл. Абастуман. астрофиз. обс., 36, 43, 1968.
6. M. Jaschek, Z. Garcia, Z. Astrophys., 64, Heft 3, 1966.
7. Ch. E. Moor, A Multiplet Table of Astrophysical Interest, Contr. Princeton Univ. Obs., No. 20, 1945.
8. Ch. E. Moor, Selected Tables of Atomic Spectra, NSRDS-NBS 3, Sect. 1, Washington, 1966.
9. D. Michalas, Ap. J., Suppl. ser., 9, 321, 1965.
10. D. Michalas, J. Henshaw, Ap. J., 144, No. 1, 1966.
11. C. de Jager, BAN, Suppl. ser., 2, No. 4, 1967.
12. D. L. Harris III, Basic Astronomical Data, ed. by K. A. Strand, Chicago, 1963, p. 268.
13. D. W. N. Stibbs, M. N., 110, 395, 1950.
14. E. Böhm-Vitense, Z. Astrophys., 64, 326, 1966.
15. E. Böhm-Vitense, Modern Astrophysics, Otto Struve memorial, 1967, p. 97.
16. A. Anderhill, BAN, 19, No. 6, 1968.

ГАЛАКТИКА АНДРОМЕДЫ М 31 III. ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ. РЕЗУЛЬТАТЫ

Я. ЭЙНАСТО, У. РЮММЕЛЬ

Поступила 14 марта 1969

По модели распределения массы с использованием методики, описанной в первых работах данной серии, для оси и плоскости симметрии галактики Андромеды М 31 найдены кинематические функции описания: дисперсии скоростей в радиальном и вертикальном направлении — σ_R, σ_z , скорость центроида V_0 , отношения квадратов дисперсии $k_0 = \sigma_0^2/\sigma_R^2$ и $k_z = \sigma_z^2/\sigma_R^2$ и параметр $\gamma = 1/2 \operatorname{tg} 2\alpha$, где α — угол наклона большой оси эллипсоида скоростей к плоскости галактики. Функции найдены для отдельных составляющих (плоская составляющая, диск, ядро с гало, нуклеус). С учетом толщины галактики заново вычислены и динамические функции описания: круговая скорость V_c и параметры Оорта-Кузмина A_c, B_c, C_c ; максимальное значение круговой скорости получается теперь 328 км/сек на расстоянии 1 кпс от центра.

Полученные результаты в общих чертах соответствуют тому, что можно было ожидать на основании аналогии с нашей Галактикой. Вычисленная по модели дисперсия лучевых скоростей в центре галактики меньше наблюдаемой. По разности вычисленной и наблюдаемой дисперсии можно уточнить модель распределения массы.

Удельный угловой момент сферической составляющей по меньшей мере в 4.5 раза меньше среднего. Это можно объяснить двумя причинами: а) в первоначальной фазе развития галактики процесс звездообразования имел место только во внутренней области галактики, имеющей малый удельный угловой момент, б) сферическая составляющая потеряла свои внешние слои.

1. Введение. В предыдущей работе данной серии [1] был изложен способ построения гидродинамической модели галактики по заданному распределению массы. В этом способе учитывается теория третьего интеграла движения звезд и теория иррегулярных гравитационных сил. Способ пригоден для вычисления кинематических функций описания как на плоскости галактики, так и вне ее.

Целью настоящей работы является определение кинематических функций для галактики Андромеды. У нас нет пока полной уверен-

ности в том, пригодны ли использованные в первой работе серии [2] выражения для плотности составляющих во всем диапазоне расстояний. Поэтому в данной работе мы выведем лишь предварительные значения кинематических функций галактики М 31 и выясним необходимость исправления исходной модели распределения массы.

Для решения поставленной задачи мы будем использовать описанную в работе [1] методику. При этом нет необходимости вычислять кинематические функции во всем объеме пространства, достаточно определить их для плоскости и оси галактики, что сильно упрощает задачу. Дисперсия на плоскости может быть найдена по дифференциальной формуле (2.3.1)*, минуя интегрирования по z и вычисления вертикального ускорения для всего диапазона z . На оси галактики задача также упрощается, так как нет необходимости вычислять скорость вращения составляющей, равную здесь нулю.

2. *Определение вспомогательных функций.* А. Функция γ вычислялась по формуле (2.4.3), причем усредненные значения \bar{z}_0^2 определялись по (2.5.9), с использованием составной плоской модели Кузмина. Параметры этой модели приведены в табл. 1. Они найдены так, чтобы масса составной модели Кузмина равнялась массе нашей модели, а значения потенциала в плоскости $z = 0$ по возможности точнее совпадали. Изолинии \bar{z}_0^2 и γ изображены на рис. 1 сплошными линиями. Прерывистыми линиями нанесены соответствующие изолинии при постоянном z_0 . В этом случае в качестве эффективного z_0 бралось 0.5 клс, что соответствует точке $\bar{z}_0^2(0, z) = z^2$ на оси $R = 0$.

Таблица 1

l	z_{0l} клс	$G \mathfrak{M}_l$ (км/сек) ² кпс	$\Phi_l(0, 0)$ (км/сек) ²
1	0.05	$0.05 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^4$
2	0.5	17.5	35
3	2	20	10
4	8	72	9
5	30	-23	-0.8

Дальнейшие вычисления мы сделаем в двух вариантах: для постоянного z_0 , приняв $z_0 = 0.5$ клс и $\bar{z}_0^2 = \bar{z}_0^2(R, z)$ согласно результатам, полученным по составной модели Кузмина.

* Первая цифра указывает на номер предыдущей статьи данной серии.

На больших расстояниях от центра функция $\bar{z}_0^2(R, z)$ становится отрицательной. Это вызвано тем, что на периферии галактики плотность убывает быстрее, чем в модели Кузмина.

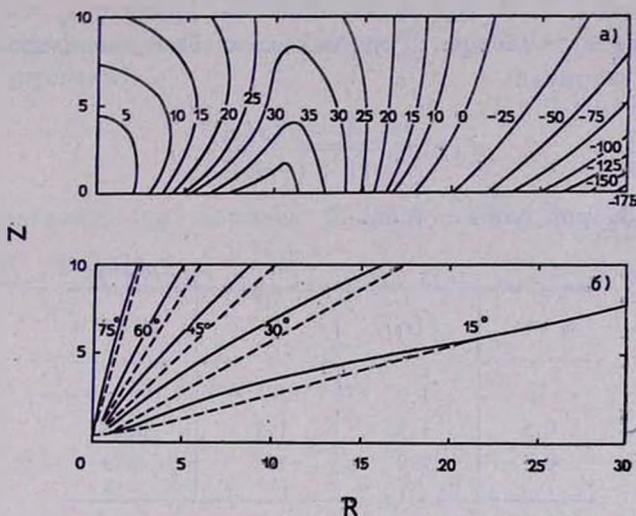


Рис. 1а. Изолинии \bar{z}_0^2 . б. Изолинии α при $\bar{z}_0^2 = \bar{z}_0^2(R, z)$ (сплошные линии) и при $x_0 = 0.5$ клс (прерывистые линии).

Из формулы (2.4.3) следует, что

$$n_R = R \left(\frac{\partial \gamma}{\partial z} \right)_{z=0} = \frac{R^2}{R^2 + z_0^2} \quad (2.1)$$

С другой стороны, для модели Кузмина

$$G_R \{ \rho \} = -4 \frac{R^2}{R^2 + z_0^2} \quad (2.2)$$

Сравнивая (2.1) и (2.2) с (2.2.16), видим, что последняя формула, которая в общем случае приближенная, является для плоской модели Кузмина точной. Если $G_R \{ \rho \} < -4$ (на периферии галактики это всегда имеет место), то $n_R > 1$ и $z_0^2 < 0$.

Б. Функции k_0 и k_x были вычислены в нескольких вариантах.

В плоскости галактики для плоской и промежуточной составляющих было принято $V_0 \sim V_c$, а для сферической составляющей V_0 вычислялась по формуле (1.3.3). Функции k_0 и k_x были найдены в пер-

вом случае по (2.2.3) и (2.2.17), во втором случае — по (2.2.3) в предположении, что $k_s = k_0$.

На оси галактики $k_0 = 1$, а k_s вычислялось по (2.5.3), причем функция $f(x)$ принималась в трех вариантах. Параметры этой функции даны в табл. 2. В одном варианте мы приняли $z_0 = 0$, в остальных вариантах $z_0 = 0.5$ кпс. При малых x была использована интерполяционная формула

$$f(x) = \frac{1 + a(x/x_0)^n}{[1 + (x/x_0)^n]^2}, \quad (2.3)$$

параметры которой даны в табл. 2.

Таблица 2

z_0 кпс	$f(z_0)$	n	x_0 кпс
0	1.0	—	—
0.5	1.5	1.5	3.66
0.5	2.0	1	4.38

3. Выражение для дисперсии скоростей на периферии модели.

Определение дисперсии скоростей на периферии модели непосредственным численным интегрированием второго гидродинамического уравнения неудобно. Характер зависимости дисперсии скоростей от расстояния может быть установлен более простым образом.

На периферии модели вертикальное притяжение меняется вдоль оси галактики приближенно по закону

$$K_z = \frac{GM}{z^2}, \quad (3.1)$$

где G — гравитационная постоянная и M — полная масса галактики. Рассмотрим несколько законов плотности

- 1) $\rho(z) = \rho_0 z^{-m},$
- 2) $\rho(z) = \rho_0 e^{-(z/z_0)^n},$
- 3) $\rho(z) = \begin{cases} \rho_0'(z_1 - z)^m, & z \leq z_1, \\ 0, & z > z_1. \end{cases}$

Дисперсия скоростей в джинсовском приближении вычисляется по формуле

$$(\sigma_z^2)_0 = \rho^{-1} \int_z^{\infty} K_z \rho dz. \quad (3.3)$$

После интегрирования имеем в первом варианте (индекс нуль при дисперсии опускаем)

$$\sigma_z^2 = \frac{G \mathfrak{M}}{1+m} \frac{1}{z}, \quad (3.4)$$

во втором варианте (см. формулы (3.351.4) и (8.215) в [4])

$$\sigma_z^2 = \frac{NG \mathfrak{M}}{z} \left(\frac{z_0}{z}\right)^{\nu} \left[1 - (1+N) \left(\frac{z_0}{z}\right)^{\nu} + (1+N)(2+N) \left(\frac{z_0}{z}\right)^{2\nu} - \dots \right], \quad (3.5)$$

причем $N = \nu^{-1}$, и в третьем варианте

$$\sigma_z^2 = \frac{G \mathfrak{M}}{z_1} \left[\frac{1}{1+m} \frac{z_1-z}{z_1} + \frac{2}{2+m} \left(\frac{z_1-z}{z_1}\right)^2 + \dots \right]. \quad (3.6)$$

Найденные формулы показывают, что характер изменения дисперсии скоростей существенно зависит от закона плотности, а при данном законе плотности — от его структурных параметров.

4. Дисперсия скоростей на оси галактики определялась по формуле (2.1.5). На оси системы $G_R \{\rho\} = G_R \{1 - k_z\} = 0$ и $G_R \{\gamma\} = 1$; следовательно, коэффициент q формулы (2.1.5) на оси выражается так:

$$q^* = \left(\frac{q}{R}\right)_{R=0} = \frac{2z}{z_0^2 - z^2} \left(\frac{1}{k_z} - 1\right). \quad (4.1)$$

Уравнение (2.1.5) решается последовательными приближениями. Нулевое (джинсовское) приближение получаем, приняв $q^* = 0$. (3.3). Следующие приближения вычисляются по формуле

$$(\sigma_z^2)_j = (\sigma_z^2)_0 + \rho^{-1} \int_z^{\infty} q^* \rho (\sigma_z^2)_{j-1} dz. \quad (4.2)$$

Процесс последовательных приближений сходится весьма медленно. Для ускорения сходимости целесообразно применить следующий способ. Вычисления показали, что $\Delta_j = (\sigma_z^2)_j - (\sigma_z^2)_{j-1}$ является с достаточной точностью линейной функцией $(\sigma_z^2)_j$. Это позволяет найти

исправленное значение дисперсии $(\sigma_z^2)_k$ как место, где разность Δ_j равна нулю. Следовательно, для $(\sigma_z^2)_k$ имеем

$$(\sigma_z^2)_k = (\sigma_z^2)_j + \frac{\Delta_j^2}{\Delta_{j-1} - \Delta_j}. \quad (4.3)$$

Проверка показала, что для всех составляющих галактики уже при $j=2$ можно получить хорошую оценку дисперсии (относительная ошибка не превышает 0.1%).

Дисперсия определялась для трех составляющих галактики (плоская составляющая на оси $R=0$ отсутствует). Была найдена также средняя дисперсия

$$\overline{\sigma_z^2} = \frac{\sum \rho_i (\sigma_z^2)_i}{\sum \rho_i} \quad (4.4)$$

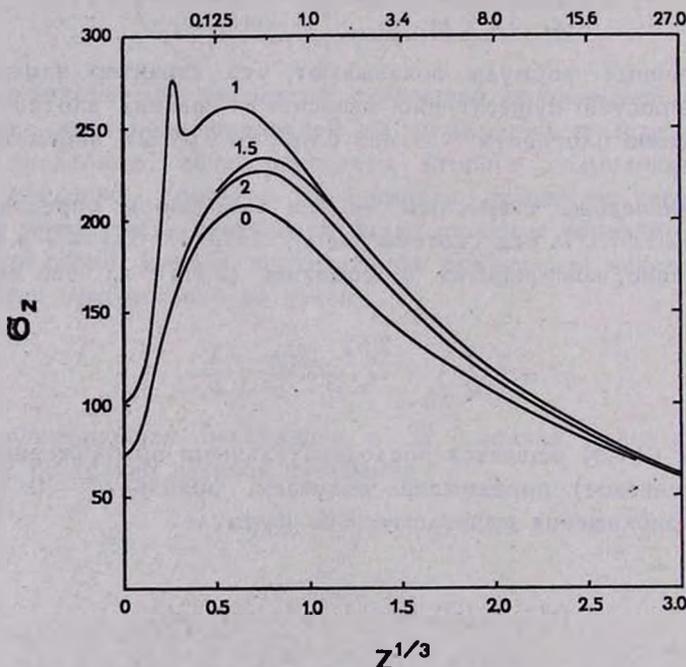


Рис. 2. Вертикальная дисперсия скоростей составляющих М31 на оси галактики: 1 — ядро, 2 — ядро и гало, 3 — диск, Σ — галактика в целом.

Результаты приводятся в приложении в табл. 3 и на рис. 2. Чтобы лучше проследить за изменением дисперсии при малых z , вместо z в качестве

аргумента выбрано $z^{1/3}$. При больших z ($z > 25$ клс) дисперсия экстраполировалась по формуле (3.5).

На рис. 3 изображена зависимость средней дисперсии $\overline{z^2}$ от выбора функции $f(x)$. Видно, что варианты $f(z_0) = 2$ и $f(z_0) = 1.5$ мало отличаются друг от друга, вариант же $f(z_0) = 1$ резко отличается от остальных. В качестве основного мы приняли вариант $f(z_0) = 2$.

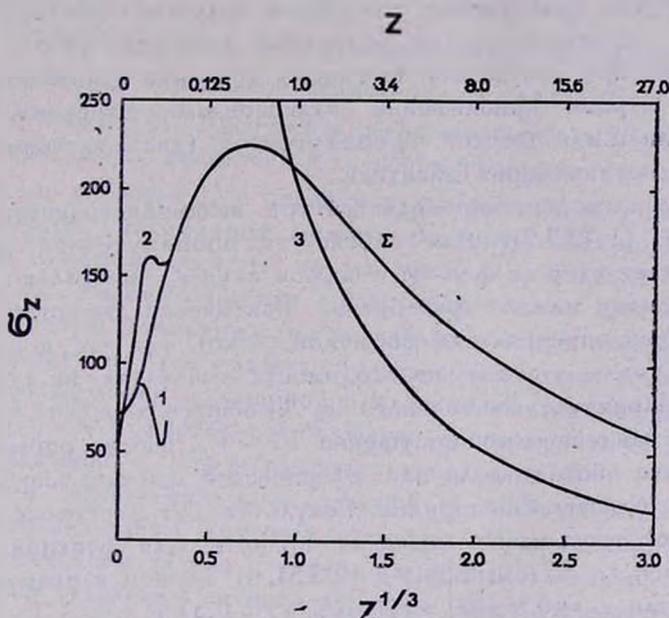


Рис. 3. Вертикальная средняя дисперсия скоростей на оси галактики: 0—длинновское приближение, 1, 1.5, 2—значения $f(z_0)$.

5. *Дисперсия скоростей и скорость центроида в плоскости симметрии галактики.* Дисперсия скоростей в плоскости галактики была вычислена из второго гидродинамического уравнения в дифференциальном виде (2.3.1), а скорость центроида — из первого гидродинамического уравнения (2.1.4). Вспомогательные функции k_0 , k_s , n_R были найдены по (2.1), (2.2.3), (2.2.17) и (2.5.9). Отметим, что градиент плотности экспоненциальной модели выражается формулой (см. [5])

$$G_R \{\rho\} = -\nu k^{-\nu} \left(\frac{R}{a_0} \right)^\nu, \quad (5.1)$$

где k , ν , и a_0 — соответственно нормирующий, структурный и масштабный параметр модели. Функции, определяющие форму и располо-

жение эллипсоида скоростей, вычислялись, как было указано в разделе 2, в двух вариантах, в предположении, что $z_0 = 0.5$ кпс и $z_0^2 = \bar{z}_0^2(R, z)$.

Дисперсию скоростей нужно искать последовательными приближениями, так как коэффициент Q формулы (2.3.2) зависит от градиента $G_R \{\sigma_z^2\}$. В нулевом приближении этот градиент был принят равным нулю, в следующих приближениях вычислен согласно результатам предыдущего приближения; отношение полуосей изоповерхностей дисперсии ϵ_z определялось из сравнения дисперсий на оси и плоскости галактики, при допущении (согласно [6]), что эти поверхности являются в первом приближении эллипсоидами вращения. Вычисления проводились для плоской, промежуточной (диск) и сферической (ядро с гало) составляющих галактики.

Ход дисперсии определяется при заданном гравитационном поле функцией Q (2.3.2). Для плоской и промежуточной составляющих преобладает второй член Q , в первом случае — настолько, что остальными членами можно пренебречь. Фактически дисперсия плоской составляющей определяется формулой (2.3.6). Так как первый и третий член в Q малы, то нет необходимости вычислять их с большой точностью. Принятие постоянного z_0 и общего для этих составляющих k_θ и k_z , найденных при допущении $V_\theta \sim V_z$, вполне оправдывает себя.

Иначе обстоит дело для сферической составляющей. Все члены Q имеют одинаковый порядок. Результат для дисперсии существенно зависит от того, какие значения принять для функций k_θ , k_z , γ и параметров ϵ_r , ϵ_z (см. 2.3.4) и (2.3.5). В первом варианте вычислений мы приняли $z_0 = 0.5$ кпс, $V_\theta \sim V_z$, $\epsilon_r = 0.57$ и $\epsilon_z > 1$ (ϵ_z вычислялась на основании сравнения дисперсий на оси и в плоскости). Результаты оказались неудовлетворительными. Как в вертикальном, так и в радиальном направлениях дисперсия получилась слишком большой.

Правильность вертикальной дисперсии можно проверить по формуле (2.3.11). В этой формуле фигурирует средняя дисперсия скоростей [см. (4.4)] в джизсовском приближении. Дисперсии скоростей звезд плоской и промежуточной составляющих установлены достаточно надежно, так что несовпадение результатов можно отнести в основном за счет неточности дисперсии сферической составляющей.

Радиальная дисперсия скоростей входит в первое гидродинамическое уравнение (2.1.4). По результатам первого варианта получается при $R > 4$ кпс — $\rho \sigma_R^2 > V_c^2$, что физически невозможно в стационарных системах.

Более реальные значения гидродинамических функций для сферической составляющей могут быть выведены следующим образом.

Скорость вращения сферической составляющей может быть задана некоторой интерполяционной формулой, например вида (1.3.3). Параметры этой формулы можно подобрать так, чтобы получить максимум V_0 в области максимальных значений круговой скорости V_c , а на расстоянии $R = 10$ клс от центра иметь V_0 , сходное с тем, что наблюдается в нашей Галактике в окрестности Солнца. Мы остановились на следующих значениях параметров: $n = 0.5$; $R_0 = 0.2$ клс, $V_0 = 5260$ км/сек/кпс.

Кинематические функции k_z и l_R вычислялись по (2.2.3) и (2.1). Параметр \bar{x}_0^2 считался переменной величиной (см. раздел 2), а функция k_z — равной функции k_0 . Дисперсия вычислялась по (2.1.4). Затем по σ_R и k_z вычислялась дисперсия σ_z и вспомогательная функция Q .

Полученные значения Q в среднем в два раза больше найденных в первом варианте. Расхождение можно объяснить следующим образом. Реальная галактика состоит не из трех, а из большего количества подсистем. Рассматриваемая нами сферическая составляющая представляет целую совокупность подсистем старых звезд. Вблизи плоскости галактики преобладают более сплюснутые подсистемы, вследствие чего изолинии суммарной плотности составляющей имеют около плоскости $z = 0$ несколько большую кривизну, т. е. меньшее эффективное значение ϵ_p , что и вызывает увеличение Q .

Результаты вычислений даны в табл. 4 и 5 и на рис. 4—6. В табл. 4 приведена также круговая скорость V_c и параметры A_c , B_c , C_c . Они вычислены заново с учетом толщины галактики, которая при определении указанных величин в работе [2] не была учтена.

6. *Кинетическая энергия и угловой момент составляющих.* Допустим, следуя [9—11], что как дисперсия скоростей, так и скорость вращения не зависят от z . В таком предположении кинетическая энергия и угловой момент могут быть вычислены по формулам

$$E(R) = \frac{1}{2} P_R(R) (\sigma_R^2 + \sigma_0^2 + \sigma_z^2 + V_0^2), \quad (6.1)$$

$$H(R) = R P_R(R) V_0(R), \quad (6.2)$$

где

$$P_R(R) = 2\pi R P(R) \quad (6.3)$$

— масса цилиндрического слоя единичной толщины и $P(R)$ — спроектированная на плоскость галактики плотность.

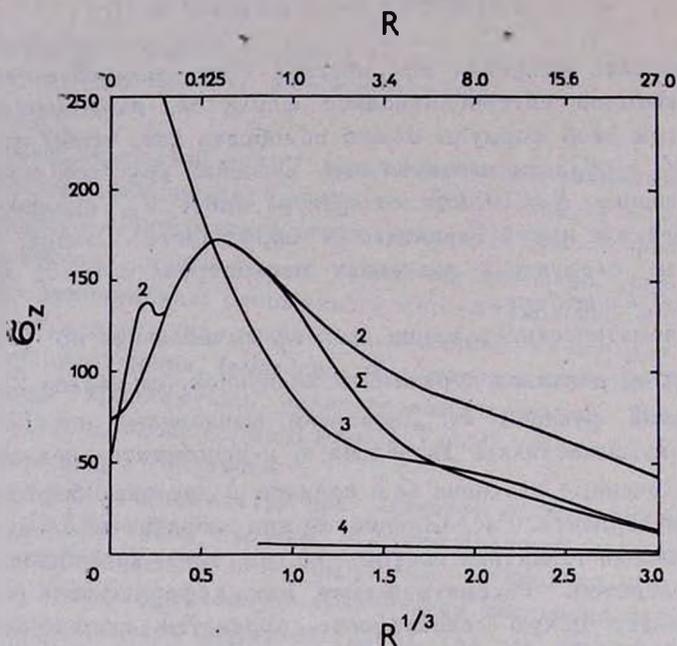


Рис. 4. Вертикальная дисперсия скоростей составляющих М 31 на плоскости галактики: 2—ядро и гале, 3—диск, 4—плоская составляющая, Σ —галактика в целом.

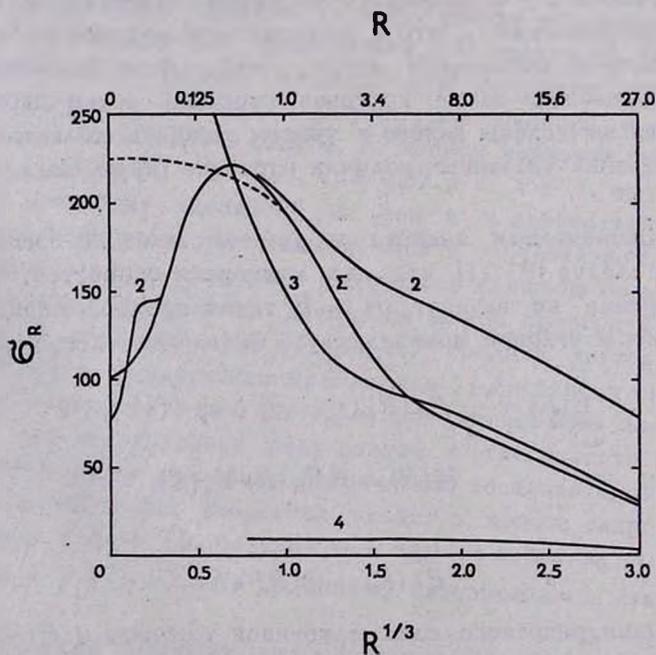


Рис. 5. Радиальная дисперсия скоростей составляющих галактики М 31. Обозначения составляющих те же, что и на рис. 4. Прерывистая линия—предполагаемая средняя дисперсия при малых R .

На рис. 7 и 8 изображено распределение удельной кинетической энергии E/\mathcal{M} и удельного углового момента $H/\mathcal{M}R$ для трех основных составляющих галактики М 31. В качестве аргумента использована величина

$$t = \frac{R/R_0}{1 + R/R_0}, \quad (6.4)$$

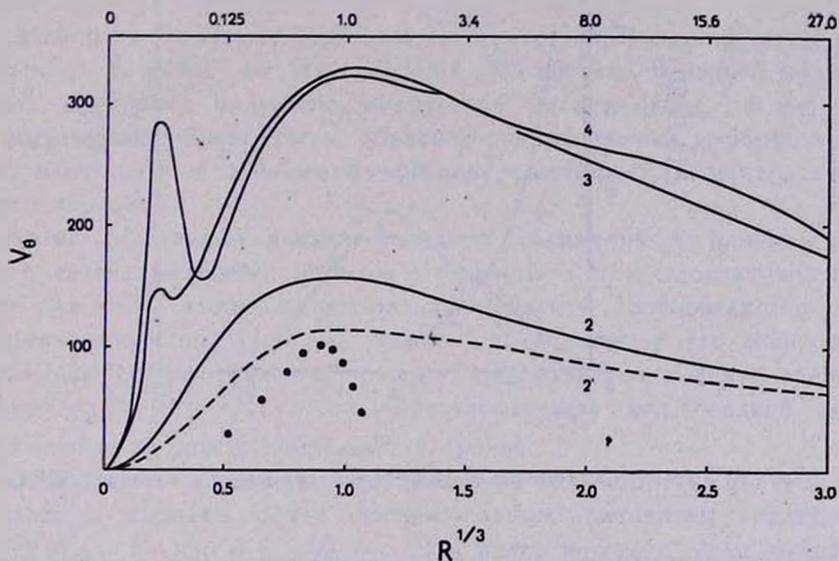


Рис. 6. Скорость центрада составляющих. Усредненная по лучу зрения скорость вращения второй составляющей изображена пунктиром, точки—наблюдения

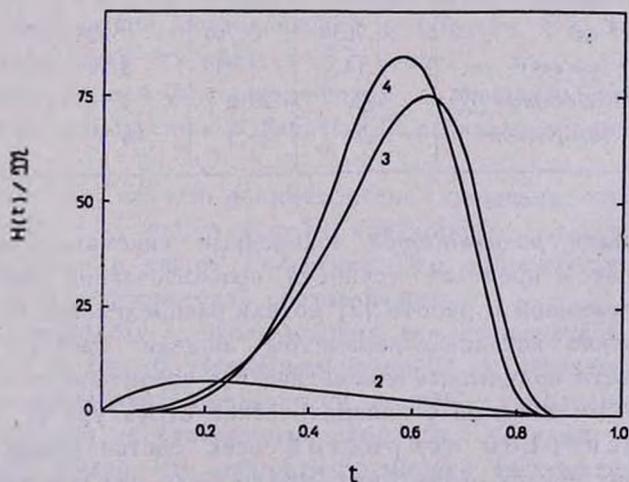


Рис. 7. Удельный угловой момент составляющих в единицах 10^2 (км/сек)мпс.

причем взято $R_0 = 10$ кпс. Кривые дают кинетическую энергию и угловой момент на единичный интервал аргумента t . Интегрированные по t полные кинетические энергии и угловые моменты даны в табл. 6.

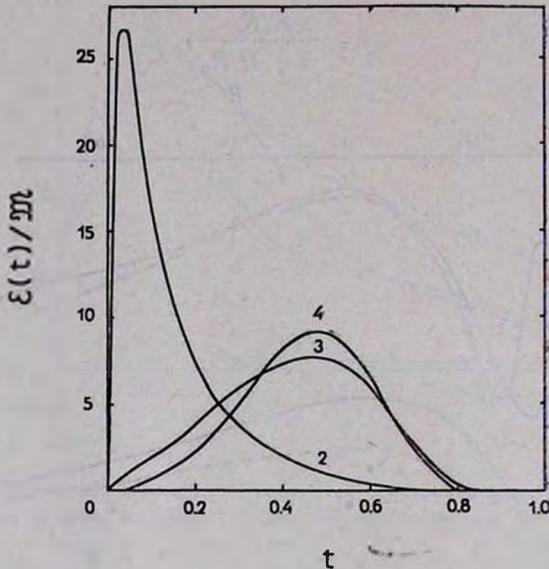


Рис. 8. Удельная кинетическая энергия составляющих в единицах $10^4(\text{км/сек})^2$

Таблица 6

Величина	Единица	Ядро	Диск	Плоская составляющая	Галактика в целом
\mathcal{M}	$10^9 \mathcal{M}_{\odot}$	85.5	111.5	4.3	201.3
E	10^{59} эрг	0.705	0.760	0.028	1.493
E/\mathcal{M}	$10^4 (\text{км/сек})^2$	4.14	3.43	3.29	3.73
H	$10^{13} (\text{км/сек})\text{кпс} \mathcal{M}_{\odot}$	3.20	28.2	1.14	32.5
H/\mathcal{M}	$10^2 (\text{км/сек})\text{кпс}$	3.74	25.3	26.5	16.2

7. *Анализ результатов.* Найденные кинематические функции соответствуют в пределах точности использованной методике обработки предложенной в работе [2] модели распределения массы. Чтобы выяснить, какие исходные параметры модели требуют уточнения, нужно сравнить полученные кинематические характеристики с прямыми или косвенными данными о кинематической структуре М 31.

А. Дисперсии скоростей всех составляющих соответствуют в общих чертах тому, что можно было ожидать по аналогии с

кинематической структурой нашей Галактики. Исключением является лишь центральная область галактики М 31, где дисперсия неожиданно имеет глубокий минимум, а также внешняя область системы, где уменьшение дисперсии с увеличением расстояния от центра гораздо медленнее ожидаемого.

Чрезмерно медленное уменьшение дисперсии на периферии объясняется тем, что исходная модель имеет бесконечный внешний радиус. Этот недостаток может быть устранен отрезанием внешней части модели.

Дисперсия лучевых скоростей в центре М 31 определяется из наблюдений и равна по [7] $\sigma_R(0, 0) = 225 \text{ км/сек}$. В нашей модели средняя дисперсия в центре получается только около 100 км/сек . Это расхождение может быть объяснено неправильным выбором градиента плотности и отношения массы к светимости в центральной области модели.

Время релаксации звездно-звездных сближений в центральной области галактики имеет порядок 10^9 лет. Это время достаточно короткое для того, чтобы в центральной области образовалось почти изотермическое ядро. Поэтому можно предположить, что дисперсия при уменьшении расстояния монотонно приближается к центральному значению $\sigma_R(0, 0) = 225 \text{ км/сек}$. Предполагаемый ход средней дисперсии указан на рис. 5 прерывистой кривой.

Отметим, что волны на ходе дисперсии (и скорости центроида) при малых z вызваны почти скачкообразным изменением градиента функций K_R и K_z при $a = 0.02 \text{ кпс}$. Эти волны исчезают, если выбрать функции K_R и K_z более гладкими.

Б. Скорость центроида может быть получена из наблюдений для сферической составляющей в области $R < 3 \text{ кпс}$, а для плоской составляющей — в области $R > 4 \text{ кпс}$.

Сравнение модели с радиоданными о вращении М 31 (плоская составляющая), выполненное в работе [2], показало хорошее согласие между ними.

Найденное по модели асимметричное смещение скорости центроида $\Delta V = V_c - V_0$ около $R = 10 \text{ кпс}$ хорошо согласуется с аналогичными данными в нашей Галактике. Это относится как к промежуточной, так и к сферической составляющим.

Сравнение модели с наблюдениями для сферической составляющей проведено на рис. 6. Непрерывной линией дан принятый в модели ход скорости вращения, прерывистой линией — усредненная по лучу зрения радиальная составляющая скорости, точками — оптические наблюдения [8]. Видно, что скорости по модели систематически боль-

ше наблюдаемых значений. Это расхождение было бы нетрудно устранить изменением соответствующего масштабного параметра V_0 закона скорости. В таком случае, однако, в области $R = 10$ кпс смещение центроида ΔV получается неправдоподобно большим (около 190 км/сек). На 40% уменьшается и без того малый удельный угловой момент сферической составляющей (см. раздел 6). Поэтому вопрос о выборе параметров закона вращения сферической составляющей нельзя считать окончательно решенным.

Весьма странно ведет себя скорость вращения промежуточной составляющей при $R \leq 0.05$ кпс, где $V_0 > V_c$. Станным представляется также сильное увеличение дисперсии скоростей этой составляющей в центральной области галактики. Динамически это можно объяснить тем, что большинство звезд составляющей находится около ядра галактики лишь временно, будучи вблизи перигалактик своих орбит. Такое объяснение, хотя динамически возможное, маловероятно с космогонической точки зрения. Видимо, здесь мы опять встречаемся с недостатком модели — при другом выборе параметра γ закона плотности можно было бы избежать такого результата.

В. Кинетическая энергия и угловой момент получились в общих чертах такими, какие можно было ожидать по имеющимся кинематическим данным.

Следует обратить внимание на то, что удельный угловой момент сферической составляющей в 4.5 раза меньше среднего удельного углового момента галактики в целом.

Как известно, угловой момент в течение эволюции галактики внутренними силами не меняется, а внешние силы вряд ли могли так сильно повлиять на кинематику системы. Можно допустить, что при конденсации звезд из газа передается {и соответствующий момент. Большая разница в моменте объясняется, по-видимому, тем, что образование звезд началось в первой фазе развития галактики лишь в центральной части ее, где момент был меньше среднего. Другое возможное объяснение — потеря внешних областей сферической составляющей вследствие возмущений со стороны других галактик.

Авторы выражают благодарность Г. Г. Кузмину за критический просмотр рукописи статьи.

Дополнение при корректуре.

После сдачи работы в печать авторы стремились устранить отмеченные там недостатки модели М 31. Путем изменения плотности сферической составляющей и диска в центральных областях модели удалось исключить минимум в ходе дисперсии скоростей [12].

Сомнения относительно возможности наличия минимума дисперсии скоростей в центре М 31 были высказаны нами на основе оценки времени релаксации нуклеуса 10^9 лет. Новая оценка массы нуклеуса $M = 6 \cdot 10^8 M_{\odot}$, полученная по теореме о вириале [13], дает, однако, время релаксации нуклеуса порядка 10^{11} лет, что превышает возраст всей галактики. Но недавно получено непосредственное наблюдательное подтверждение отсутствия минимума в ходе дисперсии скоростей. По данным ван ден Берга [14] средняя дисперсия скоростей шаровых скоплений в М 31 получается 122 км/сек (всего наблюдалось 44 объекта), тогда как дисперсия скоростей звезд в нуклеусе равна 225 км/сек [7]. Отсюда можно заключить, что дисперсия скоростей объектов старого населения монотонно убывает с увеличением расстояния от центра.

Наличие массивного нуклеуса в галактике М 31 хорошо согласуется с концепцией В. А. Амбарцумяна [15] о существенной роли ядер галактик в их динамике и эволюции.

Астрофизическая обсерватория
им. В. Струве

THE ANDROMEDA GALAXY M 31 III. A HYDRODYNAMICAL MODEL. RESULTS

J. EINASTO, U. RÜMML

On the basis of the mass-distribution-model, described in the first paper of the series, and by using the method, given in the second paper, a hydrodynamical model of the Andromeda galaxy, M 31, is constructed.

For the plane, and the axis of the symmetry of the galaxy the following kinematical functions are found: the velocity dispersions, σ_R , σ_z , the centroid velocity, V_0 , the ratios of dispersions, $k_0 = \sigma_0^2/\sigma_R^2$, and $k_c = \sigma_z^2/\sigma_R^2$, and the inclination angle α of the major axis of the velocity ellipsoid to the plane of symmetry of the galaxy. The functions are calculated for the four principal components of the galaxy, the flat component, the disc, the bulge with the halo, and the nucleus. The dynamical functions: the circular velocity, V_c , and the Oort-Kuzmin parameters A_c , B_c , C_c , are calculated once again using the real thickness of the galaxy (in the first paper these functions were found for the

plane disc model). The maximum of the circular velocity is now 328 km/s at $R=1$ kpc. The distribution of kinetic energy, E , and angular momentum, H , of components are also derived.

The results obtained correspond in general to those anticipated from an analogy with our Galaxy. In the centre of the galaxy the calculated dispersion is smaller than the observed dispersion. From the difference a new improved mass-distribution-model can be derived.

The angular momentum per unit mass for the bulge (the spheroidal component) is at least 4.5 times smaller than its mean value for the galaxy as a whole. This difference can be explained on the assumption, that during the first stage of the evolution of the galaxy, stars were born in the inner regions only, where the angular momentum was smaller. Another explanation lies in the supposition that the galaxy has lost its outer halo members.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Я. Эйнасто, *Астрофизика* 6, 149, 1970.
2. Я. Эйнасто, *Астрофизика*, 5, 137, 1969.
3. Г. Г. Кузмин, *Астрон. ж.*, 33, 27, 1956.
4. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик, *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений*, Физматгиз, М., 1962.
5. Я. Эйнасто, *Публ. Тартуской астр. обс.*, 36, 414, 1968.
6. К. А. Innanen, D. R. Fox, *Z. Astrophys.*, 66, 308, 1967.
7. R. Minkowski, *Problems of Extra-galactic Research*. IAU Symp. No. 15, 112, Ed. G. C. Mc Vittie, MacMillan Co, New York, 1962.
8. H. Babcock, *Lick obs. Bull.*, 498, 1939.
9. L. Mestel, *M. N.*, 126, 553, 1963.
10. D. J. Crampin, *F. Hoyle. Ap. J.*, 140, 99, 1964.
11. K. A. Innanen, *Ap. J.*, 143, 150, 1966.
12. J. Einasto, U. Rüttel, *The rotation curve, mass, light, and velocity distribution of M 31*, IAU Symposium No. 38 "The Spiral Structure of Our Galaxy", Reidel Publ. Dordrecht (in Press).
13. J. Einasto, *Structural and kinematical properties of populations of the Andromeda galaxy*, IAU Symposium No. 44 "External Galaxies and Quasi Stellar Sources" (in Press).
14. S. van den Bergh, *Ap. J., Suppl. ser.*, No. 171, 1970. (in Press).
15. В. А. Амбарцумян, *Проблемы эволюции Вселенной*, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1968.

x кмс	1/k _н			(σ _к ²) _к 10 ⁴ (км/сек) ²			σ _к ² 10 ⁴ (км/сек) ²			
	1	1.5	2	1	2	3	0	1	1.5	2
0.000	1.000	1.500	2.000	0.50	0.58	20.2	0.50	1.00	0.50	0.50
0.004	0.731	1.500	1.981	0.73	2.61	19.2	0.91	2.15	0.91	0.91
0.008	0.538	1.499	1.962	0.50	2.53	17.9	1.10	3.99	1.10	1.10
0.012	0.465	1.498	1.943	0.34	2.44	17.1	1.72	6.60	1.74	1.75
0.016	0.454	1.496	1.926	0.28	2.46	16.6	2.21	7.27	2.26	2.27
0.02	0.483	1.494	1.907	0.45	2.54	16.3	2.43	7.56	2.49	2.50
0.04	0.634	1.482	1.821		3.05	15.3	2.92	6.03	3.04	3.06
0.06	0.674	1.467	1.746		3.48	14.6	3.30	6.15	3.49	3.51
0.08	0.681	1.449	1.676		3.83	14.0	3.57	6.37	3.83	3.86
0.10	0.679	1.430	1.615		4.09	13.6	3.77	6.56	4.11	4.12
0.14	0.656	1.388	1.504		4.463	12.58	4.038	6.777	4.515	4.512
0.18	0.636	1.343	1.414		4.695	11.73	4.194	6.867	4.809	4.776
0.22	0.623	1.297	1.335		4.878	10.98	4.270	6.864	5.009	4.942
0.26	0.614	1.250	1.266		4.990	10.30	4.312	6.829	5.168	5.061
0.30	0.606	1.204	1.208		5.070	9.70	4.328	6.777	5.283	5.139
0.4	0.584	1.096	1.089		5.121	8.40	4.278	6.546	5.443	5.198
0.5	0.566	1.000	1.000		5.053	7.34	4.152	6.259	5.474	5.124
0.6	0.550	0.916	0.930		4.943	6.46	4.010	5.979	5.414	5.000
0.7	0.536	0.844	0.875		4.867	5.74	3.891	5.732	5.333	4.905
0.8	0.523	0.783	0.830		4.719	5.13	3.734	5.459	5.188	4.740
1.0	0.504	0.686	0.760		4.468	4.180	3.436	4.965	4.862	4.400
1.2	0.487	0.615	0.712		4.225	3.589	3.277	4.679	4.634	4.190
1.4	0.474	0.563	0.676		3.990	3.076	3.087	4.356	4.360	3.936
1.6	0.463	0.524	0.648		3.764	2.661	2.910	4.069	4.097	3.708
1.8	0.459	0.495	0.628		3.559	2.324	2.748	3.816	3.852	3.494
2.0	0.447	0.473	0.612		3.366	2.060	2.607	3.599	3.637	3.305
2.5	0.435	0.441	0.587		2.962	1.572	2.320	3.156	3.188	2.916
3.0	0.430	0.428	0.574		2.648	1.235	2.102	2.821	2.843	2.619
4.0	0.435	0.426	0.569		2.176	0.850	1.766	2.312	2.326	2.154
5.0	0.438	0.433	0.578		1.843	0.620	1.535	1.988	1.977	1.840
6	0.441	0.440	0.586		1.599	0.478	1.352	1.710	1.714	1.598
7	0.445	0.444	0.592		1.415	0.384	1.210	1.511	1.512	1.414
8	0.445	0.446	0.594		1.267	0.317	1.097	1.347	1.350	1.264
9	0.442	0.447	0.596		1.148	0.267	1.004	1.213	1.216	1.143
10	0.436	0.444	0.592		1.043	0.227	0.920	1.021	1.026	1.036
11	0.426	0.436	0.582		0.951	0.191	0.848	0.985	0.992	0.940
12	0.415	0.429	0.572		0.880	0.164	0.786	0.882	0.895	0.858
13	0.403	0.417	0.556		0.815	0.142	0.734	0.800	0.808	0.784
14	0.390	0.408	0.544		0.760	0.124	0.694	0.728	0.734	0.722
15	0.376	0.396	0.528		0.708	0.109	0.650	0.655	0.656	0.654

Таблица 4

R кпс	V _c км/сек	A _c -B _c C _c			n _R		k _x	k _y	
		км/сек/кпс			2	3	3	2	3
0.000	0	0	55700	64500	0.000	0.000	0.500	1.000	1.000
0.004	116	7800	21200	32500	0.000	0.000	0.425	0.907	0.731
0.01	145	7290	7200	15870	0.001	0.000	0.332	0.863	0.497
0.02	137	3550	3320	7910	0.006	0.002	0.326	0.820	0.483
0.04	149	1370	2370	4632	0.022	0.006	0.388	0.768	0.634
0.06	170	922	1906	3591	0.047	0.014	0.403	0.735	0.674
0.1	204	658	1379	2621	0.111	0.038	0.404	0.689	0.677
0.2	255	476	801	1666	0.267	0.138	0.385	0.625	0.627
0.3	284	371	572	1212	0.360	0.265	0.377	0.587	0.606
0.4	300	312	438	932	0.410	0.390	0.369	0.561	0.584
0.5	311	270	352	790	0.438	0.500	0.361	0.541	0.566
0.6	318	238	292	671	0.456	0.590	0.355	0.524	0.550
0.8	325	193	213	515	0.474	0.719	0.344	0.500	0.525
1.0	328	163	165	418	0.483	0.800	0.335	0.482	0.504
1.5	323	114	102	283	0.492	0.900	0.321	0.451	0.472
2.0	315	86	71	218	0.495	0.941	0.311	0.430	0.452
2.5	306	68	55	180	0.496	0.962	0.308	0.415	0.444
3	299	56	44	156	0.498	0.973	0.304	0.404	0.437
4	287	40	31	127	0.500	0.985	0.304	0.387	0.437
5	278	31	25	109	0.510	0.990	0.309	0.375	0.447
6	272	25.0	20.4	96.1	0.529	0.993	0.310	0.366	0.449
7	268	21.0	17.3	85.7	0.561	0.995	0.311	0.358	0.451
8	264	18.1	14.8	76.8	0.610	0.996	0.310	0.352	0.450
9	261	16.1	12.9	69.1	0.658	0.997	0.308	0.347	0.446
10	257	14.5	11.3	62.2	0.704	0.998	0.305	0.343	0.438
11	254	13.2	9.9	56.1	0.747	0.998	0.300	0.339	0.428
12	251	12.2	8.7	50.7	0.787	0.998	0.294	0.336	0.417
13	247	11.3	7.7	45.9	0.828	0.998	0.288	0.333	0.404
14	243	10.6	6.8	41.5	0.863	0.999	0.281	0.330	0.390
15	240	10.0	6.0	37.8	0.900	0.999	0.273	0.328	0.375
16	235	9.41	5.30	34.1	0.931	0.999	0.265	0.325	0.361
17	231	8.89	4.71	31.0	0.963	0.999	0.257	0.323	0.346
18	227	8.43	4.18	28.2	0.994	0.999	0.249	0.322	0.332
19	223	7.99	3.74	25.6	1.023	0.999	0.242	0.320	0.319
20	218	7.59	3.34	23.4	1.050	0.999	0.234	0.318	0.306
22	210	6.84	2.71	19.4	1.105	1.000	0.221	0.315	0.284
24	202	6.20	2.22	16.2	1.159	1.000	0.209	0.313	0.264
26	194	5.51	1.96	13.5	1.205	1.000	0.200	0.310	0.250
28	187	5.09	1.58	11.6	1.252	1.000	0.192	0.308	0.237
30	180	4.64	1.37	9.8	1.289	1.000	0.186	0.307	0.228

Таблица 5

R кмс	σ_R^2 (км/сек) ²				σ_z^2 (км/сек) ²				ϵ_p	V_0 км/сек		
	2	3	4	Σ	2	3	4	Σ		2	3	
	$\cdot 10^4$	$\cdot 10^4$		$\cdot 10^4$	$\cdot 10^4$	$\cdot 10^4$		$\cdot 10^4$				
0.000	0.58	40.4		1.00	0.58	20.2		0.50	0.840	0	0	
0.004	1.99	23.2		1.10	1.80	9.8		1.08	0.820	13	197	
0.01	2.08	19.3		1.43	1.80	6.4		1.32	0.811	29	280	
0.02	1.99	16.2		1.95	1.63	5.3		1.60	0.800	46	246	
0.04	2.61	13.0		2.62	2.00	5.0		2.00	0.712	69	165	
0.06	3.20	11.22		3.21	2.35	4.52		2.35	0.695	85	153	
0.1	3.95	9.02		3.96	2.72	3.64		2.72	0.674	106	177	
0.2	4.67	6.48		4.68	2.92	2.50		2.92	0.641	132	238	
0.3	4.85	5.17		4.85	2.85	1.95		2.84	0.620	143	276	
0.4	4.90	4.16		4.88	2.75	1.53		2.73	0.600	150	294	
0.5	4.81	3.75	69	4.78	2.60	1.356	25	2.56	0.575	153	305	
0.6	4.67	3.26	71	4.61	2.45	1.158	25	2.40	0.570	155	313	
0.8	4.36	2.58	74	4.23	2.18	0.888	26	2.09	0.547	156	320	
1.0	4.11	2.14	75	3.88	1.98	0.718	25	1.84	0.527	155	321	
1.5	3.50	1.51	71	2.99	1.58	0.485	23	1.31	0.486	151	316	
2.0	3.121	1.218	68	2.317	1.343	0.379	21	0.951	0.451	146	309	
2.5	2.826	1.048	66	1.796	1.174	0.322	20	0.698	0.420	141	306	
3	2.607	0.956	66	1.430	1.053	0.291	20	0.529	0.391	136	302	
4	2.309	0.840	66	1.004	0.894	0.255	20	0.346	0.343	128	287	
5	2.125	0.783	64	0.786	0.797	0.236	20	0.262	0.309	122	276	
6	1.974	0.708	62	0.660	0.772	0.219	19	0.214	0.285	116	267	
7	1.876	0.654	60	0.578	0.673	0.203	19	0.185	0.269	111	258	
8	1.795	0.601	56	0.515	0.632	0.186	18	0.163	0.259	105	251	
9	1.676	0.551	52	0.461	0.582	0.170	16	0.145	0.249	103	245	
10	1.573	0.502	48	0.416	0.540	0.153	15	0.128	0.243	100	240	
11	1.476	0.457	44.4	0.377	0.501	0.1370	13.3	0.114	0.239	97	235	
12	1.388	0.414	40.8	0.342	0.466	0.1218	12.0	0.102	0.236	94	231	
13	1.308	0.377	37.2	0.310	0.435	0.1085	10.7	0.090	0.235	92	226	
14	1.225	0.340	33.8	0.282	0.404	0.0954	9.5	0.080	0.234	90	222	
15	1.148	0.310	30.8	0.256	0.376	0.0847	8.4	0.071	0.235	88	217	
16	1.084	0.277	27.8	0.233	0.353	0.0735	7.4	0.0626	0.238	86	213	
17	1.021	0.251	25.2	0.215	0.330	0.0645	6.5	0.0552	0.240	84	209	
18	0.962	0.226	22.8	0.193	0.309	0.0564	5.7	0.0488	0.243	82	205	
19	0.906	0.204	20.6	0.175	0.290	0.0492	5.0	0.0430	0.247	80	202	
20	0.854	0.183	18.6	0.158	0.272	0.0429	4.4	0.0379	0.251	79	197	
22	0.764	0.146	15.0	0.130	0.241	0.0324	3.3	0.0295	0.264	76	191	
24	0.684	0.119	12.1	0.107	0.214	0.0248	2.5	0.0229	0.274	74	184	
26	0.614	0.090	9.5	0.083	0.191	0.0187	1.9	0.0177	0.290	72	178	
28	0.553	0.076	7.8	0.070	0.171	0.0146	1.5	0.0141	0.302	70	173	
30	0.499	0.061	6.2	0.058	0.153	0.0113	1.2	0.0113	0.316	68	166	

ЧИСЛЕННО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
КВАЗИСТАЦИОНАРНОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ
СО ЗВЕЗДАМИ РАЗНЫХ МАСС

А. С. БАРАНОВ

Поступила 3 марта 1969

Пересмотрена 11 октября 1969

Рассматривается применимость эргодической теории в звездной динамике. Указывается на возможность непосредственного определения временных средних в системах не очень высокой кратности. Методом численного эксперимента построена модель квазистационарной сферической системы пяти тел разных масс. Построены распределения звездной плотности, потенциала, дисперсий остаточных скоростей в радиальном и трансверсальном направлениях, а также некоторых других характеристик.

1. В работе [1] предложен численно-экспериментальный метод построения моделей звездных систем, основанный на эквивалентности пространственных средних и временных средних, вычисленных вдоль орбит системы. Гипотезы такого рода называются эргодическими гипотезами. Рассмотрим сущность эргодической проблемы в звездной динамике.

В теоретических исследованиях звездные системы полнее всего описываются с помощью физических величин, являющихся фазовыми функциями. Наблюдения дают физические величины в некоторый момент времени. Желая сверить теорию с практикой, мы, как указывается в [2], должны были бы иметь возможность физическую величину, полученную из наблюдений, сравнивать с теоретическим значением соответствующей фазовой функции, отнесенным к моменту наблюдения. Последнее требование можно в принципе выполнить, лишь построив траекторию, что не осуществимо для интересующих нас систем, составленных из большого числа объектов. Допустим, однако, что траектория все-таки построена. Тогда, согласно эргоди-

ческой теореме (см. [3], а также [4], [2]), фазовые функции вдоль траектории, вычисленные для достаточно больших интервалов времени, будут совпадать между собой с точностью до множества меры нуль. Эти временные средние и естественно сравнивать с наблюдениями. В общем случае мы можем найти лишь часть интегралов уравнений движения. Совокупность однозначных интегралов определяет в фазовом пространстве гиперповерхность, на которой находится искомая траектория. Эргодическая гипотеза утверждает равенство с точностью до множества меры нуль для фазовой функции ее фазовых средних на гиперповерхности однозначных интегралов уравнений движения и временных средних, вычисленных вдоль траектории системы. Это дает возможность заменять временные средние наиболее удобными в теоретических методах фазовыми средними. Но для систем малой кратности траектории могут быть построены, что позволяет определять непосредственно временные средние. Именно для таких систем в [1] был предложен метод численного эксперимента.

Из-за диссипации время существования каждой конкретной системы конечно, а совокупность состояний, в которых может находиться одна и та же система с фиксированными генеральными характеристиками, неограниченна. Это позволяет утверждать, что существует множество начальных состояний, для которых траектории всех тел могут быть продолжены сколь угодно долго. Однако найти эти начальные состояния нелегко. В действительности нам безразлично, рассматриваем ли мы одну систему в различных состояниях или большое число систем, обладающих одинаковыми значениями основных фиксированных параметров. В последнем случае временным средним функции f естественно назвать величину \bar{f} ,

$$\bar{f} = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N F_i, \quad (1)$$

причем

$$F_i = \frac{1}{T_i} \int_0^{T_i} f(q, p, t) dt, \quad (2)$$

где N — число рассмотренных систем, T_i — определяет время существования i -й системы на данной эволюционной стадии, q, p — совокупность переменных.

Важной составной частью эргодической проблемы в звездной динамике является вопрос о характере зависимости распределений

физических параметров, определяемых регулярными силами, при фиксированных основных характеристиках от числа тел n , если такая зависимость существует вообще. Определив вид зависимости или доказав, что, напротив, ее не существует, можно полностью решить задачу построения моделей квазистационарных систем.

2. В настоящей работе решалась более частная задача: построение модели квазистационарной сферической системы, состоящей из пяти тел, массы которых, выраженные в условных единицах, равны: $m_1=1$, $m_2=2$, $m_3=3$, $m_4=4$, $m_5=5$. Задача решалась методом численного эксперимента, изложенным в [1]: начальные координаты и скорости выбирались так, чтобы начало координат находилось в центре инерции системы, центр системы был неподвижен, полный кинетический момент равнялся нулю, а энергия — некоторому фиксированному значению. В нашей модели в качестве единицы расстояния было взято $3.08 \cdot 10^{16}$ см, единицы массы — 2.10^{33} г, единицы времени — $1.07 \cdot 10^{11}$ сек. В соответствии с этим гравитационная постоянная $G=0.052$. Энергия построенной системы $E=-5.3$ условных единиц. Кроме того, в начальный момент выполнялась общая теорема вириала, а индивидуальные отклонения каждого компонента от нее были невелики. После выбора начальных условий численно решались уравнения движения. Контролем служили интегралы уравнений движения. Вычисление звездной плотности D , дисперсий скоростей \bar{P}^2 и $\bar{\Theta}^2$ соответственно в радиальном и трансверсальном направлениях, а также потенциала Φ_0 , согласно формулам статьи [1], начиналось по истечении утроенного среднего времени τ_0 пересечения компонентом системы, необходимого, чтобы система безусловно достигла квазистационарного состояния,

$$\tau_0 = \frac{2r_0}{w}, \tag{3}$$

где r_0 — эффективный радиус системы, w — средняя квадратичная скорость компонентов системы.

Вычисления с каждой комбинацией начальных условий велись до тех пор, пока один из компонентов не удалялся от центра инерции на расстояние, превышающее удесятеренный эффективный радиус r_0 . Этот момент мы условно называем моментом распада. Всего было использовано 148 комбинаций начальных условий. В 92 случаях оторвался компонент с массой m_1 , в 33 — компонент с массой m_2 , в 9 — компонент с массой m_3 . В 14 вариантах вычисления не были доведены до распада, так как накапливающаяся ошибка в энергии очень замедляла работу.

Проведем концентрические сферические поверхности так, чтобы радиус $r_{(i+1)}$ каждой сферы был связан с радиусом $r_{(i)}$ предыдущей сферы соотношением:

$$r_{(i+1)} = r_{(i)} + 0.1 \quad (i = 1, 2, \dots, 45; \quad r_{(1)} = 0.1, \quad r_{(42)} = 10, \quad r_0 = 4.2).$$

Тогда пространство системы разобьется на 45 сферических слоев. Вычисления выполнялись до тех пор, пока во всей системе плотность не стала монотонно убывающей функцией расстояния. В этот момент стали заметно сглажены флуктуации, отвечающие данному разбиению пространства системы на сферические слои. Средние по использованным комбинациям начальных условий приведены в таблицах и на графиках. Графы табл. 1 дают D_i — звездную плотность звезд с массой m_i и общую плотность

$$D = \frac{\sum_i m_i D_i}{\sum_i m_i}, \quad i = 1, 2, 3, 4, 5. \quad (4)$$

В табл. 2 приведены вычисленные последовательными приближениями сглаженные парциальные плотности \bar{D}_i и сглаженная общая плотность

$$\bar{D} = \frac{\sum_{i=1}^5 m_i \bar{D}_i}{\sum_{i=1}^5 m_i}. \quad (5)$$

Ход логарифмов плотностей изображен на рис. 1. Табл. 3 и 4 дают $\bar{\Pi}_i^2$ и $\bar{\theta}_i^2$ — парциальные дисперсии скоростей соответственно в радиальном и трансверсальном направлениях, если $\bar{\Pi}_1^2$ в первом объеме принята равной единице. Здесь же приведены полные дисперсии скоростей в радиальном и трансверсальном направлениях, равные соответственно:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\Pi}^2 &= \frac{\sum_i m_i D_i \cdot \bar{\Pi}_i^2}{\sum_i m_i D_i} \\ \bar{\theta}^2 &= \frac{\sum_i m_i D_i \cdot \bar{\theta}_i^2}{\sum_i m_i D_i} \end{aligned} \right\} \quad i = 1, 2, 3, 4, 5. \quad (6)$$

Таблица 1

№	$D_1 \cdot 10^6$	$D_2 \cdot 10^6$	$D_3 \cdot 10^6$	$D_4 \cdot 10^6$	$D_5 \cdot 10^6$	$D \cdot 10^6$
1	205400	374100	425800	483300	483300	438700
2	202700	264700	271800	275900	254800	261700
3	194200	144200	147300	114200	131900	136100
4	144300	92490	66260	47590	58210	67300
5	75920	57140	47410	34220	34690	42850
6	42480	28940	24750	23070	15930	23100
7	33950	12280	8910	9613	9181	11310
8	32020	6683	3302	5854	5760	7167
9	23570	4717	1760	4045	4658	5184
10	12390	3294	860.7	1417	1267	2238
2	5107	2046	235.4	78.25	52.74	698.8
4	3047	1146	136.3	30.67	36.12	403.5
6	1440	736.1	93.89			212.9
8	816.0	482.4	39.44			126.6
20	695.4	408.2	38.67			108.5
2	481.6	69.25	36.57			48.65
4	282.5	32.69	34.90			30.17
6	217.1	25.67	28.89			23.67
8	152.8	22.45	22.32			17.64
30	48.30	19.68	21.58			10.16
2	42.69	17.89	17.43			8.718
4	37.20	15.08	12.13			6.917
6	36.57	14.05	5.471			5.406
8	34.04	13.08	2.868			4.587
40	32.77	9.451	2.119			3.869
2	26.89	5.784	1.614			2.887
4	24.80	5.012	1.098			2.542

Таблица 2

№	$\bar{D}_1 \cdot 10^6$	$\bar{D}_2 \cdot 10^6$	$\bar{D}_3 \cdot 10^6$	$\bar{D}_4 \cdot 10^6$	$\bar{D}_5 \cdot 10^6$	$\bar{D} \cdot 10^6$
1	205700	367400	433300	488000	514400	451000
2	200400	250600	267000	258400	261500	256300
3	177100	160100	144100	125300	118500	134900
4	131400	91380	68520	60590	56440	69610
5	97610	54640	42320	33550	27080	40230
6	61740	28260	23680	17040	12200	21230
7	36970	17430	10180	8798	5194	10900
8	26260	10830	4534	4417	2586	6142
9	17490	5652	2418	2075	1245	3372
10	12480	3768	1310	1010	491.4	2029
2	6031	1743	493.7	200.2	85.10	814.9
4	3237	962.8	241.8	35.01	16.27	407.3
6	1868	562.8	133.0			226.2
8	1055	345.1	74.56			131.3
20	622.5	198.5	42.32			76.43
2	375.4	116.3	31.34			46.80
4	226.9	74.49	22.17			26.49
6	143.7	51.74	16.02			19.68
8	101.9	37.48	11.79			14.15
30	77.21	27.86	8.766			10.61
2	61.66	21.80	6.348			8.287
4	48.63	116.64	4.837			6.428
6	40.34	13.67	3.829			5.278
8	34.37	10.97	2.821			4.319
40	29.85	8.879	2.096			3.593
2	25.39	7.305	1.612			2.989
4	22.62	6.130	1.270			2.579

Таблица 3

№	$\overline{\Pi}_1^2 \cdot 10^6$	$\overline{\Pi}_2^2 \cdot 10^6$	$\overline{\Pi}_3^2 \cdot 10^6$	$\overline{\Pi}_4^2 \cdot 10^6$	$\overline{\Pi}_5^2 \cdot 10^6$	$\overline{\Pi}^2 \cdot 10^6$
1	1000000	572500	455100	228000	232500	337000
2	852500	413300	222700	110900	107500	222100
3	389400	103100	89020	55140	35020	94550
4	223800	46000	38210	29220	16630	58250
5	103800	26030	24220	14020	8888	27630
6	60300	11990	10560	10460	4596	15500
7	37200	4510	4007	4260	2393	10340
8	22090	3038	1278	2404	1417	7978
9	16530	1870	539.7	2256	1299	6134
10	9298	1230	380.7	724.9	354.7	3893
2	3596	499.1	138.6	92.00	48.78	1960
4	2112	256.8	68.76	43.41	12.66	1166
6	901.4	152.2	44.62			480.5
8	547.6	96.41	29.69			286.1
20	489.1	54.81	20.12			237.9
2	305.5	37.46	16.72			211.2
4	192.9	29.12	13.86			127.8
6	144.6	18.32	8.825			93.19
8	91.44	14.85	6.758			57.02
30	73.80	13.36	4.465			28.74
2	69.07	10.77	2.834			26.63
4	60.82	9.416	2.503			25.42
6	50.11	6.756	2.087			25.37
8	45.07	6.067	1.659			24.81
40	40.00	5.090	1.326			24.39
2	35.66	4.104	1.148			23.37
4	31.87	3.346	0.9968			21.70

№	$\overline{\theta_1^2} \cdot 10^6$	$\overline{\theta_2^2} \cdot 10^6$	$\overline{\theta_3^2} \cdot 10^6$
1	2447000	1081000	713700
2	991100	726800	537300
3	765900	215000	145200
4	412500	117300	51200
5	169600	53850	34140
6	70360	31020	15320
7	56720	7751	4542
8	37630	2755	1260
9	23190	1398	294.3
10	16400	1206	92.55
2	1870	415.0	32.16
4	884.7	115.0	3.136
6	510.4	87.89	2.066
8	327.2	48.36	1.810
20	288.5	6.148	1.492
2	89.70	2.237	1.289
4	16.49	1.449	0.9757
6	9.286	1.207	0.8293
8	5.700	0.8102	0.7690
30	3.949	0.6172	0.3707
2	3.781	0.4626	0.2313

$\overline{\theta_4^2} \cdot 10^6$	$\overline{\theta_5^2} \cdot 10^6$	$\overline{\theta^2} \cdot 10^6$	$\overline{\nu^2} \cdot 10^6$	$\overline{\nu_c^2} \cdot 10^6$
604800	416500	668400	1005000	1000000
228000	146500	372500	584600	554200
89860	52070	171600	266200	281700
53730	34990	110800	169000	148300
27670	14500	46970	74600	83240
16480	8306	23390	38890	44950
7915	3885	16040	26380	26400
5694	3134	13740	21720	17780
4555	2670	8968	15100	11490
1037	586.8	6586	10480	7763
178.4	84.65	1083	3043	3631
41.71	2.580	490.1	1656	1841
		270.8	751.3	977.2
		165.3	451.4	549.7
		126.4	364.3	354.8
		59.82	271.0	218.8
		10.73	138.5	144.0
		6.053	99.24	93.33
		3.623	60.64	63.10
		1.568	30.31	44.77
		1.453	28.08	33.50
		1.365	26.78	28.18
		1.261	26.63	26.00

Две последних графы табл. 4 дают кинетическую температуру

$$\overline{v^2} = \overline{\Pi^2} + \overline{\theta^2} \quad (7)$$

и сглаженную кинетическую температуру $\overline{v_s^2}$. Ход логарифмов дисперсий скоростей изображен на рис. 2—3.

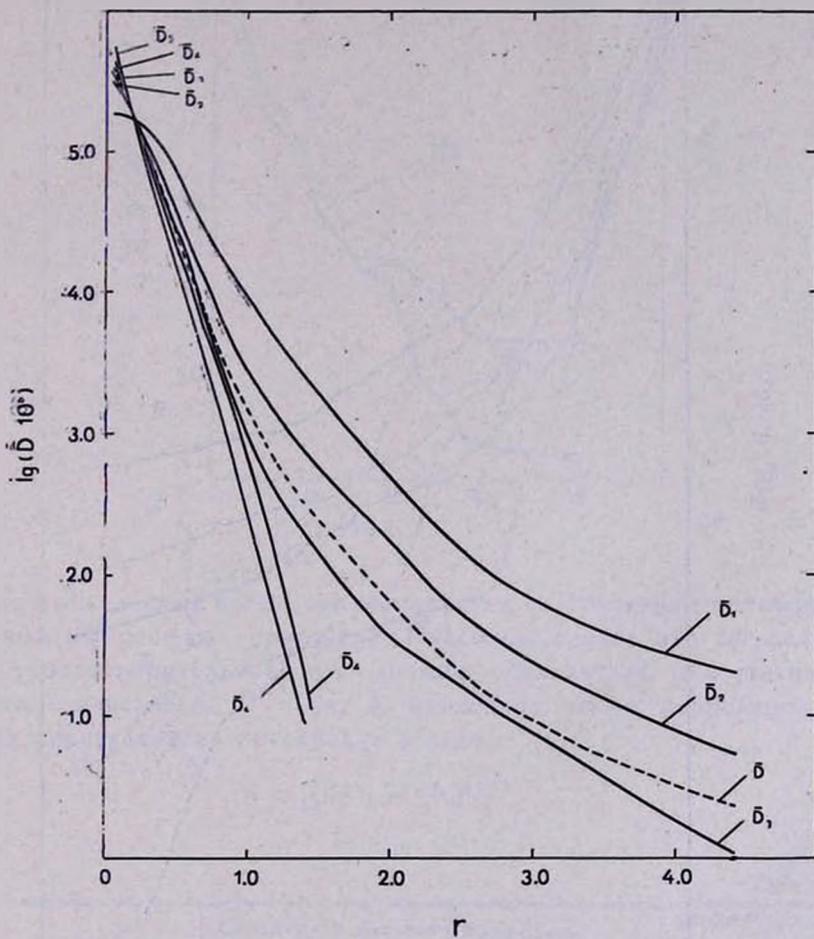


Рис. 1.

В процессе интегрирования уравнений движения в каждый момент времени определялись средние расстояния звезд от центра инерции и геометрического центра. Последний не совпадает с центром инерции исходной системы пяти тел из-за дисперсии масс. Средние расстояния звезд каждой массы от центра инерции и от геометрического центра системы пяти тел, а также сглаженные соответствующие расстояния представлены в табл. 5.

Графы табл. 6 дают: Φ — потенциал, полученный решением уравнения Пуассона для звездной плотности D , $\bar{\Phi}$ — решение урав-

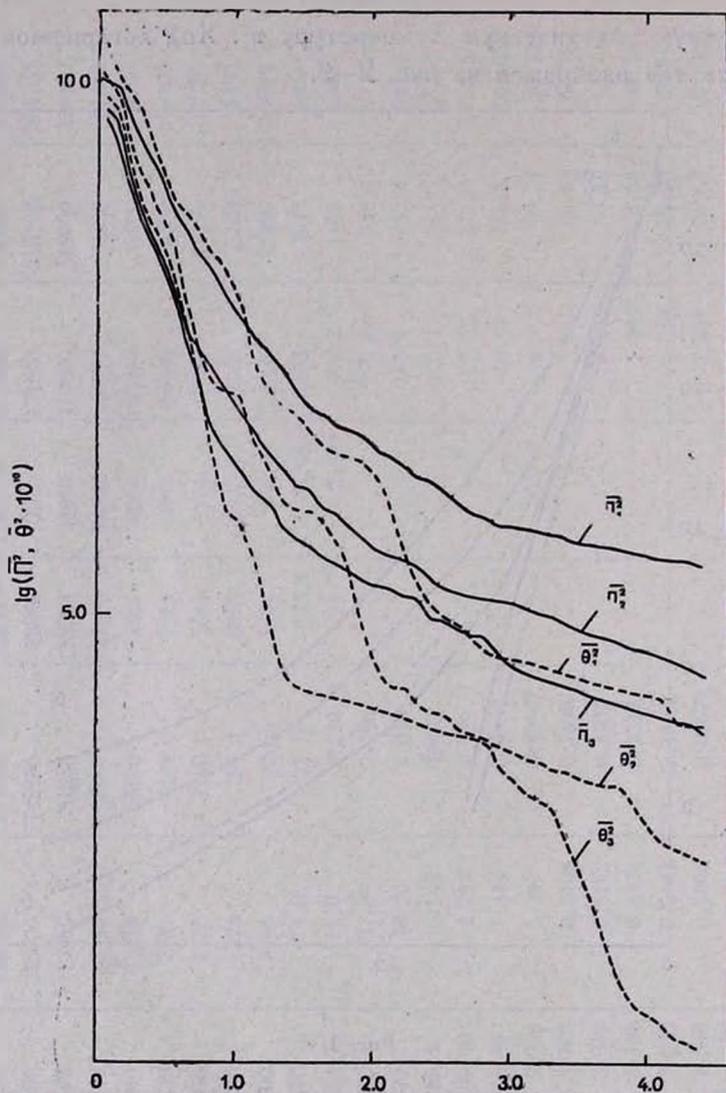


Рис. 2.

нения Пуассона для сглаженной звездной плотности \bar{D} , Φ_0 — непосредственно вычисленный потенциал регулярного поля, $(\Phi^2)_0$ — дисперсию регулярного потенциала, $(d\Phi/dt)_0$ — непосредственно опреде-

ленную производную потенциала Φ_0 по времени. Логарифмы вычисленного различными способами потенциала регулярного поля изображен на рис. 4. Как показывают табл. 6 и рис. 4, непосред-

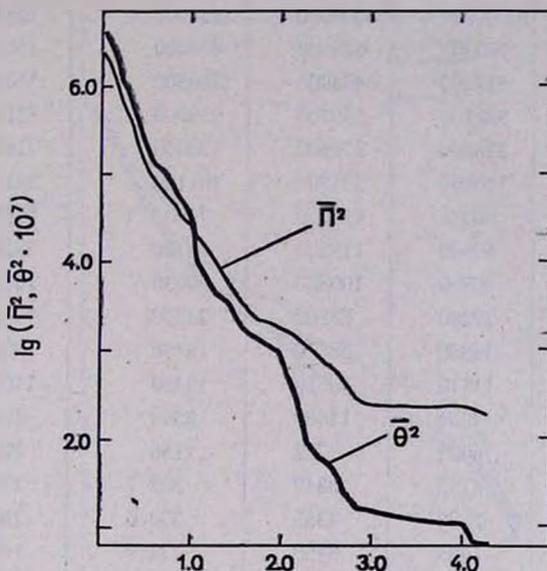


Рис. 3.

ственно вычисленный потенциал согласуется со значением потенциала, найденным из решения уравнения Пуассона, однако это согласие не вполне удовлетворительное, что должно объясняться недостаточным временем вычисления. В табл. 6 приведена также корреляционная функция иррегулярного потенциала в нуле

$$\chi = [(\Phi^2)_0 - (\Phi_0)^2]^{1/2}. \quad (8)$$

Таблица 5

m	Расстояние r_n от центра инерции	Сглаженное расстояние \bar{r}_n от центра инерции	Расстояние r_r от геометрического центра	Сглаженное расстояние \bar{r}_r от геометрического центра
1	1.81	1.84	1.68	1.71
2	1.68	1.63	1.64	1.60
3	1.26	1.23	1.47	1.40
4	0.582	0.691	0.779	0.984
5	0.578	0.525	0.777	0.802

Таблица 6

№	$\Phi \cdot 10^6$	$\bar{\Phi} \cdot 10^6$	$\Phi_0 \cdot 10^6$	$(\Phi^2)_0 \cdot 10^6$	$\gamma \cdot 10^6$	$(d\Phi/dt)_0 \cdot 10^6$
1	10000000	10000000	10000000	1530000	728200	1000000
2	770900	767200	626300	600400	456200	413500
3	524400	517500	404900	260500	310800	328300
4	345500	336100	368700	239000	321000	253800
5	226800	218000	270600	120000	216200	204800
6	148100	140300	201700	101100	245700	118300
7	97220	90230	156000	79900	235700	60690
8	65260	59690	118300	68120	232600	43750
9	44960	40960	100800	50030	199700	26190
10	32090	29260	86200	24390	130200	20070
2	18500	16880	38870	16400	122000	13400
4	12230	11110	18510	12460	110100	5546
6	8779	7964	14680	3384	56290	2590
8	6616	6025	9722	1156	32580	1666
20	4640	4195	8349	803.7	27090	1213
2	2752	2392	4365	370.6	18750	910.6
4	1910	1635	3455	124.9	10630	454.3
6	1421	1209	2877	71.83	7972	371.4
8	1095	929.1	2384	22.53	4104	200.7
30	855.8	726.3	1430	8.694	2579	123.2
2	671.3	569.7	1248	3.749	1480	77.93
4	521.3	442.9	1014	1.483	674.8	43.96
6	397.8	338.4	926.0	1.078	470.0	33.64
8	293.9	250.1	726.0	0.6195	304.1	25.73
40	204.7	174.3	446.4	0.2479	220.0	17.38
2	127.4	108.5	171.8	0.07031	202.0	14.24
4	59.86	50.98	50.69	0.01997	131.9	7.283

Как показывает табл. 6, в центральной области системы регулярный потенциал больше иррегулярного. Начиная с расстояния, приблизительно равного эффективному радиусу, напротив, преобладает иррегулярный потенциал. На периферии оба потенциала примерно равны. Результат сравнения потенциалов требует объяснения. Нам кажется, что он не вызван естественными флуктуациями потенциала.

Выводы. 1) Распределения физических характеристик в системе, построенной численно-экспериментальным методом, прослеживаются весьма уверенно. Относительно не очень малые флуктуации объясняются ограниченностью использованного времени вычисления.

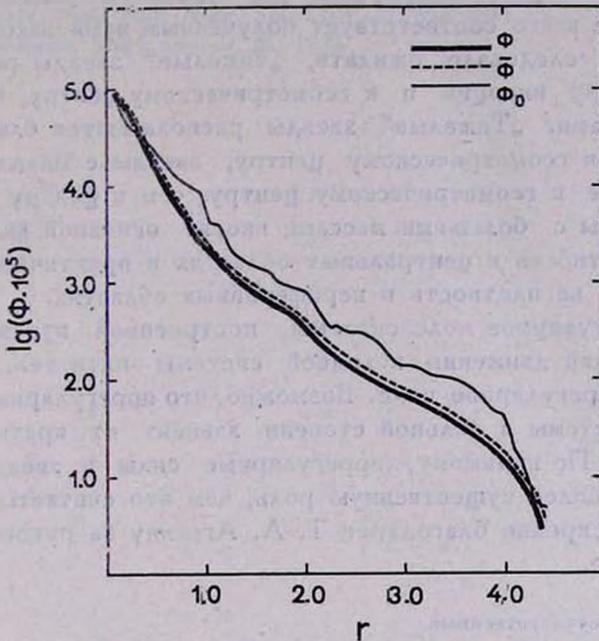


Рис. 4.

2) Как и следовало ожидать, градиент парциальной плотности тем больше, чем больше соответствующая масса.

3) Градиент дисперсии скоростей в обоих направлениях возрастает с увеличением массы.

Распределение скоростей в самом центре в точности сферическое. По мере удаления от центра эллипсоид скоростей становится все более вытянутым в радиальном направлении, однако в центральной области полный трансверсальный компонент больше радиального. Размер этой области несколько возрастает с увеличением массы звезды (исключение составляет звезда m_2), однако эта зависимость выражена крайне слабо и, возможно, объясняется естественными флуктуациями. Расстояние от центра, на котором радиальный и трансверсальный компоненты равны между собой, составляет примерно утроенный эффективный радиус системы.

4) Сильное изменение кинетической температуры показывает, что система не изотермична. Поэтому модели, построенные на пред-

положении с6 изотермичности квазистационарных скоплений, не могут считаться обоснованными.

5) Представляет интерес сравнение полученной модели с другими моделями сферических систем, в частности с политропными. Можно найти индекс политропы, для которого решение уравнения Эмдена лучше всего соответствует полученным нами законам.

6) Как и следовало ожидать, "тяжелые" звезды располагаются ближе к центру инерции и к геометрическому центру, чем звезды с малыми массами. "Тяжелые" звезды располагаются ближе к центру инерции, чем к геометрическому центру, звезды с малыми массами в среднем ближе к геометрическому центру, чем к центру инерции.

7) Звезды с большими массами вносят основной вклад в общую звездную плотность в центральных областях и практически не оказывают влияния на плотность в периферийных областях.

8) Иррегулярное поле системы, построенной путем интегрирования уравнений движения исходной системы пяти тел, того же порядка, что и регулярное поле. Возможно, что иррегулярный потенциал финальной системы в сильной степени зависит от кратности исходной системы. По-видимому, иррегулярные силы в звездных скоплениях играют более существенную роль, чем это считается.

Автор искренне благодарен Т. А. Агекяну за руководство и помощь в работе.

Ленинградский государственный
университет

NUMERICAL-EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF QUASI-STATIONARY SPHERICAL SYSTEM WITH STARS OF DIFFERENT MASSES

A. S. BARANOV

The application of the ergodic theory in stellar dynamics is considered. The possibility of the direct determination of time-averages in systems of not very high multiplicity is pointed out. By numerical experiment, quasi-stationary spherical system model of 5 bodies of different masses is constructed. Distributions of stellar density, potential, dispersions of peculiar velocities in radial and transversal directions and some other characteristics are considered.

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. А. Атекли, А. С. Баранов, *Астрофизика*, 5, 2, 1969.
2. А. Я. Хинчин, *Математические основания статистической механики*, т. II, ГИТТЛ, 1943.
3. G. D. Birkhoff, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*, 17, 656, 1931.
4. А. Н. Колмогоров, *УМН*, вып. V, 52, 1938.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 6

МАЙ, 1970

ВЫПУСК 2

ОБ ИЗМЕНЯЕМОСТИ ПЕРИОДОВ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ
ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД

А. Г. НУДЖЕНКО

Поступила 15 апреля 1969

Пересмотрена 27 декабря 1969

К 252 долгопериодическим переменным звездам был применен метод Sterne с целью выявления звезд, изменяющих период. Выделено 43 переменных, у которых изменчивость периода не может быть объяснена одними статистическими флуктуациями. Для всех звезд сопоставлена величина кумулятивной ошибки с периодом звезды.

Одной из характерных особенностей долгопериодических переменных звезд является не очень строгая периодичность. Длина периода их подвержена колебаниям, которые в большинстве случаев носят неправильный характер. Наблюдаемые у переменных звезд колебания периодов могут объясняться помимо эволюционных изменений наличием ошибок наблюдений и неточностью самого звездного механизма, как показали Эддингтон и Плакидис в 1929 г.

Подробная теория кажущихся изменений периодов переменных звезд дана в работе Sterne [1]. Чтобы объяснить непостоянство периодов, им было допущено существование так называемой кумулятивной ошибки в циклах переменных звезд. Период переменной в силу каких-то внутренних причин может быть неточным в определенных узких пределах. Эти случайные ошибки способны со временем накапливаться и создавать впечатление реальных изменений. Такие ошибки и называются кумулятивными. Метод Sterne позволяет разделить ошибки и исследовать реальное существование действительных колебаний периодов, выходящих за пределы влияния кумулятивных ошибок.

По методу Sterne на ЭВМ „Урал-2“ были обработаны моменты максимумов 252 мирид. Основным материалом послужили наблюдения,

№№	Звезда	Эпохи	Циклы	σ	$\mu(\sigma)$	σ	$\mu(\sigma)$	j	P	$\mu(P)$	ΔP	$\mu(\Delta P)$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	U And	0-62	57						347.24 ^d			
		13-33	20	$\pm 3.14^d$	$\pm 0.80^d$	$\pm 7.14^d$	$\pm 0.73^d$	1	342.65	$\pm 1.61^d$	$\pm 7.35^d$	$\pm 1.7^d$
		33-53	21	6.08	0.66	1.97	2.30	2	350.00	0.55		
2	RU And	0-78	72						235.04			
		0-18	19	3.36	0.5	7.05	0.5	1	241.44	1.68	10.02	1.91
		18-54	37	3.78	0.32	5.36	0.43	1	231.42	0.91		
3	R Aql	0-60	61						307.50			
		0-26	27	0.00		10.76		1	315.31	1.72	13.73	2.09
		26-60	35	3.25	0.22	6.83	0.21	1	301.53	1.18		
4	R Aur	20-68	49						457.38			
		20-43	24	3.16		10.08		1	451.22	2.11	12.34	2.60
		43-68	26	9.12	0.26	7.28	0.57	2	463.56	1.52		
5	R Cam	26-122	97						270.29			
		42-96	55	4.14	0.36	9.08	0.32	1	273.24	1.24	8.43	2.20
		96-122	27	0.00		9.26		1	264.81	1.80		
6	X Cam	1-113	112						143.44			
		1-49	49	3.78	0.17	0.09	1.22	16	142.28	0.04	2.14	0.19
		49-103	55	3.87	0.08	1.34	0.28	4	144.42	0.19		
7	R Cpc	0-60	59						361.85			
		0-20	20	7.01	1.21	9.28	1.71	2	354.71	2.13	16.15	2.56
		20-35	16	3.44	0.16	5.37	0.22	2	370.86	1.41		
8	R CVn	0-64	62						327.91			
		0-30	31	3.36	0.55	8.45	0.46	1	324.33	1.55	8.59	2.22
		30-55	16	0.00		7.94		1	332.88	1.59		
9	S Cmi	49-102	54						333.26			
		58-85	24	3.10	0.09	4.97	0.11	1	337.04	0.97	8.51	2.1
		85-102	18	0.00		7.68		1	328.53	1.86		
10	T Cmi	0-57	53						319.38			
		0-20	21	6.28	0.43	11.94	0.42	1	324.15	2.72	12.39	2.89
		20-44	25	5.71	0.08	5.00	0.16	2	311.76	1.06		

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
11	T Cep	2-73	72						389 ^d .18			
		2-36	15	$\pm 10^d$.43	$\pm 0^d$.26	$\pm 6^d$.31	$\pm 0^d$.65	3	386.91	$\pm 1^d$.13	8 ^d .07	$\pm 1^d$.45
		30-63	28	5.66	0.56	4.56	1.15	2	394.98	0.91		
12	U Cyg	0-63	64						464.40			
		0-25	26	14.62	0.44	0.00		5	462.40	0.43	7.47	2.61
		33-48	16	0.00		9.99		1	454.93	2.58	17.58	2.98
		48-63	16	9.14	0.05	5.17	0.62	3	472.51	1.50		
13	U Dra	8-58	50						317.58			
		8-31	23	3.28	0.08	3.08	0.16	2	313.32	0.67	8.60	0.69
		34-58	25	6.70	0	0.00		8	321.92	0.20		
14	W Dra	0-62	63						261.42			
		0-20	21	4.83	0.48	3.56	1.07	2	257.37	0.84	5.87	0.89
		20-62	43	6.57	0.39	1.73	1.50	3	263.24	0.27		
15	V Gem	44-91	48						275.45			
		48-68	21	6.51	0.26	0.00		7	270.43	0.25	11.95	3.05
		72-91	20	5.96	0.41	11.91	0.42	1	282.38			
16	S Her	70-137	67						307.76			
		70-99	30	5.64	0.07	4.38	0.15	2	301.64	0.85	11.05	1.27
		102-137	35	4.13	0.19	3.86	0.36	2	312.69	0.67		
17	SS Her	0-179	148						107.37			
		33-73	40	3.58	0.08	2.32	0.18	2	108.34	0.38	2.66	0.38
		73-106	33	3.49	0.11	0.00		11	105.68	0.06	1.69	0.49
		106-134	29	3.60	0.14	2.45	0.34	3	107.37	0.48		
18	R Hya	0-45	44						401.20			
		0-30	31	2.10	0.95	9.66	0.51	1	408.30	1.77	21.30	3.33
		30-45	14	0.00		10.80		1	387.00	2.83		
19	T Hya	0-61	56						287.43			
		15-29	15	4.9		0.00		5	294.32	0.31	10.68	1.22
		29-54	26	4.02	0.09	5.80	0.12	1	283.64	1.18		

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
20	S Lac	16—84	68						240 ^d .76			
		16—60	44	± 4.70	± 0.14	± 2.79	± 0.34	2	242.20	± 0.44	5.04	± 1.58
		65—84	20	2.16	0.32	6.57	0.22	1	237.16	1.52		
21	R Leo	0—53	54						313.48			
		0—18	19	5.55	0.19	4.89	0.38	2	318.03	1.21	7.23	1.87
		18—53	36	0.00		13.55		1	310.80	1.42		
22	R Lep	0—51	41						433.51			
		0—15	15					(1)	417.87	3.5	24.67	4.3 _y
		15—41	24	0.00		13.55		1	442.54	2.66		
23	RU Lib	0—59	52						317.73			
		0—22	20	6.13	0.42	4.84	0.82	2	320.82	1.08	7.42	1.40
		22—45	24	4.98	0.15	4.07	0.32	2	313.40	0.89		
24	S Lyr	8—61	54						298.23			
		8—39	32	3.64	0.21	4.26	0.33	2	300.60	0.77	5.58	1.22
		39—61	23	5.89	0.19	4.14	0.46	2	295.02	0.94		
25	W Lyr	0—95	96						196.18			
		16—47	32	1.70	0.07	4.23	0.06	1	184.26	0.76	4.01	1.10
		47—77	31	2.27	0.71	4.34	0.78	1	198.27	0.80		
26	Z Lyr	0—63	58						287.25			
		0—19	19	5.23	0.64	5.23	1.07	2	284.70	1.25	7.07	1.57
		19—44	26	4.82	0.10	4.63	0.18	2	291.77	0.96		
27	RS Lyr	5—57	47						303.88			
		5—28	18					(1)	298.56	(1.90)	(10.08)	2.58
		28—55	27	0.94	1.05	9.08	0.34	1	308.64	1.75		
28	Y Mon	6—76	71						231.04			
		6—41	36	5.91	0.29	0.96	1.44	6	228.74	0.2	8.46	1.32
		47—76	30	3.66	0.32	6.98	0.33	1	333.72	1.31		
29	Z Oph	0—58	57						349.83			
		0—28	29	5.82	0.65	8.68	0.85	1	351.61	1.67	6.02	1.68
		28—47	20	5.58		0.00		7	345.59	0.23		

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
30	S Ori	30-73	44						416.74			
		30-41	12					(1)	422.82	$\pm(2^d.97)$	$\pm 14^d.57$	$\pm 3^d.63$
		45-64	20	$\pm 3^d.68$	$\pm 0^d.76$	$\pm 9^d.74$	$\pm 0^d.52$	1	408.32	2.25		
31	V Ori	0-68	63						268.41			
		0-29	29	6.55	0.37	3.40	0.96	4	271.44	0.65	7.63	1.02
		29-50	22	6.53	0.55	1.03	2.66	3	263.81	0.78		
32	T Peg	0-48	40						373.71			
		13-29	17	8.24	0.23	4.81	0.69	5	362.23	0.60	15.04	0.78
		29-48	16					(5)	377.27	(0.51)		
33	U Per	5-75	70						322.14			
		5-46	41	3.31	0.14	7.32	0.13	1	318.49	1.15	8.82	2.52
		46-75	30	2.65	0.79	12.18	0.99	1	327.31	2.24		
34	Z Sco	11-57	47						351.04			
		11-38	28	5.90	0.31	7.15	0.55	2	354.69	1.41	8.69	2.40
		38-57	20	0.00		8.46		1	346.00	1.94		
35	RZ Sco	0-110	95						159.24			
		0-25	18	4.58	0.45	6.11	0.46	2	161.90	1.25	6.00	1.25
		32-69	37	3.36	0.27	0.00		14	155.90	0.05		
36	T Ser	0-50	45						340.48			
		0-22	20	2.17	3.18	13.03	1.53	1	345.77	2.78	12.82	3.19
		22-43	22	0.00		7.18		1	332.95	1.56		

1	2	3	4	5	6
37	SUM _n	0-166	158		
		26-48	20	+4. ^d 11	+1. ^d 02
		48-100	53	6.83	0.36
		100-152	53	5.40	0.24
38	SUM _i	11-76	65		
		11-32	22	2.37	0.62
		32-61	30	3.85	0.31
39	TUM _i	0-64	60		
		0-41	42	4.88	0.18
		41-64	19	3.74	1.18
40	U Umi	4-51	48		
		14-39	26	2.26	0.40
		39-51	13		
41	R Vir	0-138	127		
		60-90	31	1.91	0.13
		90-131	38	3.57	0.11
42	S Vir	49-91	43		
		49-64	16	3.60	0.57
		64-91	28	4.06	0.61
43	SS Vir	0-40	44		

Таблица 1 (продолжение)

7	8	9	10	11	12	13
7 ^d ₀₁	$\pm 1d09$	2	225 ^d ₉₅	$\pm 1d51$	$\pm 6d26$	$\pm 1d60$
3.66	0.93	2	229.98	0.53	3.76	0.58
1.90	0.83	4	227.48	0.27		
			326.14			
8.60	0.38	1	320.67	1.88	10.53	2.05
4.28	0.51	2	331.20	0.81		
			313.34			
4.15	0.36	2	315.55	0.65	5.90	1.60
6.90	1.10	1	309.65	1.46		
			327.70			
3.56	0.50	1	331.00	0.72	9.83	1.29
		(1)	321.17	(1.06)		
			145.86			
3.31	0.15	1	144.47	0.60	3.07	0.66
1.45	0.34	4	147.54	0.24		
			378.67			
4.74	0.85	1	372.86	1.27	9.03	1.7
5.80	0.83	1	381.89	1.14		
			355.02			
7.26	0.15	1	359.12	1.48	9.79	2.39
7.71	1.10	1	349.33	1.88		

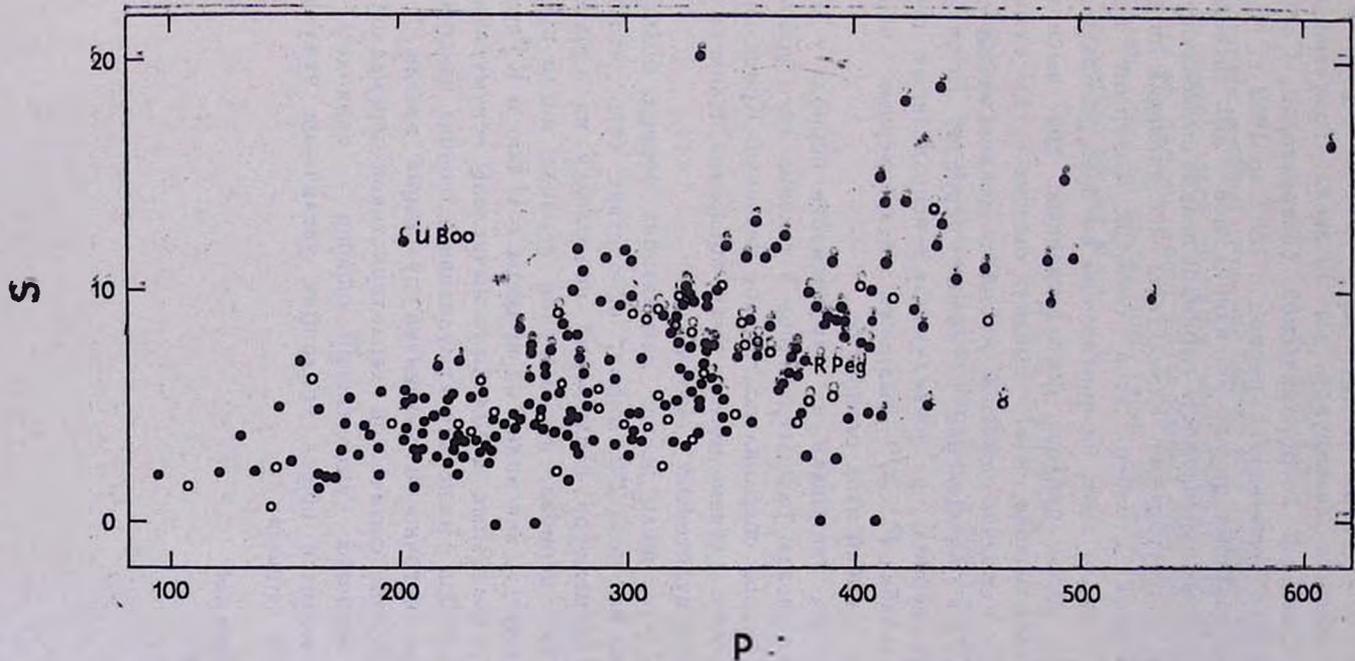


Рис. 1. Зависимость кумулятивной ошибки от периода звезды: ○ — звезды, изменяющие период, ● — звезды, не изменяющие период.

выполненные AAVSO и опубликованные Кемпбеллом [2]. Были включены также 22 момента максимумов для 12 звезд, полученные нами по пластинкам Одесской астрономической обсерватории. Собранные моменты максимумов охватывают период с 1882 по 1962 г. Наименьшее число использованных циклов 27, наибольшее — 210. Выделено 43 переменных, у которых изменчивость периодов нельзя объяснить одними статистическими флуктуациями. Результаты исследований помещены в табл. 1. Первый столбец этой таблицы содержит название звезды, второй — число эпох, на протяжении которых рассматривалась звезда, третий — число циклов, использованных при вычислениях, e — некумулятивная ошибка, $\mu(e)$ — средняя ошибка e , s — кумулятивная ошибка, $\mu(s)$ — средняя ошибка s , j — число циклов, взятое с конца и начала ряда для определения истинного периода, P — в первой строке средний период, в последующих — исправленные периоды, $\mu(P)$ — средняя ошибка P , ΔP — разности исправленных периодов, $\mu(\Delta P)$ — средние ошибки этих разностей.

Другие авторы указывали на изменчивость периода у U Boo и R Peg. Нами эти звезды рассматривались в течение того промежутка времени, когда период сохранял постоянное значение. Кривизна O—C диаграммы в обоих случаях может быть объяснена наличием в циклах переменных кумулятивных ошибок.

Возможно, что число звезд, изменяющих период, больше, чем нами обнаружено из числа 252 мирид, вследствие того, что у некоторых из них промежутки наблюдений приходился на участок действия постоянного периода, а изменения периода могли произойти вне этого промежутка, как видно из примера с U Boo и R Peg.

Для всех исследуемых звезд были вычислены некумулятивные и кумулятивные ошибки. Поскольку кумулятивная ошибка накапливается в основном из-за неточности механизма пульсаций звезды, она является определенной физической характеристикой переменной. Нами сопоставлена величина кумулятивной ошибки с периодом звезды (рис. 1). Наблюдается общая тенденция увеличения кумулятивной ошибки с ростом периода.

ON THE CHANGES OF PERIODS OF THE LONG-PERIOD VARIABLE STARS

A. G. NUDJENKO

Sterne's method was applied to 252 long-period variable stars in order to reveal stars changing their periods. 43 variable stars whose variability of periods cannot be explained only by statistic fluctuations are chosen. For all stars, the value of cumulative error is compared with the period of the star.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *T. E. Sterne*, Harv. Circ., NN, 386—387, 1934.
2. *L. Campbell*, Studies of Long-Period Variables, AAVSO, Massachusetts, 1955.

ГЕНЕРАЦИЯ ОБЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗВЕЗД
КОНВЕКТИВНЫМИ ОБОЛОЧКАМИ С НЕПОЛНОЙ
ИОНИЗАЦИЕЙ. I.

Э. М. ДРОБЫШЕВСКИЙ

Получена 18 июля 1968

Пересмотрена 17 ноября 1969

Рассматривается генерация общего магнитного поля вращающихся звезд конвективными оболочками с частичной ионизацией в результате возникновения инерционных ЭДС при кориолисовом ускорении конвективных потоков. В предположении, что обмен количеством движения между конвективными элементами осуществляется только благодаря их гидродинамическому взаимодействию (как показано, последнее способно обеспечить необходимую величину кориолисовых сил), вычисляется напряженность магнитного поля H_p на полюсах Солнца. Вычисления произведены с учетом влияния кориолисовых сил на параметры частично ионизованной плазмы в пределах конвективных элементов. Получено значение $H_p \approx 5 \cdot 10^{-4}$ эрстед, что значительно меньше величины (~ 1 эрстед), приписываемой в настоящее время напряженности общего магнитного поля Солнца в приполярных областях. Такое расхождение может служить указанием на негидродинамическую природу кориолисовых сил или на существование некоего механизма усиления поля.

1. В предыдущей работе [1] была произведена оценка напряженности общего магнитного поля, генерируемого азимутальными токами инерционного происхождения во внешних конвективных зонах горячих вращающихся звезд главной последовательности. Результаты расчета магнитных полей для звезд ранних спектральных классов (начиная с A5) неплохо согласуются с измерениями [2]. Для звезд более поздних классов расчет дает значения меньше наблюдаемых, причем расхождение возрастает по мере уменьшения эффективной температуры звезды. Поскольку ошибка измерений составляет обычно величину порядка 100 эрстед [2], из-за чего слабые магнитные поля не могут быть обнаружены, то отмеченное расхождение можно попытаться объяснить наблюдательной селекцией.

С другой стороны, как было указано в [1], учет неполной ионизации газа во внешних слоях мог бы увеличить расчетные значения магнитного поля. Действительно, повышение степени ионизации газа в горячих восходящих конвективных потоках и уменьшение ее в холодных нисходящих должно, на первый взгляд, привести к увеличению результирующего азимутального тока.

В настоящей работе рассматривается генерация магнитного поля конвективными зонами с частичной ионизацией газа, причем уделяется внимание выяснению природы сил, сообщающих конвективным потокам кориолисово ускорение. Попутно проводится более детальное рассмотрение основных предположений. Гидромагнитные явления и процессы, связанные с достижением стационарного состояния, не принимаются во внимание.

2. Величина инерционной ЭДС в частично ионизованной плазме определяется выражением [3]:

$$\vec{E}^i = \frac{1}{e(\alpha_{in} + \alpha_{en})} \left[(\alpha_{in} m_e - \alpha_{en} m_i) \frac{d\vec{V}_i}{dt} + \right. \\ \left. + \frac{\rho}{n_0} \frac{\alpha_{en} - \alpha_{in} f_{ei}}{x(1 + f_{ei}) + (1 - x)f_{ni}} \frac{d\vec{V}}{dt} \right]. \quad (1)$$

Здесь подстрочные индексы n, i, e относятся к нейтральной, ионной и электронной компонентам; n — концентрация частиц ($n_e = n_i$; $n_0 = n_n + n_i$); $\rho = n_i m_i + n_e m_e$ — плотность плазмы; $x = n_i/n_0$ — степень ионизации; m — масса отдельной частицы; \vec{V} и \vec{V}_i — среднemasовые скорости газа и ионной компоненты; f_{ei} и f_{ni} — отношение ускоряющей силы, приходящейся в среднем на одну частицу (на электрон или нейтральный атом), к силе, действующей на ион (имеются в виду силы любой природы, кроме трения между компонентами); комплекс α_{en} определяется через частоту столкновений ν_{en} электрона с нейтральными атомами: $\alpha_{en} = \nu_{en}(m_e m_n)/(m_e n_e + m_n n_n)$.

В рассматриваемых условиях с большой точностью $d\vec{V}_i/dt = d\vec{V}/dt$, $\alpha_{en} m_i \gg \alpha_{in} m_e$, и можно считать $m_n = m_i$; при $x \leq 1/2$ $\alpha_{in} \gg \alpha_{en}$, а при $x \approx 1$ $\alpha_{en} \gg \alpha_{in}$.

Имея это в виду, нетрудно видеть, что благодаря наличию нейтральной компоненты инерционная ЭДС гораздо сильнее, нежели в двухкомпонентной плазме, зависит от природы приводящих ее в дви-

жение сил. Если при изменении f_{ei} от 1 до ∞ величина E^i в двухкомпонентной плазме увеличивается только вдвое и становится равной

$$\vec{E}^i = -\frac{m_i}{e} \frac{d\vec{V}^*}{dt}, \quad (2)$$

то в плазме с нейтральным газом инерционная ЭДС изменяется от

$$\vec{E}^i = -\frac{m_n}{1+x} \frac{1}{e} \frac{d\vec{V}}{dt} \quad (3)$$

в случае $f_{ei} = 1$ и $f_{ni} = 1$ до

$$\vec{E}^i = -\frac{m_n}{x} \frac{1}{e} \frac{d\vec{V}}{dt}, \quad (4)$$

при $f_{ei} = \infty$ и $f_{ni} = 1$; таким образом, при малой степени ионизации ЭДС могут отличаться на несколько порядков (\sim в $1/x$ раз).

Отсюда следует не критичность выполненных в [1] оценок напряженности магнитного поля горячих вращающихся звезд по отношению к природе кориолисовых сил и, наоборот, возможность выяснения природы последних, а тем самым механизма обмена количеством движения в зоне конвекции, путем вычисления и сравнения с наблюдаемыми величинами магнитных полей более холодных звезд.

3. Чтобы выяснить, какие силы могут сообщать конвективным элементам кориолисово ускорение, рассмотрим отдельный поднимающийся объем. Благодаря действию инерции он должен проскальзывать относительно окружающей среды в азимутальном направлении, и его траектория будет отклоняться от вертикали к западу. Скорость проскальзывания Δv_{φ} не будет слишком большой хотя бы вследствие гидродинамического сопротивления окружающей среды.

Достаточна ли сила гидродинамического сопротивления для сообщения конвективному элементу азимутального ускорения, равного $2\Omega V_r \cos \vartheta$ (угол ϑ — широта)? Предположим, что конвективный элемент поднимается со скоростью V_r в однородной турбулизованной среде, вращающейся с постоянной угловой скоростью Ω . Плотности элемента и среды отличаются слабо. Турбулентная вязкость среды

* При вычислении магнитных полей звезд в [1] величина ЭДС определялась именно с помощью этого выражения.

$\eta = \chi \rho V_r h$ [4]; здесь h — высота однородной атмосферы $\left(h = \frac{1}{\rho} \int_r^{\infty} \rho dr, \right.$

$h \ll r$), характеризующая масштаб турбулентности в конвективной зоне (размер конвективного элемента приблизительно равен h) [5, 6]; χ — безразмерный коэффициент ($0.1 < \chi \leq 1$). Действующая на элемент в азимутальном направлении инерционная кориолисова сила

$$F_{\text{кор.}} = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{h}{2} \right)^3 \rho 2V_r \left(\Omega - \frac{\Delta v_\varphi}{r \cos \vartheta} \right) \cos \vartheta$$

уравновешивается силой сопротивления $F_{\text{сопр.}} = 6 \pi \eta (h/2) \Delta v_\varphi$. Поскольку число Рейнольдса, вычисленное для скорости проскальзывания Δv_φ по турбулентной вязкости, оказывается меньше единицы, используется формула Стокса. Отметим, что она дает меньшую по сравнению с прочими (например, формулой Озеена) величину сопротивления [4, 7]; возможное отличие формы конвективного элемента от сферической несколько меняет в ней численный коэффициент.

Из равенства $F_{\text{кор.}} = F_{\text{сопр.}}$ с учетом $r \gg h$ получается

$$\frac{\Delta v_\varphi}{V_\varphi} = \frac{\Delta v_\varphi}{\Omega r \cos \vartheta} = \frac{h}{9 \chi r} \ll 1.$$

Отсюда следует, что сила сопротивления достаточна, чтобы сообщить конвективному элементу ускорение, с большой точностью равное $(d\vec{V}/dt)_\varphi = 2V_r \Omega \cos \vartheta$. Это тем более верно, поскольку поднимающиеся элементы движутся не в покоящейся среде, а окружены опускающимися газом, из-за чего удваивается относительная величина скорости проскальзывания и соответственно растет сила $F_{\text{сопр.}}$.

Таким образом, восходящие и нисходящие конвективные потоки имеют возможность приобретать азимутальное кориолисово ускорение за счет гидродинамического взаимодействия. Как известно [4, 7], треть величины сопротивления, даваемого формулой Стокса, обусловлена распределением давления по поверхности тела, остальное — трением о поверхность. Трение в данном случае есть следствие турбулентного обмена объемами, меньшими, но сравнимыми по величине с самими конвективными элементами, так что сопротивление движению таких объемов также, в свою очередь, складывается из сил давления и „вязких“ сил и т. д. Молекулярная вязкость играет ничтожную роль в передаче импульса по сравнению с градиентами давления, возникающими при турбулентном перемешивании, и поэтому можно счи-

тать, что кориолисово ускорение конвективных потоков осуществляется градиентами давлений*

$$\left(\frac{d\vec{V}}{dt}\right)_\varphi = 2\Omega V_r \cos \theta = -\frac{1}{\rho} \text{grad}_\varphi p. \quad (5)$$

Полный массовый расход через поверхность произвольного радиуса равен нулю, и избыточные давления в восходящих и нисходящих потоках на данном радиусе в среднем уравниваются

$$\left(\int \text{grad}_\varphi p d\varphi\right)_{V_r > 0} + \left(\int \text{grad}_\varphi p d\varphi\right)_{V_r < 0} = 0.$$

Для вычисления величины кориолисова ускорения необходимо знать зависимость $\Omega(r)$. Обычно считается (см., например, [10]), что в пределах конвективных зон вращающихся звезд угловая скорость постоянна ввиду очень сильного перемешивания. Именно это предположение и использовалось выше при оценках. Существует, однако, мнение, что реализуется отличающийся от $\Omega = \text{const}$ закон вращения. Это может быть, например, следствием анизотропии турбулентной вязкости, обусловленной турбулентным переносом [11]. Проведенное Киппенханом рассмотрение [12] показало, что лучшее согласие с наблюдениями (имеется в виду экваториальное ускорение Солнца) дает предположение о большей величине горизонтальных компонент тензора вязкости по сравнению с вертикальной компонентой. Такая анизотропия приводит к закону $\Omega = \text{const} \cdot r^q$ (где $q > 0$). К заключению о падении угловой скорости с глубиной или, по крайней мере, ее постоянстве в подфотосферных слоях приходит на основе анализа баланса углового момента Рубашев [13]. Поскольку эти выводы носят предварительный характер, далее везде принято $\Omega = \text{const}$.

4. Чтобы определить радиальные компоненты скорости и отыскать осредненные электрические параметры среды, можно воспользоваться двухсоставной моделью конвекции, которая для солнечной грануляции дает неплохое согласие с наблюдениями [5]. Нагретый газ поднимается в виде отдельных „пузырей“, беспорядочно расположенных в среде охлажденного опускающегося газа (или наоборот). Параметры первого обозначены индексом 1, второго — индексом 2. Обо-

* Впервые на возможность генерации азимутального электрического тока градиентами давления, возникающими под действием кориолисовых сил, указал Каулинг [8, 9], который для величины генерируемого таким образом магнитного поля Солнца получил значение около 10^{-6} эрстед. Вычисления выполнялись в предположении существования конвективного ядра.

значения, относящиеся к осредненным на данном радиусе величинам, даны без индекса; поэтому, например, $T_1 > T > T_2$. Считается, что $T_1 - T_2 \ll T_1 + T_2$. Доля объема, занимаемая движущимся вверх более горячим газом, составляет ξ .

Обычно принимается, что давление на данном радиусе постоянно [5]. Однако, поскольку конвективные элементы, как было показано, могут приобретать кориолисово ускорение под действием азимутальных градиентов давления, следует выяснить, насколько велики флуктуации давления в направлении вращения по сравнению со средним давлением на данном радиусе и как их существование отразится на величине инерционной ЭДС и других электрических параметрах. Так как основной вклад в генерацию магнитного поля дают относительно тонкие внешние слои конвективной зоны [1], то в приводимых ниже оценках используются характерные для указанных слоев величины.

На длине конвективного элемента ($\sim h$) перепад давления $\Delta_{\varphi} p$ будет

$$\Delta_{\varphi} p \approx h \operatorname{grad}_{\varphi} p = -2h\rho\Omega V_r \cos \vartheta,$$

а полное давление $p = g \int_r^{\infty} \rho dr$ (g — ускорение силы тяжести; $g \approx \text{const}$).

Вспоминая определение высоты однородной атмосферы h , имеем

$$\frac{\Delta_{\varphi} p}{p} = \frac{2\Omega V_r}{g} \cos \vartheta,$$

что в конвективных оболочках звезд главной последовательности ($\Omega \lesssim 10^{-4}$ 1/сек; $g \approx 10^4$ см/сек²) составляет не более 0.01, а в большинстве случаев гораздо меньше.

Флуктуации давления приводят к появлению градиентов температуры в пределах отдельного конвективного элемента. Эффект максимален в случае адиабатического процесса с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$:

$$\Delta_{\varphi} T = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{T}{p} \Delta_{\varphi} p = \frac{\gamma - 1}{\gamma} T \frac{2\Omega V_r}{g} \cos \vartheta.$$

Разность температур между восходящими и нисходящими потоками $T_1 - T_2$ и скорость конвекции V_r определяются выражениями [5]

$$T_1 - T_2 \approx \frac{1}{2} (\nabla - \nabla_{\text{ад}}) T, \quad V_r^2 \approx gh \frac{T_1 - T_2}{T},$$

где $\nabla - \nabla_{\text{ад}}$ — разность структурного и адиабатического логарифми-

ческих градиентов температуры. В наружных слоях конвективных оболочек $\gamma - \gamma_{\text{эл}} \gtrsim 0.01$ [14, 15], $h \approx 10^7 + 10^8$ см и

$$\frac{\Delta_z T}{T_1 - T_2} = 2\sqrt{2} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \Omega \left[\frac{h}{g(\gamma - \gamma_{\text{эл}})} \right]^{1/2} \cos \theta \lesssim 0.1.$$

Поэтому при сравнении параметров восходящих и нисходящих потоков можно не учитывать изменений, обусловленных наличием кориолисовых сил, полагая $p_1 = p_2 = p$, а T_1 и T_2 и связанные с ними величины постоянными в пределах конвективных элементов.

Однако если рассматриваемая величина зависит от градиента некоторого параметра в пределах отдельного конвективного элемента, то указанные изменения необходимо принимать во внимание. Это касается, в первую очередь, вычисления инерционной ЭДС, а именно, параметра f_{ni} , который в данном случае определяется выражением

$$f_{ni} = \frac{\frac{1}{n_n} \text{grad}_z p_n}{\frac{1}{n_i} \text{grad}_z p_i} = \frac{x}{1-x} \frac{1-x^2-2p \frac{dx}{dp}}{x(1+x)+p \frac{dx}{dp}}. \quad (6)$$

Поскольку плазма предполагается термически равновесной и однократно ионизованной, то $p_i = p_e$ и $f_{ni} \equiv 1$.

Для отыскания производной dx/dp можно воспользоваться уравнением состояния газа и уравнением Саха [16], определяющим степень ионизации в условиях термодинамического равновесия. Кроме того, следует сделать некие предположения о характере процесса сжатия газа кориолисовыми силами.

Ввиду большой оптической толщины конвективных элементов в большей части конвективной зоны допустимо считать, что изменения параметров газа в них происходят адиабатически [5]. Тогда при малых степенях ионизации $(dx/dp)_{\text{эл}} > 0$, а это значит, что благодаря гидродинамическому взаимодействию восходящих и нисходящих потоков имеет место увеличение градиента парциального давления плазменной компоненты за счет уменьшения такового для нейтральной компоненты, т. е. падение величины параметра f_{ni} и возрастание инерционной ЭДС. С ростом x значение $(dx/dp)_{\text{эл}}$ уменьшается, проходит через ноль (когда $dx/dp = 0$, $f_{ni} = 1$), становится отрицательным, но при $x \rightarrow 1$ снова стремится к 0.

Адиабатичность процесса может нарушаться только в самых внешних слоях конвективной зоны, где конвективный перенос энергии

становится малым по сравнению с радиационным переносом. В предельном случае изотермического процесса, когда кориолисовы градиент давления (5) совершенно не влияет на температуру газа в пределах конвективной ячейки (что фактически не реализуется, пока существует конвекция), $f_{nt} \equiv 2$.

5. В восходящих и нисходящих конвективных элементах действуют противоположно направленные кориолисовы ЭДС. Для вычисления результирующего азимутального электрического тока следует воспользоваться какой-либо конкретной моделью конвекции, например, упоминавшейся выше двухсоставной моделью. При этом необходимо несколько конкретизировать модель, приписывая беспорядочно расположенным восходящим элементам определенную форму, например, сферическую. Пользуясь формальной аналогией между электростатикой диэлектриков и теорией постоянного электрического тока [17, 18], когда диэлектрическая проницаемость сопоставляется с проводимостью, можно определить усредненную электропроводность такой среды [17—20], а также результирующий ток, если известны значения ЭДС, действующих в отдельных элементах.

Численный анализ показывает, что при изменении параметров в интересующих нас пределах ($0.1 \lesssim E_1^i/E_2^i \lesssim 10.0$; $1.0 < \sigma_1/\sigma_2 \lesssim 10.0$; $0.5 \lesssim \xi \lesssim 0.6$) найденная вышеупомянутым способом средняя плотность тока имеет значение, промежуточное между значениями тока в двух предельных случаях слоистых моделей.

Модели эти таковы, что плоские слои одного вещества чередуются со слоями другого вещества, и электродвижущие силы в одном случае действуют параллельно слоям, а в другом — нормально им. В первом случае („экваториальная“ модель) средняя плотность азимутального тока будет

$$j_{\varphi \text{ экв}} = \xi \sigma_1 E_{\varphi 1} + (1 - \xi) \sigma_2 E_{\varphi 2}. \quad (7)$$

Во втором случае („меридиональная“ модель)

$$j_{\varphi \text{ мер}} = \frac{\xi E_{\varphi 1} + (1 - \xi) E_{\varphi 2}}{\frac{\xi}{\sigma_1} + \frac{1 - \xi}{\sigma_2}}. \quad (8)$$

Истинный средний ток в конвективной зоне j_{φ} будет

$$j_{\varphi} = i j_{\varphi \text{ экв}} + (1 - i) j_{\varphi \text{ мер}}, \quad (9)$$

где i лежит в пределах $1/2 \lesssim i \lesssim 3/4$; если $j_{\text{экв.}}/j_{\text{мер}} = 2.5$, что имеет

место при рассмотрении конвекции сильно ионизованной плазмы [1], то $i \approx 2/3$.

Азимутальная составляющая инерционной ЭДС (кориолисова ЭДС) E_φ в восходящих и нисходящих конвективных потоках будет вычисляться по формуле

$$E_\varphi = -\frac{m_n}{e} \frac{2\Omega V_r}{2x + (1-x)f_{ni}} \cos \vartheta, \quad (10)$$

которая получается из (1) для частично ионизованного газа ($x \leq 1/2$) при $m_n = m_i$, $f_{ni} = 1$. Выражение (10) применимо и к более глубоким слоям конвективной зоны, где $x > 1/2$, поскольку при $x > 1/2$ оно дает очень слабо отличающееся от истинного значение, которое при $x = 1$ совпадает с точным. Можно также добавить, что в рассмотренном ниже примере основной вклад в генерацию поля дают именно слои с $x \leq 1/2$.

Проводимость σ определяется частотой столкновений ν электронов с ионами ($\nu_{ei} = \frac{e^2}{4\pi m_e} \frac{ni}{T^{3/2}}$; $\kappa = 3 \cdot 10^7$ СГСЕ — постоянная, включающая кулоновский логарифм [21]) и нейтральными атомами водорода ($\nu_{en} = q_{en} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}}$; $q_{en} = 32 \pi a_0^2 = 2.8 \cdot 10^{-15}$ см² — сечение взаимодействия электрона с атомом водорода при $T \approx 0.7$ эв [22])

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e (\nu_{ei} + \nu_{en})}. \quad (11)$$

Необходимы также условие равенства нулю потока массы через поверхность произвольного радиуса

$$\xi \rho_1 V_{r1} + (1 - \xi) \rho_2 V_{r2} = 0 \quad (12)$$

и уравнение конвективного переноса энергии

$$\pi F_k = \frac{aL}{4\pi r^2} = \xi \rho_1 V_{r1} \int_0^{T_1} c_p dT + (1 - \xi) \rho_2 V_{r2} \int_0^{T_2} c_p dT \quad (13)$$

с учетом (12)

$$\pi F_k = \xi \rho_1 V_{r1} \int_{T_2}^{T_1} c_p dT = \xi \rho_1 V_{r1} \left[c_p + \frac{1}{2} \frac{dc_p}{dT} (\Delta T_1 - \Delta T_2) \right] (T_1 - T_2). \quad (14)$$

Второй член в квадратных скобках, как показывают оценки, мал по сравнению с предыдущим членом, и поэтому его можно опустить.

Здесь L — светимость звезды; α — доля энергии, переносимой конвекцией; c_p — теплоемкость газа при постоянном давлении; πF_k — осредненный поток энергии, переносимый конвекцией; $\Delta T_1 = T_1 - T$; $\Delta T_2 = T - T_2$.

После подстановки в (7) и (8) величины кориолисовой ЭДС (10) из полученных выражений с учетом (12) и уравнения состояния $\rho = (m_p p)/(1+x)kT$ выносится общий множитель $\xi p_1 V_{c1}$. Оставшиеся в числителе разности разлагаются в ряд по степеням ΔT_1 и ΔT_2 , и члены второго и более порядка относительно ΔT опускаются. Знаменатель в выражении (8) также следует разложить в ряд по степеням ΔT ; в результате он принимает вид $\frac{1}{\sigma} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left[(1-\xi) \frac{\Delta T_2}{T} - \xi \frac{\Delta T_1}{T} \right] \zeta \right\}$, где ζ монотонно изменяется от 3, в случае полностью ионизованной плазмы, до $(3/2 + eV_j/kT)$ — для слабо ионизованной. Как показывают оценки (численные значения для T_1 и T_2 можно найти, например, в [5]; $\xi \approx 0.5$), абсолютная величина второго слагаемого в фигурных скобках едва ли достигает $0.2 \div 0.3$, и поэтому оно также опускается.

Окончательно плотности токов для обеих моделей с учетом (14) выражаются через величину конвективного потока энергии и осредненные для данного уровня конвективной зоны параметры:

$$j_{\tau \text{эки}} = -\frac{2k}{e} \frac{\alpha L}{4\pi r^2} \frac{\Omega}{\rho c_p} \frac{d}{dT} \left[\frac{T\sigma(1+x)}{2x + (1-x)f_{nl}} \right]_p \cos \vartheta, \quad (15)$$

$$j_{\text{мер}} = -\frac{2k}{e} \frac{\alpha L}{4\pi r^2} \frac{\Omega}{\rho c_p} \sigma \frac{d}{dT} \left[\frac{T(1+x)}{2x + (1-x)f_{nl}} \right]_p \cos \vartheta. \quad (16)$$

Производные в (15) и (16) легко вычислить, если воспользоваться (6) и уравнением Саха.

Напряженность магнитного поля на полюсе звезды вычисляется по формуле [1]:

$$H_p = \frac{8\pi}{3c} \frac{1}{R^3} \int_{R_1}^{R_k} j_{\tau} \frac{r^2 dr}{\cos \vartheta}, \quad (17)$$

где c — скорость света, R — радиус звезды, R_1 — внутренний радиус конвективной зоны, R_k — внешний радиус конвективной зоны.

6. Для звезд поздних спектральных классов, настолько холодных, чтобы внешние слои были слабо ионизованы, пока отсутствуют сведения относительно величины их магнитных полей. Поэтому вычисление напряженности общего магнитного поля, генерируемого рассматриваемым механизмом, было произведено для Солнца, хотя его едва ли можно считать магнитной звездой. Действительно, измеряемое среднее приполярное магнитное поле его довольно мало (~ 1 эрстед) не только по сравнению с известными полями других звезд и его собственных активных областей ($\sim 10^3$ эрстед), но и по сравнению с хаотическими полями, коррелирующими с солнечной грануляцией (~ 10 эрстед) [23]. Последнее, отчасти, давало повод к сомнению в существовании у Солнца общего магнитного поля названной величины [9, 24].

В расчетах использовалась модель водородной конвективной зоны, приведенная в [14]. Конвекция в этой модели имеет место вплоть до оптической глубины $\tau_k = 0.8$ (геометрическая глубина $Z_k = R - R_k = 505$ км; $T = 6200$ °К; $\rho = 1.1 \cdot 10^5$ дин/см²; $\rho_s = 36.8$ дин/см²). Так как вблизи этого слоя происходит переход от конвективного переноса энергии к лучистому, то принималось, что $\alpha = 1$ при $Z > Z_k = 505$ км и $\alpha = 0$ при $Z < Z_k$. Более тщательный учет изменения α вблизи $Z = Z_k$ не имеет смысла, так как здесь же происходит резкое уменьшение плотности тока, вызванное падением электропроводности газа.

На рисунке представлены зависимости величины азимутального тока j_φ от глубины Z в диапазоне от $Z_k = 505$ км до $Z \approx 1000$ км, где протекают токи, дающие более половины вклада в генерацию магнитного поля. Плотности токов вычислены для экваториальных и меридиональных моделей при $f_{ni} = \text{var}$ (в адиабатическом приближении), $f_{ni} = 2$ (в изотермическом приближении), а также при $f_{ni} = 1$ (случай, когда влияние кориолисовых сил на параметры газа не учитывается).

Общим для всех кривых является наличие сильного максимума приблизительно в 100 км от внешней границы конвективной зоны, что является следствием, с одной стороны, быстрого нарастания скорости конвективных движений из-за падения плотности газа, а с другой стороны, более резкого падения электропроводности из-за малой ионизации.

Положительный знак $j_{\varphi \text{ мер}}$ при $f_{ni} = \text{var}$ объясняется большей величиной инерционной ЭДС E_φ в холодных конвективных потоках вследствие меньшего значения в них f_{ni} по сравнению с горячими потоками во внешних слабоионизованных слоях (см. (10)). Этим же

объясняется быстрое падение с увеличением глубины после достижения максимума плотности тока для экваториальной модели $j_{\text{экв}}$ ($f_{nl} = \text{var}$).

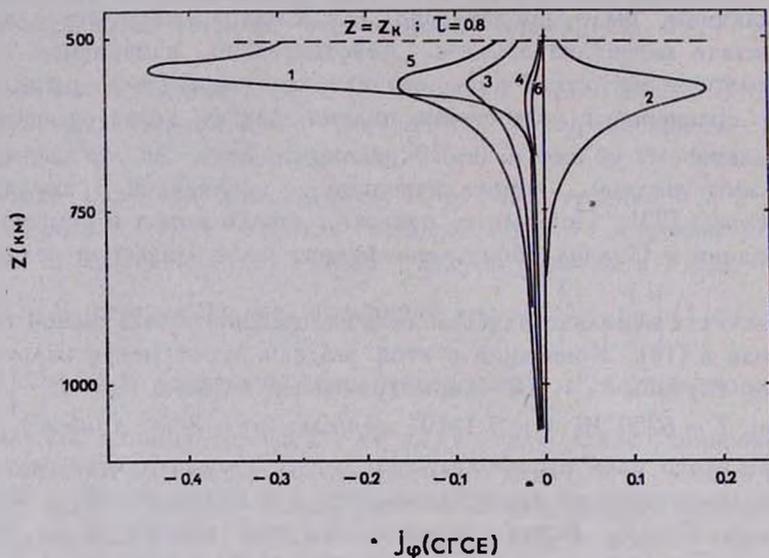


Рис. 1. Распределение плотности азимутального тока j_{ϕ} в водородной конвективной зоне Солнца для „экваториальной“ (кривые 1, 3, 5) и „меридиональной“ (кривые 2, 4, 6) моделей с учетом и без учета влияния кориолисовых сил на параметры газа в конвективных потоках (1 и 2 — $f_{nl} = \text{var}$ — адiabатический процесс; 3 и 4 — $f_{nl} = 2$ — изотермический процесс; 5 и 6 — $f_{nl} = 1$ — степень ионизации в пределах конвективного элемента постоянна).

На большой глубине, где газ сильно ионизован, различие в значениях f_{nl} перестает сказываться, влиянием кориолисовых сил на параметры газа можно полностью пренебречь, и величина азимутального тока для экваториальной модели в 2.5 раза превосходит величину, соответствующую меридиональной модели, что совпадает с картиной, имеющей место в конвективных зонах горячих звезд [1].

Результаты вычислений напряженности магнитного поля на полюсе, выполненных по формуле (17) для всех приведенных на рисунке распределений плотности тока, сведены в таблицу. Истинная величина H_p , как отмечалось [9], равна или больше среднего арифметического $H_{p, \text{ср}}$ из величин, вычисленных с помощью экваториальной и меридиональной моделей. Значения $H_{p, \text{ср}}$ также приведены в таблице, причем во всех

трех рассмотренных случаях она практически одинакова и равна $H_p \approx -5 \cdot 10^{-4}$ эрстед.

Величина эта слишком мала, хотя и превосходит почти на три порядка значение, полученное Каулингом [8, 9].

Таблица 1

f_{nl}	H_p экв (эрстед)	H_p мер (эрстед)	H_p ср (эрстед)
var	$-1.35 \cdot 10^{-3}$	$+3.3 \cdot 10^{-4}$	$-5.1 \cdot 10^{-4}$
2	$-8.0 \cdot 10^{-4}$	$-3.0 \cdot 10^{-4}$	$-5.5 \cdot 10^{-4}$
1	$-1.06 \cdot 10^{-3}$	$-2.5 \cdot 10^{-4}$	$-6.5 \cdot 10^{-4}$

Учитывая совпадение теории с наблюдениями для более горячих магнитных звезд [1], следует, по-видимому, принимать во внимание силы иного, негазодинамического, происхождения, которые могли бы сообщать конвективным потокам кориолисово ускорение.

Не исключено, что существенную роль в генерации общего магнитного поля в рассмотренных случаях могут играть кориолисовы силы, возникающие в крупномасштабных меридиональных течениях, о которых, к сожалению, пока известно слишком мало (приводимые в литературе значения скорости меридиональных течений для Солнца отличаются очень сильно: от 10^{-9} см/сек — эддингтоновы перетекания [11] до ~ 200 м/сек [25]; чаще всего называется значение $3 \div 5$ м/сек, определяемое по широтному дрейфу пятен [5]).

Возможно, наконец, что общее магнитное поле Солнца, как упоминалось выше, имеет в полярных областях напряженность гораздо меньшую, чем ~ 1 эрстед, или действует некий эффективный механизм усиления поля.

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

GENERATION OF STELLAR MAGNETIC FIELD BY PARTIALLY IONIZED CONVECTIVE ENVELOPES. I.

E. M. DROBISHEVSKY

Generation of magnetic field of rotating stars with partially ionized convective envelopes is considered. The generation occurs under the influence of the inertial EMF produced by Coriolis accele-

ration of convective streams. Under the assumption that the impulsive exchange between the convective elements includes purely hydrodynamical interactions (this process is able to provide sufficient value of the Coriolis force) the polar magnetic field strength H_p is calculated for the Sun. In these calculations, the influence of the Coriolis forces on parameters of partially ionized plasma inside the convective elements is taken into account. The value $H_p \approx 5 \cdot 10^{-4}$ oe of the magnetic field is obtained which is much less than $H_p \approx 1$ oe accepted as traditional value of the polar field at present. Such discordance may imply the nonhydrodynamical nature of the Coriolis forces or existence of some mechanism of field amplification.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Э. М. Дробышевский, *Астрофизика*, 4, 537, 1968.
2. Н. В. Вавсок, in „Stellar Atmospheres“, ed. J. L. Greenstein, The University of Chicago Press, 1960 (русс. пер.: Звездные атмосферы, под ред. Дж. Л. Гринштейна, ИЛ, М., 1963).
3. Э. М. Дробышевский, *ЖТФ*, 38, 1610, 1968.
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Механика сплошных сред*, ГИТТЛ, М., 1953.
5. К. де Ялер, *Строение и динамика атмосферы Солнца*, ИЛ, М., 1962.
6. С. Б. Пикельнер, *Основы космической электродинамики*, Наука, М., 1966.
7. Л. Г. Лойцянский, *Механика жидкости и газа*, ГИТТЛ, М., 1957.
8. T. G. Cowling, *M. N.*, 105, 166, 1945.
9. T. G. Cowling, in „The Sun“, ed. G. P. Kuiper, The University of Chicago Press (русс. пер.: Солнце, под ред. Дж. Койпера, ИЛ, М., 1957).
10. I. W. Roxburgh, *M. N.*, 128, 237, 1964.
11. С. Б. Пикельнер, *УФН*, 88, 505, 1966.
12. R. Kippenhahn, *Ap. J.*, 137, 664, 1963.
13. Б. М. Рубашев, *Изв. ГАО*, 24, № 180, 11, 1966.
14. K. Kohl, *Z. Astrophys.*, 64, 472, 1966.
15. V. Castellani, A. Renzini, *Ap. and Space Sci.*, 3, 283, 1969.
16. К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, ИЛ, М., 1960.
17. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Физматгиз, М., 1959.
18. В. Р. Бурсиан, *Теория электромагнитных полей, применяемых в электроразведке*, ч. I, ГТТИ, М.-Л., 1933.
19. А. Хиппель, *Диэлектрики и волны*, ИЛ, М., 1960.
20. У. Д. Кингери, *Введение в керамику*, 2 изд., Стройиздат, М., 1967.
21. Л. Спитцер, *Физика полностью ионизованного газа*, ИЛ, М., 1957.
22. В. Н. Колесников, В. В. Обухов-Денисов, *ЖЭТФ*, 42, 1001, 1962.
23. А. Б. Северный, *УФН*, 88, 3, 1966.
24. Г. Альвен, К.-Г. Фельтхаммар, *Космическая электродинамика*, Мир, М., 1967.
25. L. White Martin, *Kim Koo Sun*, A. J., 71, 876, 1966.

ПЕРИОДЫ ПУЛЬСАЦИЙ ВРАЩАЮЩИХСЯ БЕЛЫХ
КАРЛИКОВ ВБЛИЗИ ЧАНДРАСЕКАРОВСКОГО ПРЕДЕЛА

В. С. ИМШЕННИК, Э. Ф. СЕИДОВ

Поступила 16 сентября 1969

Пересмотрена 3 января 1970

При помощи простого энергетического метода рассчитаны периоды радиальных пульсаций холодных, однородно вращающихся белых карликов вблизи чандрасекаровского предела. В частности, определены минимальные периоды пульсаций. Показано, что твердотельное вращение, близкое к предельно возможному, приводит к снижению минимального периода пульсаций больше, чем в три раза (от ~ 1.8 сек до ~ 0.5 сек). В расчетах принято уравнение состояния Чандрасекара и учтены поправки ОТО.

Открытие пульсаров [1] повысило интерес к пульсационным свойствам очень плотных звезд. Хотя пульсары, как сейчас представляется [2, 3], связаны скорее с нейтронными звездами, все же интересен вопрос о минимальном периоде пульсаций белых карликов и, в частности, о влиянии вращения на его величину.

Расчет периодов пульсаций белых карликов при учете вращения в строгой постановке является весьма сложной задачей. В случае твердотельного вращения путем трудоемких вычислений построен ряд моделей вблизи чандрасекаровского предела [4—9]. В данной заметке мы с помощью энергетического метода [10] найдем зависимость массы белого карлика от его центральной плотности с учетом твердотельного вращения вблизи предела гидродинамической устойчивости. Затем установим периоды пульсаций этих конфигураций, опять-таки используя энергетический метод [11, 12] и варьируя угловую скорость вращения вплоть до предельно большой. В заключение проведем краткое сравнение с результатами других авторов.

В уравнении состояния вещества белого карлика учтем первую поправку к ультрарелятивистскому выражению, а в гравитационной

энергии — первую и вторую поправки на ОТО [10]. Для распределения плотности по звезде примем политропу $n = 3$, что асимптотически точно на пределе гидродинамической устойчивости.

При таких предположениях полная энергия конфигурации имеет вид

$$E = 0.584 a M \rho_c^{1/3} + 2.14 b M \rho_c^{-1/3} - 0.639 G M^{5/3} \rho_c^{1/3} - 0.93 G^2 c^{-2} M^{7/3} \rho_c^{2/3} + 1.20 K^2 M^{-5/3} \rho_c^{2/3} - G^3 c^{-4} M^3 \rho_c, \quad (1)$$

где

$$a = 3.74 \cdot 10^{15} \mu^{-4/3}, \quad b = 3.67 \cdot 10^{19} \mu^{-2/3}. \quad (2)$$

Здесь M — масса звезды, ρ_c — центральная плотность, K — полный момент вращения, G — гравитационная постоянная, c — скорость света, μ — молекулярный вес на один электрон (в дальнейшем принимаем $\mu = 2$). Все величины даны в единицах CGS. Равновесная конфигурация массы M определяется экстремумом $E(\rho_c)$: $\left(\frac{\partial E}{\partial \rho_c}\right)_{M, K} = 0$, то есть

$$0.584 a M - 2.14 b M \rho_c^{-2/3} - 0.639 G M^{5/3} - 1.86 G^2 c^{-2} M^{7/3} \rho_c^{1/3} + 2.40 K^2 M^{-5/3} \rho_c^{1/3} - 3 G^3 c^{-4} M^3 \rho_c^{2/3} = 0. \quad (3)$$

Момент вращения с угловой скоростью Ω равен

$$K = 2\pi\Omega \int_0^R \rho r^4 dr \int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta = \frac{2}{3} \Omega 4\pi \int_0^R \rho r^4 dr = \frac{2}{3} \Omega I, \quad (4)$$

где θ — полярный угол, R — радиус звезды, I — центральный момент инерции

$$I = 0.622 M^{5/3} \rho_c^{-2/3}. \quad (5)$$

Предельно быстрое вращение определяется из условия

$$\frac{GM}{R^2} = \frac{v_{\text{эк}}^2}{R} = \Omega_{\text{max}}^2 R, \quad (6)$$

где $v_{\text{эк}}$ — линейная скорость вращения на экваторе. Отсюда, используя выражение для средней плотности $\bar{\rho} = \frac{\rho_c}{54.2}$, выразим Ω_{max} через ρ_c и с помощью (4), (5) получим для максимального при данной конфигурации момента вращения:

$$K_{\max}^2 = 1.34 \cdot 10^{-2} GM^{10/3} \rho_c^{-1/3}. \quad (7)$$

Если угловая скорость составляет долю s от предельно большой для данной конфигурации

$$\Omega = s \Omega_{\max}, \quad s \leq 1, \quad (8)$$

то, согласно (4),

$$K = s K_{\max}. \quad (9)$$

Величину s примем в последующем расчете в качестве безразмерного параметра, характеризующего степень вращения модели.

Квадрат частоты основного тона радиальных пульсаций ω , согласно энергетическому методу [11, 12], определяется выражением:

$$\omega^2 = \frac{2.14 b M \rho_c^{-1/3} - 0.93 G^3 c^2 M^{7/3} \rho_c^{2/3} + 1.20 K^3 M^{-5/3} \rho_c^{2/3} - 3G^3 c^{-4} M^3 \rho_c}{0.31 M^{5/3} \rho_c^{-2/3}}. \quad (10)$$

Легко проверить, что обращение в нуль числителя правой части соотношения (10) соответствует известному условию чандрасекаровского

предела — обращению в нуль величины $\left(\frac{\partial^3 E}{\partial \rho_c^2}\right)_{M, K}$ [10].

Результаты расчетов по формулам (3), (7), (9), (10) для различных значений параметра s показаны на рис. 1, 2 и в табл. 1, 2. Наибольшее значение центральной плотности ρ_c при фиксированном значении s соответствует чандрасекаровскому пределу. С увеличением s для критического состояния растут как масса, так и центральная плотность, причем особенно сильно растет критическая плотность. Обратим внимание, что на кривой $M(\rho_c)_{\text{const}}$ (рис. 1) предельная масса конфигураций не является максимальной, в особенности для больших значений параметра s ($s = 0.6; 0.8$).

На рис. 2 показаны графики круговой частоты пульсаций ω для рассчитанных конфигураций. Минимальные периоды пульсаций $T_{\min} = 2\pi/\omega_{\max}$ даны в табл. 2. За счет твердотельного вращения минимальный период пульсаций может понизиться более чем в три раза. Заметим, что во всех соотношениях принималась во внимание вторая поправка ОТО, пропорциональная G^3 . Это делалось с целью контроля за сходимостью использованного разложения по G . В ходе расчета показано, что вторая поправка ОТО составляла от первой поправки самое большее 1%. Учет второй поправки повышает центральную плотность чандрасекаровского предела всего на 1—3%. Изменение (уменьшение) массы совсем ничтожно.

Заметим, что решение уравнения (3) путем разложения по малому изменению массы конфигурации от чандрасекаровского предела с учетом только лишь первого члена разложения (линейное приближение) дает практически те же численные результаты, что и непосредственное решение этого алгебраического уравнения, изображенное на рис. 1.

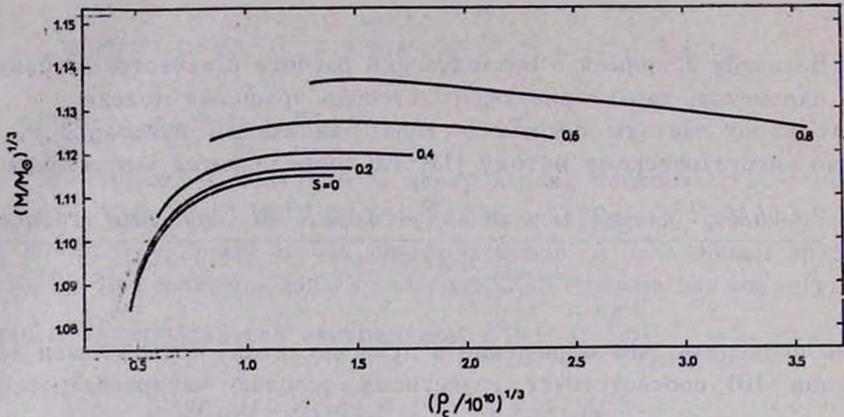


Рис. 1. Зависимости величины $(M/M_{\odot})^{1/3}$ от величины $(\rho_c/10^{10})^{1/3}$ для различных степеней вращения холодных белых карликов. (M — масса модели в г , ρ_c — центральная плотность в $\text{г}/\text{см}^3$). Крайние правые точки всех графиков соответствуют критическим параметрам модели.

Таблица 1
КРИТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ОДНО-
РОДНО ВРАЩАЮЩИХСЯ ХОЛОДНЫХ
БЕЛЫХ КАРЛИКОВ С УЧЕТОМ ОТО

s	0	0.2	0.4	0.6	0.8
$\frac{M_{\text{пр}}}{M_{\odot}}$	1.386	1.394	1.404	1.420	1.428
$\frac{\rho_c}{10^{10} \text{ г}/\text{см}^3}$	2.81	3.31	5.36	13.5	44.7

Наконец, легко показать, что отношение вращательной энергии к ньютоновской гравитационной энергии не зависит от M и ρ_c , а определяется только параметром s :

$$\frac{E_{\text{вращ.}}}{E_{\text{грав}}} = \frac{1.20 K^2 M^{-5/3} \rho_c^{2/3}}{0.639 G M^{5/3} \rho_e^{1/3}} = 2.52 \cdot 10^{-2} s^2. \quad (12)$$

Даже в случае предельно быстрого вращения ($s = 1$) это отношение не превышает нескольких процентов. Тем не менее параметры

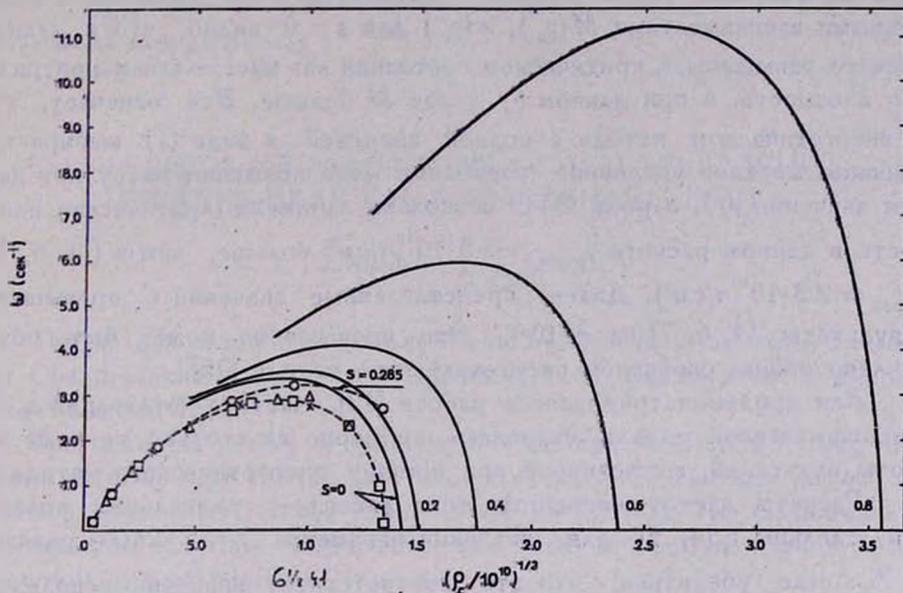


Рис. 2. Круговые частоты радиальных пульсаций (основной тон) холодных белых карликов ω (в сек^{-1} в зависимости от величины $(\rho_c / 10^{10})^{1/2}$ для различных степеней вращения (сплошные кривые). Пунктирные кривые описывают результаты других авторов. Рассчитанные модели изображены значками:

○ — [4], $s = 0.285$; × — [7], $s = 0$; □ — [4], Δ — [6], $s = 0$; $s = 0$.

Таблица 2
МИНИМАЛЬНЫЕ ПЕРИОДЫ РАДИАЛЬНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ХОЛОДНЫХ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ С РАЗЛИЧНОЙ СТЕПЕНЬЮ ВРАЩЕНИЯ

s	0	0.2	0.4	0.6	0.8
$T_{\min} = \frac{2\pi}{\omega_{\max}}$	1.83	1.76	1.51	1.05	0.552

чандрасекаровского предела (особенно центральная плотность ρ_c) и периоды пульсаций изменяются заметным образом.

Для сравнения на рис. 2 показаны также результаты расчетов других авторов. Нижняя штриховая линия проведена согласно работам [4, 6, 7], в которых путем решения с учетом ОТО уравнений малых колебаний вокруг положения равновесия [13, 14] вычислены частоты радиальных колебаний невращающихся белых карликов. Во всех трех работах получены очень близкие результаты. При сравнении с полученными зависимостями $M(\rho_c)$, $\omega(\rho_c)$ для $s=0$ видно, что в данном расчете завышены в критическом состоянии как масса, так и центральная плотность, и при данном ρ_c у нас M больше. Это означает, что в энергетическом методе с полной энергией в виде (1) выбирается слишком жесткое уравнение состояния (это повышает массу при данном значении ρ_c), а роль ОТО несколько занижена (критическая плотность в данном расчете $\rho_{c_{\max}} = 2.8 \cdot 10^{10} \text{ г/см}^3$ больше, чем в [4, 6, 7] $\rho_{c_{\max}} = 2.3 \cdot 10^{10} \text{ г/см}^3$). Далее, представленные значения ω превышают результаты [4, 6, 7] на $\sim 10\%$. Это превышение может быть обусловлено общим свойством энергетического метода [15].

Как продемонстрировано в работе [12], частота пульсаций в гидродинамической модели оказалась примерно на столько же ниже частоты пульсаций, вычисленной при помощи энергетического метода.

Расчеты частот основного тона (псевдо-) радиальных колебаний сделаны в [4, 5] для значения параметра $\beta = \Omega^2/2\pi G\rho_c$ равного 10^{-3} . Легко убедиться, что это соответствует значению используемого нами параметра $s = 0.285$.

Результаты показаны на рис. 2 (верхняя штриховая линия). Опять-таки разница составляет около 10% .

В заключение—несколько слов о дифференциальном вращении. Как показано в [9, 16], в этом случае возможны устойчивые состояния холодных белых карликов с массами, значительно превышающими чандрасекаровский предел в отсутствие вращения. Дифференциальное вращение приводит к значительному уменьшению периода радиальных пульсаций белых карликов по сравнению с твердотельным вращением.

Представленное нами рассмотрение, конечно, просто распространить на любой закон вращения модели, отличный от твердотельного. При этом изменится связь энергии вращения с моментом вращения, использованная в (1), и все другие соотношения, относящиеся к вращению (4), (8). Однако в общем случае линейная скорость вращения v_φ может быть функцией только расстояния от оси, так как в противном случае нарушается гидростатическое равновесие [12].

Авторы выражают глубокую благодарность академику Я. Б. Зельдовичу, Г. С. Бисноватому-Когану за полезные обсуждения, а также Н. Е. Васильевой и М. И. Кондрашовой за проведение расчетов на ЭВМ.

Институт прикладной математики
АН СССР
Шемахинская астрофизическая
обсерватория

THE PERIODS OF PULSATIONS OF ROTATING WHITE DWARFS NEAR CHANDRASEKHAR'S LIMIT

V. S. IMSHENNIK, Z. F. SEYIDOV

The periods of radial pulsations of cold uniform rotating white dwarfs near Chandrasekhar's limit are calculated with the help of a simple energetic method.

The minimum period of pulsations is defined. It is shown, that the uniform rotation near the possible limit decreases the minimum period of pulsations more than 3 times (from 1.8 sec to 0.5 sec). The Chandrasekhar equation of state is adopted and G-R corrections taken into account in the calculations.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. A. Hewish *et al.*, *Nature*, 217, 709, 1968.
2. T. Gold, *Nature*, 217, 1227, 1968.
3. В. А. Гинзбург, В. В. Железняков, В. В. Зайцев, препринт ФИАН СССР, № 14, 1969.
4. I. W. Roxburgh, B. R. Durney, *Z. Astrophys.*, 64, 504, 1966.
5. B. R. Durney *et al.*, *Nature*, 218, 20, 1968.
6. J. Faulkner, J. R. Gribbin, *Nature*, 218, 734, 1968.
7. J. Skilling, *Nature*, 218, 923, 1968.
8. J. P. Ostriker, J. L. Tassoul, *Nature*, 219, 577, 1968.
9. J. P. Ostriker, J. L. Tassoul, *Ap. J.*, 155, 987, 1969.
10. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Релятивистская астрофизика*, Наука, М., 1967.
11. Я. Б. Зельдович, *Астрон. ж.*, 45, 913, 1968.
12. В. Ф. Дьяченко и др., *Астрофизика*, 4, 159, 1968.
13. S. Chandrasekhar, *Ap. J.*, 140, 417, 1964.
14. Дж. Уилер, *Теория гравитации и гравитационный коллапс*, Мир, М., 1967.
15. P. Ledoux, C. L. Pekeris, *Ap. J.*, 94, 124, 1941.
16. J. P. Ostriker, P. Bodenheimer, *Ap. J.*, 151, 1089, 1968.

О ГЕНЕРАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ НЕЙТРОННЫМИ ЗВЕЗДАМИ, НАХОДЯЩИМИСЯ В СОСТОЯНИИ АККРЕЦИИ

В. Ф. ШВАРЦМАН

Поступила 26 апреля 1969

Аккреция газа на нейтронную звезду должна сопровождаться, помимо рентгеновской и гамма-светимостей, инжекцией в космическое пространство релятивистских электронов и позитронов. Эти частицы могут входить в состав космических лучей и обуславливать радиоизлучение нейтронных звезд. Если мощность аккреции достаточно велика, становится существенным обратный комптон-эффект на рентгеновских квантах, рассеянных падающим на звезду веществом. Энергия частиц переходит в энергию гамма и жесткого рентгеновского излучения. Указанный процесс не приводит, однако, к полному торможению и аннигиляции позитронов, т. к. одновременно действует специфический электростатический механизм ускорения, обеспечивающий их релятивистские энергии. Если нейтронная звезда колеблется, генерация релятивистских частиц должна иметь пульсирующий характер, что может обусловить периодичность радиосигнала.

Вероятно, некоторые из наблюдаемых в настоящее время рентгеновских источников представляют собой нейтронные звезды (НЗ), находящиеся в состоянии аккреции* [1—3] (см. примечание при корректуре).

Недавно в [4] было рассчитано γ -излучение, сопровождающее рентгеновское и обладающее характерным спектром; его детектирование позволило бы надежно идентифицировать НЗ. Там же было указано, что излучению γ -квантов сопутствует инжекция в космическое пространство релятивистских электронов и позитронов, свечение которых в магнитных полях может быть наблюдаемо современными радиосредствами. Настоящая заметка посвящена рассмотрению эффектов, возникающих при больших потоках газа на звезду:

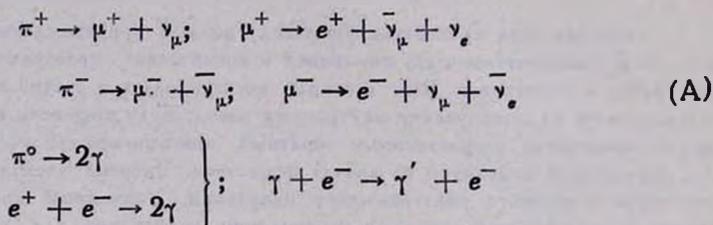
* Имеются основания предполагать, что недавно открытые пульсары [10] являются нейтронными звездами [11].

1. Обратный комптон-эффект релятивистских частиц на рентгеновских квантах, рассеянных по направлению к звезде электронами падающего газа;

2. Ускорение электростатической силой позитронов, рожденных на НЗ.

Кроме того, в статье рассматриваются следствия, к которым должны приводить колебания поверхности НЗ, а также обсуждаются экспериментальные аспекты проблемы.

1. *Возникновение релятивистских частиц.* Процессы, приводящие к возникновению релятивистских электронов и позитронов, подробно рассмотрены в [4]. Когда гравитационный потенциал на поверхности НЗ $\varphi \geq 0.15c^2$, определяющим оказывается рождение π -мезонов при столкновении падающих частиц с ядрами атмосферы НЗ и последующее*



Последняя реакция: комптон-эффект γ -квантов на электронах атмосферы и падающего газа. Энергия частиц, рождающихся в перечисленных процессах, 20—50 мэв. Когда $\varphi \leq 0.15 c^2$, позитроны возникают за счет образования пар в поле ядер γ -квантами с энергией 2—20 мэв, а релятивистские электроны — при рассеянии этих γ -квантов на электронах атмосферы и падающего газа.

Отметим, что эффективность рождения зависит не только от величины φ , но и от механизмов торможения падающих частиц в атмосфере НЗ (соответствующие таблицы см. в [4]). На эффективность рождения может также влиять отличие скорости падения от параболической, которое может быть обусловлено взаимодействием аккрецируемого газа с идущим навстречу излучением, а также наличием у частиц момента относительно звезды**.

* Впервые возможность мезообразования при аккреции была отмечена в [14].

** Падение частиц сопровождается вытягиванием силовых линий вдоль радиуса, поэтому влияние магнитного поля на скорость падения пренебрежимо. Ситуация меняется, однако, если собственное поле НЗ (например, дипольное) велико [9].

2. *Обратный комптон-эффект.* При мощной аккреции заметная доля рентгеновских квантов, испущенных поверхностью НЗ, рассеивается на электронах падающего газа. Поле излучения теряет свой одномерный (радиальный) характер, в нем появляется компонент, близкий к изотропному. В указанных условиях релятивистские частицы, движущиеся от звезды, могут при столкновениях отдать идущим навстречу квантам значительную часть своей энергии (обратный комптон-эффект). На важность учета этого обстоятельства наше внимание обратил Я. Б. Зельдович.

Введем параметр, характеризующий число столкновений выходящего электрона (позитрона) с рентгеновскими квантами:

$$\tau(r) = \left\langle \int_0^r \sigma n_\gamma dr \right\rangle,$$

где σ — сечение рассеяния, n_γ — функция распределения квантов, скобки обозначают усреднение по углам (мы пользуемся томсоновским приближением). Пусть τ_1 относится к столкновениям в атмосфере НЗ, а τ_2 — в падающем потоке. Тогда легко получить*

$$\tau_1(l) \approx 1,3 \cdot l (L/L_c) \left(\frac{10}{r_0}\right), \quad (1)$$

$$\tau_2(r) \approx 7 \cdot 10^4 \left(\frac{L}{L_c} \frac{M}{M_\odot}\right)^{1/2} \left(\frac{0,4c^2}{\varphi}\right)^{1/2} \left(\frac{10}{r}\right)^{3/2}. \quad (2)$$

Здесь l — пробег падающих ядер водорода и гелия в атмосфере звезды ($0,15 \leq l \leq 50$ г/см², см. [4]), L — светимость звезды, L_c — критическая светимость, при которой лучистое давление на газ равно гравитационной силе ($L_c = 1,3 \cdot 10^{38} \frac{M}{M_\odot}$ эрг/сек), M — масса НЗ, r — расстояние от звезды в км, r_0 — радиус звезды, φ — гравитационный потенциал на поверхности НЗ (в модели Саакяна—Вартавяна [5] $0,5M_\odot \leq M \leq 1,5M_\odot$ соответствует $0,06 c^2 \leq \varphi \leq 0,4 c^2$).

* Спектр рентгеновского излучения, сопровождающего аккрецию на НЗ, был рассчитан при определенных упрощающих предположениях в [3]. Он заметно отличается от чернотельного, особенно в области высоких и низких частот. Для наших целей, однако, можно пользоваться равновесным приближением; при этом средняя энергия кванта $\bar{\epsilon} = 6,5 (L/L_c)^{1/2} (M/M_\odot)^{1/2} (10/r_0)^{1/2}$ кэв.

Отношение энергии, передаваемой рассеянному кванту, ΔE_γ , к энергии электрона E_e при $mc^2 \ll E_e \ll (mc^2)^2 / \bar{\varepsilon}$ ($\bar{\varepsilon}$ — начальная энергия кванта) равно

$$\xi \equiv \frac{\Delta E_\gamma}{E_e} = \left(\frac{\bar{\varepsilon}}{mc^2} \right) \cdot \left(\frac{E_e}{mc^2} \right). \quad (3)$$

Из условия $\xi \sim 1$ легко оценить светимости, начиная с которых обратный комптон-эффект играет роль для частиц с энергией E_e (E_e — в мэв)

$$\frac{L_k}{L_c} = 2.4 \cdot 10^{-2} E_e^{-1/2} \left(\frac{\varphi}{0.4 c^2} \right)^{1/2} \left(\frac{M_\odot}{M} \right) \left(\frac{r_0}{10} \right)^{3/4}. \quad (4)$$

Взяв типичную НЗ с $M \approx M_\odot$ и полагая $E_e = 10$ мэв, найдем $L_k \approx 10^{38}$ эрг/сек.

3. Ускорение позитронов. При больших светимостях на позитроны одновременно с тормозящей силой, обусловленной обратным комптон-эффектом, действует ускоряющая их электростатическая сила. Дело в том, что давление выходящего излучения на падающий газ приложено в газе к электронам, а гравитационная сила — в основном к ядрам. Разделение зарядов приводит к возникновению компенсационной электростатической силы, увлекающей электроны за ядрами к звезде. Для позитронов, однако, эта сила направлена от звезды, что и приводит к их ускорению. Из условия электронейтральности падающей плазмы легко получить*

$$F_e = \frac{m_p}{m_p + m_e} F_r. \quad (5)$$

Здесь F_e и F_r — электростатическая и лучистая силы, m_p и m_e — массы протона и электрона соответственно; ради краткости рассматриваем чисто водородную плазму. Энергия, набираемая позитронами между радиусами r и $r + dr$

$$dE_{e+} \approx 940 \left(\frac{\varphi}{c^2} \right) \left(\frac{L_c}{L_c} \right) \left(\frac{r_0}{r} \right) \frac{dr}{r} \text{ мэв}. \quad (6)$$

В отличие от потерь на обратный комптон-эффект (см. (3)), электростатическое ускорение не зависит от энергии позитрона. Это значит, что установится стационарный режим, в котором потеря энергии при каждом столкновении будет равна ее приращению между столкновениями. Из (2), (3), (6) имеем**

* Давление выходящего излучения на ультрарелятивистские позитроны, движущиеся от звезды (механизм, рассмотренный в [12]), пренебрежимо.

** Можно показать, что кулоновские потери пренебрежимы.

$$E_{e^+}(r) = 0.4 \left(\frac{r}{10}\right)^{1/4} \left(\frac{L_c}{L}\right)^{1/2} \left(\frac{\varphi}{0.4 c^2}\right)^{3/4} \left(\frac{M_\odot}{M}\right) \left(\frac{r_0}{10}\right)^{3/4} \text{ мэв.} \quad (7)$$

Учитывая, что (7) справедливо лишь в области, где $\tau > 1$, легко получить для энергии позитрона на бесконечности:

$$E_{e^+}(\infty) \sim 4 \left(\frac{L_c}{L}\right)^{5/24} \left(\frac{\varphi}{0.4 c^2}\right) \left(\frac{M_\odot}{M}\right)^{17/24} \left(\frac{r_0}{10}\right)^{3/4}. \quad (8)$$

Эта формула позволяет определить энергию позитрона при достаточно больших L и r , когда успевает установиться стационарный режим:

$$L \geq 10^{-2} L_c$$

(см. [4] и [7]), в противном случае энергия, набираемая при ускорении, складывается с энергией, выделяемой в процессах (А), и $E_{e^+}(\infty)$ может достигать нескольких десятков мэв.

4. *Пульсации радио- и рентгеновской светимостей.* На возможность длительно существующих радиальных колебаний поверхности НЗ давно указывали теоретики (см. [14—16]); открытие у некоторых пульсаров подпериодов с $\tau \sim 0.01$ сек [11], по-видимому, дает экспериментальное подтверждение этой гипотезы. Основной период $T \sim 1$ сек большинство авторов (см. обзор [22]) рассматривает как период вращения НЗ вокруг своей оси, а подпериод связывает с пульсациями объекта. При этом возникает вопрос о способах перекачки энергии механических колебаний звезды в энергию радиоволн.

Ниже мы хотим привлечь внимание к тому факту, что эффективность возникновения релятивистских электронов и позитронов на НЗ вследствие механизмов, обсуждающихся в настоящей статье (см. также [4]), резко зависит от относительной скорости падающих частиц и атмосферы НЗ. Так, согласно таблицам, приведенным в [4], для „электронно-позитронной“ светимости НЗ от ее общей светимости при скорости падения $v = 0.50 c$ (соответствующей гравитационному потенциалу на поверхности звезды $\varphi = 0.15 c^2$) равна $k = 3 \cdot 10^{-9}$, а когда $v = 0.58 c$, $k = 10^{-5}$. Относительные скорости $v = 0.58 c$ и $v = 0.50 c$ ($= v_0 \pm \pm 0.04 c$) достигаются при скорости поверхности НЗ $\delta v = (v - v_0)/(1 - v v_0) \approx 0.055 c$. Какова должна быть амплитуда колебаний звезды, чтобы обеспечить такую скорость поверхности? Согласно [23], частоты основных гармоник для НЗ с $M = 0.5 - 1.5 M_\odot$ равны*

* Отметим, что подпериод $\tau \sim 0.01$ сек ($\omega \sim 10^3$), о котором шла речь выше, мыслим лишь у сравнительно небольших НЗ, $M_{НЗ} \sim 0.1 - 0.2 M_\odot$ [24].

$\omega = (1.5-3) 10^4$ (уравнение состояния Саакяна — Камерона — Скирма); отсюда $\delta r/r = \delta v/\omega r = (0.3-1) 10^{-1}$. Более реальным $\delta r/r \sim 10^{-2}$ отвечают изменения в интенсивности генерации релятивистских частиц примерно на порядок.

Если релятивистские частицы, возникающие при аккреции, излучают в магнитных полях, генерируют плазменные колебания в набегающем потоке и т. п., пульсация поверхности НЗ приведет к всплескам радиосветимости объекта. Для интересующих нас НЗ с большими гравитационными потенциалами характерные частоты пульсаций $\omega \sim 10^4$.

Вне всякой связи с мезообразованием, колебания звезды должны обусловить вариации в общем выделении энергии из расчета на единицу массы падающего газа, т. е. периодичность рентгеновского излучения. При указанных выше значениях φ и δr ($\varphi = 0.15 c^2$; $\delta r/r \sim 0.05$) отношение рентгеновской светимости в максимуме к светимости в минимуме равно 1.8. Напомним, что мы рассматриваем плотные НЗ и мощную аккрецию, обеспечивающую светимость в рентгене $L \sim 10^{33} - 10^{38}$ эрг/сек. О светимости остывших одиночных НЗ, которыми, возможно, являются некоторые пульсары, см. ниже.

5. *Экспериментальные аспекты проблемы.* 1. Обратный комптон-эффект рождающихся в атмосфере НЗ электронов и позитронов ($E_e \sim 30$ мэв) на рентгеновских квантах должен приводить к появлению γ -квантов*, причем

$$E_{\gamma} = \frac{1}{2} \left(\frac{E_e}{mc^2} \right)^2 \approx 25 \left(\frac{E_e}{30} \right) \left(\frac{L}{L_c} \right)^{1/4} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{1/4} \left(\frac{10}{r_0} \right)^{1/4} \text{ мэв.}$$

Возникающий поток γ -лучей порядка „позитронной“ светимости НЗ и может составлять $3 \cdot 10^{-4} - 10^{-5}$ от общей светимости звезды. Его детектирование, наряду с детектированием γ -квантов, рождающихся в других процессах (см. [4]), позволило бы однозначно идентифицировать рентгеновский источник как НЗ, находящуюся в состоянии аккреции.

2. Обратный комптон-эффект „медленных“ (диффундирующих) позитронов должен приводить к появлению жестких рентгеновских квантов со спектром, имеющим максимум при энергии

* Аналогичный механизм рождения γ -квантов, возможно, имеет место в квазарах [13].

$$E_{x \text{ макс}} = \left[6.5 \left(\frac{LM}{L_c M_\odot} \right)^{1/4} \left(\frac{10}{r_0} \right)^{1/2} + 4.2 \left(\frac{L_c}{L} \right)^{3/4} \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{\varphi}{0.4 \text{ с}^2} \right)^{1/2} \left(\frac{M_\odot}{M} \right)^{7/4} \left(\frac{r_0}{10} \right)^{3/2} \right] \text{ кэВ}$$

и спадающим в сторону больших частот пропорционально E_x^{-3} . Отношение соответствующей светимости к обсуждающейся в разделе 1 гамма-светимости $\sim 10 L/L_c$. Не исключено, что наблюдаемый у Sco X—1 дополнительный максимум в области 45 кэВ [6] (см., однако, [17]) обусловлен именно этой причиной: интенсивность его также совпадает с указанной оценкой.

3. Следуя Шкловскому [2], будем рассматривать рентгеновский источник как НЗ, являющуюся компонентом тесной пары и аккрецирующую на себя газ другого компонента. Положим характерные размеры системы $l \sim 10^{12}$ см, магнитное поле в области газовых потоков $H \sim 1 \text{ э}^*$. Тогда, учитывая самопоглощение синхротронного излучения, найдем для радиосветимости, обусловленной частицами с энергией $E = 30 \text{ мэВ}$,

$$L(\lambda > 4.6 \text{ см}) \sim 10^{-8} L_x (\lambda < 50 \text{ \AA}),$$

что близко к обнаруженной у Sco X—1 [8].

4. Важной экспериментальной задачей сегодняшнего дня следует считать поиск высокочастотной составляющей ($\omega \sim 10^4 \text{ сек}^{-1}$) в рентгеновском излучении хорошо известных объектов типа Sco XR—1. Предварительные эксперименты пока (февраль 1969) не дали положительных результатов. Так как при больших рентгеновских светимостях имеют место эффекты, гасящие энергию релятивистских частиц, периоды $\sim 10^{-4} \text{ сек}$ в радиоизлучении подобных объектов кажутся маловероятными.

5. Если по крайней мере некоторые из старых пульсаров являются НЗ в состоянии аккреции, то можно ожидать, что они светят в мягком рентгене и ультрафиолете. Поиск от подобных объектов жесткого рентгеновского излучения, не имеет особого смысла: светимость одиночной

* $l \approx 10^{12}$ см соответствует периоду $T \approx 14$ суток оптического объекта, отождествляемого со Sco XR—1 [17], напряженность магнитного поля выбрана из условия равенства энергии поля кинетической энергии газа. Большой интерес представляют также вариации светимости с характерными временами от нескольких минут до нескольких часов, зарегистрированные в рентгеновском [17], оптическом [19] и радиодиапазонах [20].

НЗ вследствие аккреции, при учете ионизации падающего газа излучением самой НЗ (самосогласованная задача), $\sim 10^{30} - 10^{31}$ эрг/сек, максимум излучения при этом лежит в области $\lambda \sim 100 - 250 \text{ \AA}$. С другой стороны, согласно оценкам [18], до температуры $T = 3 \cdot 10^5$ ($L = 5 \cdot 10^{30}$ эрг/сек, $\lambda_{\text{max}} = 160 \text{ \AA}$) НЗ должна охладиться за 10^8 лет.

6. Наконец, не исключено, что часть позитронов космических лучей обязана своим происхождением рассматривавшемуся механизму, ибо энергия частиц, испускаемых НЗ, заведомо больше энергии инъекции. Отметим, что для поддержания плотности позитронного компонента $n \sim 10^{-13} \text{ см}^{-3}$ в объеме гало галактики $V = (1-5) \cdot 10^{66} \text{ см}^3$ при характерном времени высвечивания $t \sim 10^8$ лет, необходимо одновременное „функционирование“ 10–100 НЗ с позитронной светимостью $L_x \sim 10^{34}$ эрг/сек.

Автор благодарит Я. Б. Зельдовича за интерес к работе, стимулирующие обсуждения и важные замечания.

Примечание при корректуре. Есть веские основания полагать, что через 10^7 лет после рождения пульсара выбрасывание вещества с НЗ обязано смениться падением межзвездного газа на нее (В. Ф. Шварцман, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 13, № 9, 1970). Там же аналогичные доводы в пользу существования двух поколений пульсаров и модель старого пульсара; светимость и другие свойства последнего объясняются аккрецией на магнитосферу НЗ.

Институт прикладной математики
АН СССР

ON THE GENERATION OF RELATIVISTIC PARTICLES BY NEUTRON STARS IN THE STATE OF ACCRETION

V. F. SCHVARTZMAN

The accretion of gas on the neutron star must be accompanied by injection of relativistic electrons and positrons in cosmic space besides X and gamma radiations. These particles can become a part of cosmic rays and can cause radioluminosity of neutron stars. If the power of accretion is sufficiently great, the inverse Compton-effect on the X-quanta, scattered by the particles dropping on the star, is of importance. The energy of the particles is transformed into the energy of gamma and hard X-radiation. The process pointed out does not lead, however, to complete retardation and annihilation of the positrons while at the same time a specific electrostatic mechanism of their acceleration

works and secures their relativistic energies. If the neutron star oscillates, the generation of relativistic particles must be of pulsing character; the fact that can cause the periodicity of the radiosignal.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Я. Б. Зельдович, ДАН СССР, 155, 67, 1964.
2. И. С. Шкловский, Астрон. ж., 44, 930, 1967.
3. Я. Б. Зельдович, Н. И. Шакура, Астрон. ж., 46, 225, 1969.
4. В. Ф. Шварцман, Астрофизика, 6, 123, 1970.
5. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян, Астрон. ж., 41, 193, 1964.
6. P. Morrison, Ann. Rev. Astron., Ap. J., 5, 325, 1967.
7. Ю. Н. Ефремов, Астрон. цирк., № 401, 1967.
8. В. Н. Andrew, C. R. Purton, Nature, 218, 855, 1968.
9. Г. С. Бисноватый-Козан, А. М. Фридман, Астрон. ж., 46, 721, 1968.
10. A. Hewish, S. J. Bell, D. H. Pilkington, P. F. Scott, R. A. Collins, Nature, 217, 709, 1968.
11. F. D. Drake, H. D. Craft, Nature, 220, 231, 1968.
12. Л. Э. Гуревич, А. А. Румянцев, ЖЭТФ, 47, 1829, 1964.
13. В. Л. Гинзбург, Л. М. Озерной, С. И. Сыроватский, ДАН СССР, 154, 557, 1964.
14. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика, Наука, М., 1967.
15. F. Hoyle, J. Burbidge, E. M. Burbidge, Preprint, 1964.
16. A. Finzi, Phys. Rev. Lett., 15, № 15, 599, 1965.
17. W. H. G. Lewin, G. W. Clark, W. B. Smith, Ap. J., (Lett.), 152, L 55, 1968.
18. S. Tsusuta, A. G. W. Cameron, Can. J. Phys., 44, 1863, 1966.
19. K. Stepien, Ap. J. (Lett.), 151, L 15, 1968.
20. J. G. Ables, Ap. J. (Lett.), 155, L 27, 1969.
21. F. D. Drake, Report, presented at the Fourth Texas Symposium on Relativistic Astro-physics, Dallas, Dec. 16, 1968.
22. В. Л. Гинзбург, В. В. Железняков, В. В. Зайцев, УФН, 1969; препринт ФИАН № 14, 1969.
23. D. W. Meltzer, K. S. Thorne, Ap. J., 145, 514, 1966.
24. K. S. Thorne, Comments on Astrophys. and Space Sci., 1, № 1, 1969.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 6

МАЙ, 1970

ВЫПУСК 2

РАСПАД ОДНОРОДНОГО ВЕЩЕСТВА НА ЧАСТИ
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТЯГОТЕНИЯ

Я. Б. ЗЕЛЬДОВИЧ

Поступила 28 ноября 1969

Получено приближенное решение для задачи о росте возмущений в расширяющемся веществе без давления.

Решение качественно правильно, даже тогда, когда возмущения не малы. Бесконечная плотность получается вначале на дископодобной поверхности в результате сжатия по одной из осей.

Следующие слои сжимаются вначале адиабатически, а потом ударной волной. Анализируются физические условия в сжимающемся веществе.

Предлагается приближенное решение задачи о развитии крупномасштабной гравитационной неустойчивости на поздней нелинейной стадии, когда возмущения плотности отнюдь не малы по сравнению со средней плотностью.

Хорошо известно решение линейной задачи об эволюции малых возмущений плотности $\delta\rho/\rho$ и скорости $\vec{u} = \vec{v} - H\vec{r}$; легко также найти и смещения частиц $\vec{s} = \int \vec{u} dt$ в этом приближении. Естественная гипотеза заключается в том, что смещение \vec{s} , рассматриваемое как функция от времени и начального положения частицы q , подчиняется формулам линейного приближения даже тогда, когда возмущения плотности велики.

Решение задачи получается записанным в лагранжевых координатах. В невозмущенном решении

$$\vec{r}_0 = \frac{a(t)}{a_0} \vec{q} = A(t) \vec{q}. \quad (1)$$

Для крупномасштабных возмущений, с длиной волны во много раз больше джнсовской, влиянием давления можно пренебречь; возмущение развивается, сохраняя свою форму. Значит в предлагаемом решении

$$\vec{r} = \vec{s} + \vec{r}_0 = B(t)\vec{s}(\vec{q}) + A(t)\vec{q}, \quad (2)$$

где $A(t)$ и $B(t)$ — известные функции времени и притом B растет быстрее, чем A ; функция $\vec{s}(\vec{q})$ определяется по начальным возмущениям плотности и скорости, которые считаются заданными на стадии, когда возмущения еще малы и линейная теория применима точно.

Формула (2) для смещения позволяет вычислить и все остальные величины: скорость и ускорение

$$\vec{u} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \dot{B}\vec{s}(\vec{q}) + \dot{A}\vec{q}, \quad (3)$$

$$\vec{w} = \ddot{B}\vec{s}(\vec{q}) + \ddot{A}\vec{q}$$

и плотность

$$\rho = A^3 \frac{dq}{dr} \bar{\rho} = A^3 \bar{\rho} \frac{\partial(q_x, q_y, q_z)}{\partial(r_x, r_y, r_z)}, \quad (4)$$

где $\frac{\partial(q_x, q_y, q_z)}{\partial(r_x, r_y, r_z)}$ есть якобиан.

При этом \vec{u} , \vec{w} , ρ получаются выраженными через \vec{q} и t . Для того, чтобы получить наглядную картину в эйлеровых координатах, нужно еще с помощью (2) выразить \vec{q} через \vec{r} .

Характерная особенность решения (2) заключается в том, что с увеличением возмущения наступает момент t_c пересечения траекторий, т. е. появляются такие пары частиц, эйлеровы координаты которых совпадают

$$\vec{r}(\vec{q}_c + d\vec{q}_c, t_c) = \vec{r}(\vec{q}_c, t_c).$$

Это совпадение происходит при определенном выборе направления $d\vec{q}_c$. Критерием совпадения является как раз равенство нулю якобиана $\frac{\partial(r_x, r_y, r_z)}{\partial(q_x, q_y, q_z)}$. Другими словами, пересечение траекторий сопровождается обращением в бесконечность плотности вещества.

Сравнительно сложное изложение с применением якобиана и (далее) тензора деформаций связано с тем, что рассматривается задача в трехмерном пространстве. Если бы мы рассматривали одномерную задачу, то не было бы вопроса о выборе направления $d\vec{q}_c$, и

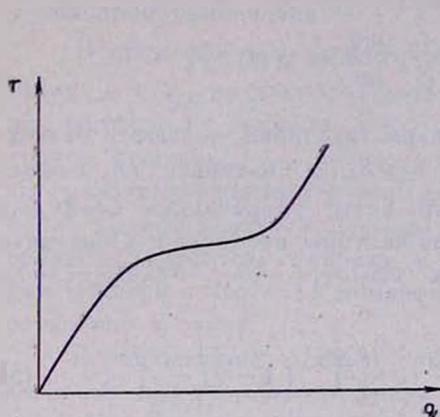


Рис. 1.

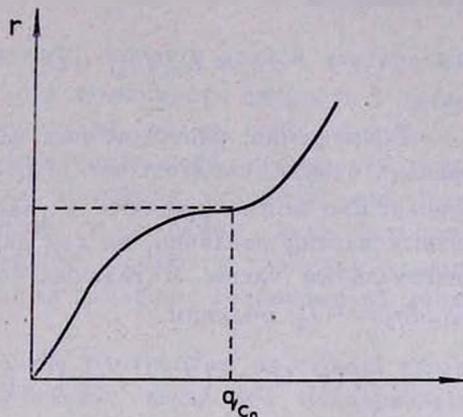


Рис. 2.

пересечение траекторий можно было бы удобно проследить на графиках $r - q$ для разных моментов времени

На рис. 1 пересечения нет, на рис. 2 пересечение (или, точнее,

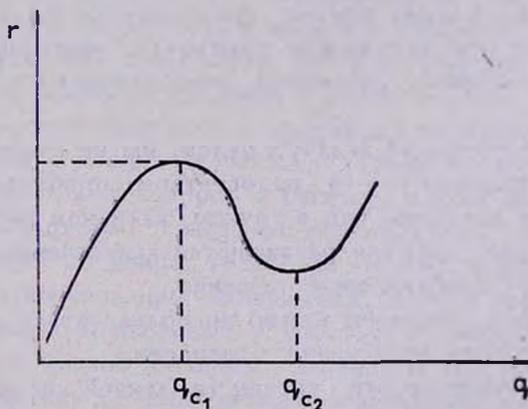


Рис. 3.

касание) двух соседних траекторий впервые появилось в точке q_{c_1} в момент t_{c_1} . На рис. 3 при $t > t_{c_1}$ касание траекторий имеет место в двух точках q_{c_1} и q_{c_2} .

В трехмерном случае происходит, по-существу, то же самое, но вдоль оси, направление которой заранее неизвестно и должно быть найдено из решения задачи.

Удобно ввести тензор деформаций $D_{ik}(i, k = 1, 2, 3)$, определяя его условием

$$d\vec{r}_i = D_{ik} dq_k, \quad D_{ik} = B(t) \frac{\partial S_i}{\partial q_k} + A(t) \delta_{ik}.$$

Возмущения, растущие под влиянием тяготения, являются безвихревыми, откуда следует, что $\partial S_i / \partial q_k = \partial S_k / \partial q_i$ и тензор D_{ik} симметричен. Его можно привести к главным осям; направление осей для разных частиц различно, но для данной частицы постоянно. Обозначая диагональные члены в главных осях $\partial S_1 / \partial q_1 = -\lambda_1$, $\partial S_2 / \partial q_2 = -\lambda_2$, $\partial S_3 / \partial q_3 = -\lambda_3$, получим

$$\rho(\vec{q}, t) = \rho \left(1 - \lambda_1 \frac{B}{A}\right)^{-1} \left(1 - \lambda_2 \frac{B}{A}\right)^{-1} \left(1 - \lambda_3 \frac{B}{A}\right)^{-1}, \quad (5)$$

где $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ — функции лагранжевой координаты частицы \vec{q} , а отношение B/A зависит только от времени. Если хотя бы одна из величин λ_i положительна, то к моменту t_c , когда $B(t_c)/A(t_c) = 1/|\lambda_i|$, произойдет обращение плотности в бесконечность.

Обращение плотности вещества в бесконечность в приближенном решении, очевидно, кладет предел применимости решения. Ясно, что в реальной задаче при увеличении плотности наступит момент, когда нельзя будет пренебречь давлением, учет которого и ограничит рост плотности.

Однако, рассматривая задачу в целом, мы не считаем пересечение траекторий и обращение $\rho \rightarrow \infty$ недостатком приближенного метода. Напротив, можно доказать, что в точном, истинном решении при равном нулю давлении события развиваются качественно точно так, как это предсказывает приближенное решение.

Приближенным решением можно воспользоваться для того, чтобы понять закономерности нарастания плотности.

В заданной совокупности частиц (в данной области изменения \vec{q}) есть определенная частица, первой достигающая бесконечной плотности в момент t_c . После этого бесконечная плотность достигается в соседних частицах. В физическом пространстве (т. е. в эйлеровых координатах \vec{r}) область бесконечной плотности представляет собой бес-

конечно тонкий диск. Количество сжатого вещества на единицу поверхности диска $\sigma_1/\text{см}^2$ конечно. Плотность максимальна в центре диска, где она возрастает как $\sqrt{t-t_0}$.

Размеры диска растут так же, как $\sqrt{t-t_c}$, так что общая масса диска пропорциональна $(t-t_c)^{3/2}$.

В предлагаемом решении момент t_c , когда в данной частице возникает $\rho = \infty$, не является особым для зависимости скорости и смещения частицы от времени. Но точно так же ведет себя частица и в точном решении: если $\rho \rightarrow \infty$, но σ конечно на всей поверхности диска, то гравитационный потенциал и сила тяготения остаются конечными сколь угодно близко к диску. Значит и в самом деле ускорение остается конечным, скорость и смещение остаются гладкими функциями времени вплоть до момента, когда давление, возникшее на диске, остановит частицу.

Возникновение дисков с большой плотностью на первый взгляд является чисто кинематическим эффектом; выше мы подчеркивали, что даже бесконечная плотность вещества в диске не вызывает особенностей скорости. Однако следует помнить, что сам закон изменения скорости, от которого зависят функции $B(t)$ и $S(q)$, в формуле (2) определяется гравитационным взаимодействием неоднородностей на всем протяжении времени до столкновения частиц.

Сжатие в диск идет за счет деформации по одной оси, перпендикулярной диску. По двум осям, лежащим в плоскости диска, может в это время происходить как сжатие, так и расширение. Поэтому совокупность частиц, образующих диск, в одних случаях может быть гравитационно связанной системой, в других же случаях диск может расширяться и в конце концов рассеяться. Таким образом, предлагаемое решение не исчерпывает вопроса о распаде однородного вещества на отдельные гравитационно связанные обособленные объекты. Но если вопрос и не решен до конца, то все же можно констатировать, что значительный этап эволюции возмущений удастся описать приближенным, но качественно правильным и простым решением.

Образование дисков большой плотности является неизбежным следствием развития длинноволновых возмущений достаточной амплитуды. Вещество, которое в приближенном решении не конденсируется в диск, останется несвязанным и в точной теории. Предлагаемое приближенное решение дает возможность выразить количество остающегося межгалактического вещества через параметры космологической модели и спектр возмущений.

Предлагаемое решение особенно хорошо подходит для рассмотрения адиабатических возмущений горячей модели.

В адиабатических возмущениях в горячей Вселенной на стадии до рекомбинации плотность барионов и температура связаны $\rho_B \sim T^3$. Как показал Силк [1], такие возмущения при длине волны меньше определенного предела (соответствующего $M_S = \rho_B \frac{\lambda^3}{8} \sim 10^{12} M_\odot$) затухают из-за фотонной вязкости. Таким образом, к моменту после рекомбинации остаются только возмущения с большей длиной волны.

Однако после рекомбинации излучение не препятствует сборанию в сгустки нейтрального газа.

При этом джинсовская длина волны, зависящая теперь только от газового давления, сразу падает до величины*, соответствующей $M_J = 10^6 M_\odot$. Таким образом, те возмущения, которые остались от периода до рекомбинации, действительно могут рассматриваться как длинноволновые в период после рекомбинации. Роль давления для этих возмущений мала, как и предполагается при пользовании решением (2).

Развивая теорию и сопоставляя ее с наблюдениями, мы либо найдем следы первичных плотных дисков в современных структурах, либо мы должны будем сделать вывод, что возмущения других типов — энтропийные, магнитные, но не адиабатические — играли главную роль в эволюции Вселенной. Для энтропийных возмущений нужно предполагать, что максимум соответствовал как раз $M_J = 10^6 M_\odot$; для таких возмущений теория неприменима и нельзя пренебречь давлением.

Потенциальность скорости. Покажем, что приближенное решение обладает также важным качественным свойством точного решения: описываемое им движение является безвихревым.

Для доказательства исходим из выражений

$$\vec{r} = A \vec{q} + B \vec{\xi}(q),$$

$$\vec{v} = \dot{A} \vec{q} + \dot{B} \vec{\xi}(q).$$

В этих выражениях $\vec{\xi}(q)$ удовлетворяет условию отсутствия вихря в q -пространстве. Физически это следует из условия рассмотрения

* Оба числа M_S и M_J даны для критической средней плотности $\bar{\rho} = \rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} \sim$

$\sim 2 \cdot 10^{-29} \text{ г/см}^3$. Если $\bar{\rho} = \Omega \rho_c$, то $M_S \sim \Omega^{-3/2} M_J \sim \Omega^{-2}$. Если $\Omega < 0.05$, нужно учитывать гравитационное влияние излучения даже после рекомбинации [2].

возмущений, растущих под влиянием силы тяжести. Пока $b \ll a$; $\dot{b} \ll \dot{a}$ решение является точным (ошибка порядка b^2/a^2).

Но в точном решении вихрь равен нулю по общим теоремам для движения, происходящего под действием силы, обладающей потенциалом (силы тяготения).

Иначе можно увидеть то же самое, замечая, что в фурье-представлении растущим модам возмущения соответствуют продольные волны. Поэтому пекулярная скорость имеет вид

$$\vec{u} = \vec{v} - A \vec{q} = i \dot{B}(t) \int c(k) \vec{k} e^{i \vec{k} \cdot \vec{q}} d^3 k = \dot{B} \vec{\delta}(\vec{q}),$$

откуда сразу видно, что вихрь $\vec{\delta}$ равен нулю. Однако необходимо доказать нечто большее: для конечного (не малого) отношения b/a и \dot{b}/\dot{a} нужно доказать точное отсутствие вихря, притом в \vec{r} -пространстве. Прямолинейное решение задачи включает в себя решение первого уравнения относительно \vec{q} как функции \vec{r} . Подставляя затем $\vec{q}(\vec{r})$ во второе уравнение в принципе можно получить $\vec{v}(\vec{r})$ и вычислить искомый $(\text{rot } \vec{v})_i = \varepsilon_{ikl} \partial v_k / \partial r_l$. Понятно, что фактически с $\vec{\delta}(\vec{q})$, заданным в статистическом смысле, такая процедура неосуществима; она здесь описана с единственной целью пояснить сущность задачи.

Для решения задачи нужно использовать тот факт, что вихря нет в линейном приближении: ведь именно экстраполяция линейного приближения является сущностью предлагаемого решения.

Один способ заключается в том, что записываем

$$\vec{\delta}(\vec{q}) = \nabla_q \psi(\vec{q}).$$

В самом деле, если $\vec{\delta}$ безвихревое, то его можно записать как градиент скалярной функции поля $\psi(\vec{q})$.

Итак

$$\vec{r} = A \vec{q} + \nabla_q \psi(\vec{q}) = \nabla_q \left(\frac{A q^2}{2} + B \psi \right),$$

$$\vec{v} = \nabla_q \left(\frac{\dot{A} q^2}{2} + \dot{B} \psi \right).$$

Для доказательства того, что вихрь $\vec{v}(\vec{r})$ равен нулю, рассмотрим интеграл по замкнутому контуру $\oint \vec{v} d\vec{r}$. В силу однозначной связи

\vec{r} и \vec{q} , контуру интегрирования, замкнутому в r -пространстве, соответствует замкнутый контур в q -пространстве.

Остается переписать в q -пространстве выражение скалярного произведения ($\vec{v} \vec{d}r$). Получим, вводя обозначения

$$\vec{r}(x, y, z), \quad \vec{q}(\xi, \eta, \xi), \quad \psi_\xi = \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \dots,$$

$$v_x(dx) = (\dot{A}\xi + B\psi_\xi) A d\xi + B\psi_{\xi\xi} d\xi + B\psi_{\xi\eta} d\eta + B\psi_{\xi\xi} d\xi,$$

$$\vec{v} \vec{d}r = \frac{AA}{2} d(q^2) + AB d(\psi) + \dot{A} B [d(\vec{q} \cdot \nabla_q \psi) d\psi] + \frac{B^2}{2} d(\nabla_q \psi)^2.$$

Поскольку $\vec{v} \vec{d}r$ удалось записать как сумму полных дифференциалов в q -пространстве, очевидно, что $\oint \equiv 0$ и вихря нет.

Второй способ доказательства того же основан на локальном подходе.

Рассмотрим тензор деформаций в q -пространстве:

$$T_{ik} = \frac{\partial v_i}{\partial q_k}.$$

Этот тензор симметричен — его симметрия выражает отсутствие вихря в q -пространстве, является следствием того, что $\partial \xi_i / \partial q_k = \partial \xi_k / \partial q_i$, так как ξ_i есть $\nabla_q \psi$.

Переход в r -пространство локально является аффинным преобразованием координат; произвольное аффинное преобразование могло бы нарушить симметрию (поскольку преобразуются компоненты \vec{q} , но не компоненты \vec{v}). Для правильного ответа существенно то, что совпадают главные оси тензора T_{ik} и тензора преобразования.

Выберем в данной точке q -пространства главные оси тензора T_{ik} , после чего он записывается

$$\begin{vmatrix} T_1 & 0 & 0 \\ 0 & T_2 & 0 \\ 0 & 0 & T_3 \end{vmatrix}.$$

В этой системе скорость (i, j, k — орты)

$$\vec{v} = \vec{v}(q_0) + i T_1 (\xi + \xi_0) + j T_2 (\eta - \eta_0) + k T_3 (\xi - \xi_0).$$

Преобразование координат

$$x = x_0(q_0) + (a + bT_1)(\xi - \xi_0)$$

и аналогично для y и z .

Следовательно

$$\bar{v} = \bar{v}(q_0) + i \frac{T_1}{a + bT_1} (x - x_0) + \dots$$

Тензор деформации остался диагональным в r -пространстве в указанных осях, хотя отношение значений по разным осям изменилось. Диагональность в одной избранной системе означает симметрию как в этой, так и в любой другой системе, а симметрия тензора деформаций (в r -пространстве) совпадает с условием безвихревости.

Внутренней причиной является тот факт, что одна и та же безвихревая (по q) функция ψ определяет и скорость движения, и деформацию координат.

Заметим, что отсюда следует отсутствие вихря и в начале сжатия вещества ударной волной после достижения сингулярности ($\rho = \infty$). В первом приближении, без учета второй производной \bar{v} , ударная волна также лежит в плоскости 2 главных значений тензора T_{ik} , деформация в 4 раза (в соответствии с изменением плотности в волне) координаты, нормальной волне, не меняет диагональности тензора деформации.

Физические условия в сжатом газе. Общая картина сжатия, вытекающая из предыдущего, заключается в том, что процесс достижения большой плотности идет одномерно, решающим является движение вдоль одного из направлений. На соответствующей оси существует одна точка, в которой сжатие идет наиболее быстро и впервые достигается бесконечная плотность (в приближении нулевого начального давления). В действительности в этой точке сжатие происходит адиабатически. Ближайшие частицы также сжимаются адиабатически, но еще раньше, чем будет достигнута бесконечная плотность, эти частицы наталкиваются на слой ранее сжатого газа. Таким образом, для всех частиц, кроме одной, сжатие происходит в два этапа: сперва адиабатическое, а затем в ударной волне, останавливающей вещество.

В результате в диске возникает распределение плотности сжатого газа поперек диска с острым максимумом в середине, $\rho \sim \xi^{-1/2}$, где ξ — расстояние от средней плоскости. Покажем, как выводится этот асимптотический закон и дадим оценку входящей в него константы, рассматривая упрощенную одномерную модель.

Зададимся законом движения

$$x = t^{3/2} q - A t^{1/2} \sin kq.$$

Здесь рассматривается плоская космологическая модель $\Omega = 1$

$\rho = 1/6\pi G t^2$. Единицу времени удобно выбрать $2/3 H_0^{-1}$, H_0 — параметр Хаббла, так, чтобы в настоящее время $t = 1$; тогда $t = (1+z)^{-1/2}$, где z — красное смещение.

За единицу скорости выберем скорость света, так что единица длины равна $2/3 \frac{c}{H_0}$.

Характерная масса равна

$$M = \rho \left(\frac{\lambda}{2} \right)^3 = \rho \left(\frac{\pi}{k} \right)^3.$$

В принятых единицах

$$\frac{M}{M_\odot} = \frac{1}{M_\odot} \frac{3 H_0^2}{8\pi G} \pi^3 \left(\frac{c}{3 H_0} \right)^3 \frac{1}{k^3} = \frac{\pi^2}{9} \frac{c^3}{G H_0 M_\odot} \frac{1}{k^3} = 0.7 \cdot 10^{23} \frac{1}{k^3}.$$

$$k = 4000 \left(\frac{10^{12} M_\odot}{M} \right)^{1/3}.$$

Массу M не следует смешивать с массой одного диска, особенно в момент возникновения диска. Константу A — амплитуду возмущения — выразим через момент возникновения бесконечной плотности. Из условия

$$\frac{\partial x}{\partial q} = t^{3/2} - A t^{1/2} k \cos kq = 0, \quad q = 0$$

получим

$$A = t_c^{1/2} k^{-1} = (1+z_c)/k$$

Итак, основное уравнение перепишем в виде

$$kx = t^{3/2} \varphi - t^{1/2} t_c^{-3/2} \sin \varphi, \quad \varphi = kq$$

и займемся динамикой сжатия.

В порядке последовательных приближений примем, что толщина диска мала, и вещество останавливается именно там, где впервые получено $\rho = \infty$, т. е. в начале координат, $x = 0$.

Отсюда

$$\frac{t}{t_c} = \left(\frac{\sin \varphi}{\varphi} \right)^{-2/3} = 1 + \frac{\varphi^2}{4}.$$

Величина φ удобна, поскольку через нее выражается количество вещества, приходящееся на единицу площади диска (от $-\varphi$ до $+\varphi$).

$$\begin{aligned} \mu &= 2\varphi + \frac{1}{k} \frac{2}{3} \frac{c}{H_0} \frac{3H_0^2}{8\pi G} (1+z_c)^2 = \\ &= \varphi \cdot 6 \cdot 10^{-5} \left(\frac{M}{10^{12} M_\odot} \right)^{1/2} (1+z_c)^2 \text{ г/см}^2. \end{aligned}$$

В рассматриваемом одномерном приближении доля вещества, подвергнувшегося сжатию, равна φ/π .

Если бы вещество не наталкивалось на плоскости $x=0$, то бесконечная плотность за счет касания соседних траекторий при $t < t_c$ достигалась бы там, где

$$\frac{\partial x}{\partial q} = t^{1/2} \left[1 - \left(\frac{t}{t_c} \right)^{1/2} \cos \varphi \right] = 0.$$

Сравнивая два условия

$$x = 0, \quad (t/t_c)^{1/2} = \varphi/\sin \varphi = 1 + \varphi^2/6,$$

$$\frac{\partial x}{\partial q} = 0, \quad \left(\frac{t}{t_c} \right)^{1/2} = \frac{1}{\cos \varphi} = 1 + \frac{\varphi^2}{2},$$

мы видим, что при равном $t/t_c = 1 + \varepsilon$,

$$\varphi(x=0) = \sqrt{6\varepsilon}, \quad \varphi\left(\frac{\partial x}{\partial q} = 0\right) = \sqrt{2\varepsilon},$$

$$\varphi(x=0) = \varphi\left(\frac{\partial x}{\partial q} = 0\right) \sqrt{3}.$$

Это соотношение сохраняется в начале конденсации в любой модели, независимо от упрощающих предположений.

Асимптотически в упрощенной модели при $t \rightarrow \infty$, $\varphi(x=0) \rightarrow \pi$ (конденсируется все вещество), $\varphi\left(\frac{\partial x}{\partial q} = 0\right) \rightarrow \frac{\pi}{2}$ (т. е. без учета столкновения конденсируется половина вещества). Однако здесь одномерное рассмотрение не обобщается на трехмерную задачу.

Выразим через φ скорость, с которой вещество ударяется о диск; после точной формулы приводим простое выражение для $\varphi \ll 1$.

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= \frac{1}{kt} \left(\frac{2}{3} \varphi t^{1/2} - \frac{4}{3} \frac{t^{1/2}}{t_c^{1/2}} \sin \varphi \right) = -\frac{2}{3} \frac{\varphi t_c^{-1/2}}{k} = \\ &= -\frac{2}{3} \varphi \frac{c \sqrt{1+z_c}}{4000} \left(\frac{M}{10^{12} M_\odot} \right)^{1/2} = \end{aligned}$$

$$= -\varphi \cdot 5 \cdot 10^9 \sqrt{1+z_c} \left(\frac{M}{10^{13} M_\odot} \right)^{1/2} \text{ см/сек.}$$

Отметим простое правило: скорость падения частицы на диск равна той скорости, с которой данная частица удалялась бы от центральной частицы в невозмущенном движении. Найдем плотность, до которой сжимается частица перед ударом,

$$\frac{\partial x}{\partial q} = t^{1/2} \left(1 - \frac{t^{1/2}}{t_c^{1/2}} \cos \varphi \right),$$

причем $t^{1/2}/t_c^{1/2} = (\sin \varphi / \varphi)^{-1}$ из условия $x = 0$ окончательно ($\rho_{0,sh}$ — перед ударом, $\hat{\rho}_{0,sh} = 4\rho_{0,sh}$ — после удара)

$$\frac{\rho_{0,sh}}{\rho} = \left[t^{-1/2} \frac{\partial x}{\partial q} \right]^{-1} = \left(1 - \frac{\varphi \cos \varphi}{\sin \varphi} \right)^{-1} = 3/\varphi^2.$$

Давление, которое достигается в ударной волне, останавливающей вещество, равно $\frac{4}{3} \rho_{0,sh} u^2$.

Получим

$$\begin{aligned} p &= \frac{4}{3} \cdot \frac{3}{\varphi^2} \cdot 2 \cdot 10^{-29} (1+z_c)^3 \varphi^2 \cdot 25 \cdot 10^{12} \left(\frac{M}{10^{13} M_\odot} \right)^{1/2} (1+z) = \\ &= 10^{-16} (1+z_c)^4 (M/10^{13} M_\odot)^{1/2}. \end{aligned}$$

Таким образом, при $\varphi \ll 1$, $t - t_c \ll t_c$, $z_c - z \ll z_c$ оказывается, что давление на поверхности диска остается постоянным, не обращается ни в 0, ни в ∞ , при $\varphi \rightarrow 0$.

Отсюда следует, что после прохождения фронта ударной волны вещество остается при постоянном давлении (по крайней мере пока $\varphi \ll 1$), а значит и не меняет свою плотность и не движется. Масса на единицу поверхности пропорциональна φ , $\mu = a\varphi$. Следовательно распределение плотности по толщине найдем из условия

$$d\mu = \rho dx = \frac{\rho}{\varphi^2} dx = a d\varphi,$$

откуда

$$x = \gamma \varphi^3, \quad \rho = \delta/x^{1/3}.$$

Дадим оценку максимальной и минимальной температуры сжатого вещества с учетом того, что начальная температура газа T_g отлична от нуля.

По-видимому, $T_g = T_r$ при $z > z_1$, где z_1 порядка 400 за счет неполной рекомбинации и связи электронов с излучением, а T_r — температура излучения.

Следовательно при $z = z_1$ имеем

$$T_g = 2.7 (1 + z_1), \quad \rho_g = 2 \cdot 10^{-29} (1 + z_1)^3,$$

$$p_g = RT\rho = 8.3 \cdot 10^7 \cdot 2.7 \cdot 2 \cdot 10^{-29} (1 + z_1)^4 = 5 \cdot 10^{-21} (1 + z_1)^4.$$

В момент максимального сжатия дано давление p (см. выше), и по адиабатическим формулам получим

$$T = T_1 \left(\frac{p}{p_1} \right)^{3/2} = 250 (1 + z_1)^{-3/2} (1 + z_c)^{3/2} \left(\frac{M}{10^{12} M_\odot} \right)^{1/2}$$

и соответственно для плотности

$$\rho = 2 \cdot 10^{-29} (1 + z_1)^3,$$

$$\left(\frac{p}{p_g} \right)^{3/2} = 10^{-29} (1 + z_1)^{9/2} (1 + z_c)^{13/2} \left(\frac{M}{10^{12} M_\odot} \right)^{3/2} \cong$$

$$\cong 4 \cdot 10^{-25} (1 + z_c)^{13/2} \left(\frac{M}{10^{12} M_\odot} \right)^{3/2}.$$

Однако эти величины относятся лишь к самой центральной плоскости.

Рассмотрим физические условия в веществе, сжатом ударной волной. При $u < 1.6 \cdot 10^9$, $T < 10^4$ °К, и водород остается нейтральным. При $u > 6 \cdot 10^9$ происходит практически полная ионизация водорода. Рассмотрим скорость рекомбинации, сравнивая ее со скоростью роста диска. Зададимся $M = 10^{12} M_\odot$ для масштаба возмущения и $z_c = 4$.

Получим

$$p = 1.5 \cdot 10^{-13}, \quad |u| = \varphi \cdot 10^7, \quad t_c = \frac{2}{3H_0} (1 + z_c)^{-3/2} = 2 \cdot 10^{17} \cdot 0.1 =$$

$$= 2 \cdot 10^{16} \text{ сек}, \quad \frac{t}{t_c} = 1 + \frac{\varphi^2}{4}, \quad t - t_c = t_c \frac{\varphi^2}{4} = 5 \cdot 10^{13} \varphi^2.$$

При температуре 10^4 °К в ионизованном газе плотность $\eta = p/2KT = 0.05$ 1/см³ и характерное время рекомбинации

$$\tau = (a\eta)^{-1}, \quad \text{где } a = 4 \cdot 10^{-13}, \quad \tau = 5 \cdot 10^{13} \text{ сек}.$$

Полная ионизация происходит при $u = 6 \cdot 10^9$, $\varphi = 0.6$, при этом $t - t_c = 5 \cdot 10^{13} \cdot 0.36 = 2 \cdot 10^{14}$ сек.

Таким образом, время рекомбинации несколько меньше общего времени образования диска. В первом приближении можно считать (в типич-

ных условиях, выбранных выше для численного примера), что большая часть вещества диска представляет собой нейтральный атомный водород с температурой ниже 10^4 °К.

Образование молекул и дальнейшее охлаждение [3] здесь не рассматриваем.

Остановимся в заключение на роли тяготения в диске. Сравним с давлением ударной волны то давление, которое в середине диска создается тяготением. При поверхностной плотности μ г/см² давление тяготения равно $p_m = \frac{\pi}{2} G\mu^2$. Подставляя выражение μ , получим

$$P_m = \varphi^2 \cdot 4 \cdot 10^{-16} (1 + z_c)^2 \left(\frac{M}{10^{12} M_\odot} \right)^{2/3}.$$

Таким образом, отношение P_m/P_{sh} зависит только от φ и достигает 1 лишь при $\varphi \sim 1$.

$$P_m/P_{sh} = 1.6 \varphi^2.$$

Следовательно, при приближении конденсации к середине ($\varphi \sim 1 + 1.5$) тяготение в диске увеличивает в 2—3 раза давление, и диск оказывается в среднем гравитационно связанным по отношению к расширению вдоль оси конденсации.

Статистический аспект приближенной теории. Рассмотрим трехмерную задачу со спектрально заданным возмущением.

С учетом того, что в растущем типе возмущений заданы лишь продольные волны, запишем

$$\vec{r} = A\vec{q} + B \int i\vec{k} c(\vec{k}) e^{i\vec{k}\vec{q}} d^3k,$$

где A и B суть две известные (зависящие только от космологической модели, т. е. от Ω) функции времени или красного смещения z , отношение $B/A = f$.

Тензор деформаций

$$D_{jk} - \frac{\partial x_j}{\partial q_k} = A(\partial_{jk} - f \int k_j k_k c e^{i\vec{k}\vec{q}} d^3k).$$

Отсюда для плотности получим

$$\rho = \frac{\bar{\rho}}{(1 - \lambda_1 f)(1 - \lambda_2 f)(1 - \lambda_3 f)}.$$

В линейном приближении

$$\frac{\partial \rho}{\rho} = f(\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3) = f \operatorname{Sp} D_{jk} \text{ и } \left(\frac{\partial \rho}{\rho} \right)^2 = f^2 \sigma^2.$$

Обратимся к статистическому анализу нелинейного выражения $\rho(x)$, следующего из приближенной теории.

Как показал А. Г. Дорошкевич, в сделанных предположениях функция распределения вероятности по трем $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ имеет довольно сложный вид.

До диагонализации отдельно взятая компонента D_{jk} является гауссовой. Поворот тензора представляет собой линейное преобразование при данных углах поворота — но при диагонализации углы поворота зависят от самих значений компонент, поэтому $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ выражаются нелинейно через компоненты (корни кубического уравнения). Сюда добавляется еще неаналитическая процедура выбора названий: уславливаемся $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$. Из размерности очевидно, что вероятности зависят только от безразмерных отношений $m_1 = \lambda_1/\sigma$, $m_2 = \lambda_2/\sigma$, $m_3 = \lambda_3/\sigma$. Любопытной особенностью функции $P(m_1, m_2, m_3)$ является наличие в ней множителя $(m_1 - m_2)(m_1 - m_3)(m_2 - m_3)$. Вероятность совпадения или близости двух главных значений меньше, чем вероятность совпадения или близости двух независимых величин. Это обстоятельство дает дополнительный аргумент в пользу собирания вещества в диск, а не в линии или точки.

Для дальнейшего перейдем к функции одной переменной $\Phi(m)$, дающей вероятность того, что $\lambda_1 > m\sigma$; $m_1 > m$. Функция Φ получается интегрированием $P(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$ по $\lambda_2, \lambda_3, \lambda_1$ в пределах $-\infty < \lambda_3 < \lambda_2$, $-\infty < \lambda_2 < \lambda_1$, $m\sigma < \lambda_1 < \infty$. Согласно Дорошкевичу, об $\Phi(m)$ известно

$$\Phi(m) \simeq 0.92 - 0.4 - 0.74 m^2 \dots, \quad m \ll 1,$$

$$\begin{aligned} \Phi(m) \simeq & 0.12 m l^{-2.5m^2} \left[1 - \frac{0.6}{m^2} \left(1 - \frac{0.2}{m^2} + \frac{0.12}{m^4} - \dots \right) \right] + \\ & + \frac{0.145}{m} e^{-3.75m^2} \left[1 - \frac{0.13}{m^2} + \frac{0.26}{m^4} \dots \right], \quad m \gg 1, \end{aligned}$$

Теперь можно дать выражение для доли вещества, подвергшегося бесконечному сжатию

$$\mu(t) = \Phi(m), \quad \lambda_1 f = 1, \quad \frac{\lambda_2}{\sigma} \sigma f = m \sigma f = 1, \quad m = 1/\sigma f,$$

где σ характеризует начальную амплитуду возмущения плотности, а $f(t)$ — закон нарастания возмущений. Так как $(\delta\rho/\rho)^2 = z^2 f^2$ при линейной экстраполяции самой плотности, то можно сформулировать результат следующим образом: нелинейная приближенная теория дает долю вещества, подвергшегося бесконечному сжатию, как однозначную функцию от одного только параметра — линейно экстраполированного среднего отклонения плотности. Эта связь не зависит ни от вида спектра, ни от космологической модели.

Приведем таблицу

Таблица 1

$\sqrt{(\delta\rho/\rho)^2}$	0.5	0.83	1	1.33	1.5	2	2.2	3	10
$\mu = \Phi$	10^{-5}	10^{-2}	0.023	0.16	0.2	0.33	0.48	0.62	0.873

Согласно предыдущему, на ранней стадии доля вещества, сжатого ударной волной, по крайней мере в $\sqrt{3}$ раз больше, чем количество вещества, подвергшегося бесконечному сжатию, без учета удара. Приблизительно $\mu \sqrt{3} = 0.3$ в момент, когда по линейной теории $\delta\rho/\rho = 1.45$.

С помощью таблицы и функций $f(t, \Omega)$ можно дать ответ на следующий вопрос: пусть задано значение $\mu = \mu_0$ сегодня; при каком z в среднем происходила конденсация? Более конкретно дадим $z_{1/2}$ при котором $\mu = \mu_0/2$.

Приводим несколько численных примеров

$$\Omega = 1 \begin{array}{l} \mu_0 \\ z_{1/2} \end{array} \left| \begin{array}{ll} 0.1 & 0.5 \\ 0.09 & 0.5 \end{array} \right.$$

$$\Omega = \frac{1}{30} \begin{array}{l} \mu_0 \\ z_{1/2} \end{array} \left| \begin{array}{ll} 0.5 & 0.85 \\ 4.2 & \sim 21 \end{array} \right.$$

Возможности элементарной теории без применения счетных машин, по-видимому, исчерпываются информацией того типа, который приведен выше.

Решение таких вопросов, как статистика размеров дисков, доля гравитационно-связанных пар (или групп) дисков и т. п., по-видимому, легче проводить грубым численным счетом реализаций, а не сверхточной аналитико-вероятностной теорией общего случая.

Тем более это относится к расчету дальнейшей судьбы дисков.

Пользуюсь случаем искренне поблагодарить В. Ф. Дьяченко за идею лагранжевых координат и благожелательное отношение к численным расчетам, А. Г. Дорошкевича за помощь и справедливую, острую критику.

Институт прикладной математики
АН СССР

THE SEPARATION OF UNIFORM MATTER INTO PARTS UNDER THE ACTION OF GRAVITATION

Ya. B. ZELDOVICH

An approximate solution is given for the problem of growth of perturbations during the expansion of matter without pressure.

The solution is qualitatively correct also when the perturbations are not small. Infinite density is obtained first on disclike surfaces by unilateral compression.

The following layers are compressed first adiabatically and then by a shock wave. Physical conditions in compressed matter are analysed.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *J. Silk*, *Ap. J.*, 151, 454, 1968.
2. *А. Д. Чернин*, *Астроф. ж.*, 42, 1124, 1965.
3. *R. H. Dicke*, *P. J. Peebles*, *Ap. J.*, 194, 838, 1968.
4. *А. Г. Дорошкевич*, *Астрофизика* (в печати).

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

К ВОПРОСУ О ДИНАМИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ
АССОЦИАЦИИ γ И δ ПЕРСЕЯ

Недавно авторами [1] был предложен метод исследования распределения скоростей звезд в сферически-симметричных системах, с помощью остаточных лучевых скоростей этих звезд и наблюдаемого их распределения, в проекции на небесную сферу. Применение этого метода к синтетической ассоциации O—В звезд указывает на регулярное возрастание средней скорости с расстоянием от центра системы [1, 2]. Как раз такую зависимость следует ожидать [3] для расширяющейся системы, в которой скорости расширения обладают заметной дисперсией. Этот факт нами рассматривался как свидетельство в пользу расширения звездных ассоциаций и, следовательно, их динамической неустойчивости.

Зависимость между средней скоростью расширения и соответствующим расстоянием от центра системы, выведенная в [1, 2], а также менее точным методом в более ранних работах [3, 4], относится к синтетической ассоциации O—В звезд, то есть к совокупности известных O-ассоциаций в целом. Поэтому полученный в них вывод о расширении и динамической неустойчивости этих систем справедлив лишь в среднем. Этот вывод не исключает возможности того, что некоторые из составляющих синтетическую ассоциацию систем—звездных ассоциаций могут оказаться устойчивыми.

В связи с этим определенным интерес представляет вывод, полученный в недавней работе П. Н. Холопова [5], о том, что в ряде случаев O-ассоциации являются обыкновенными динамически устойчивыми, молодыми звездными скоплениями. В этой работе в числе

динамически устойчивых систем упоминается, в частности, система χ и h Персея.

К сожалению, применение предложенного нами метода [1] к отдельным ассоциациям для выяснения вопроса об их динамической неустойчивости затруднено отсутствием лучевых скоростей для достаточно большого числа их членов. Однако система χ и h Персея составляет в этом отношении исключение. Ниже приводятся результаты применения этого метода к системе χ и h Персея.

Нами использованы лучевые скорости и распределение в проекции на небесную сферу 38 звезд классов O—V ассоциации χ и h Персея по данным, приведенным в [6]. За центр распределения принята середина отрезка, соединяющего два ядра системы в проекции на небесную сферу, а в качестве лучевой скорости центра системы взята средняя лучевая скорость всех 38 звезд (-40.7 км/сек). Расстояние ассоциации принято равным 2.1 кпс [6]. На основе этих данных по формулам (19)—(21) работы [1] для различных плоскопараллельных разрезов системы χ и h Персея были вычислены: \bar{v} — среднее значение пространственной скорости звезд, расположенных внутри данного плоскопараллельного разреза и \bar{r} — среднее пространственное расстояние этих звезд от центра ассоциации [1]. Полученные результаты графически представлены на рис. 1. Прямая линия на этом рисунке проведена методом наименьших квадратов. Из рис. 1 видно что функция $\bar{v}(\bar{r})$ является линейно возрастающей. Как показано в [1], возрастание функции $\bar{v}(\bar{r})$ означает возрастание и функции $v(r)$, представляющей собой зависимость средней пространственной скорости v от расстояния r до центра системы. Причем если зависимость $\bar{v}(\bar{r})$ является линейной, то линейной должна быть и зависимость $v(r)$. Важно отметить, что, согласно [1], линейность функции $\bar{v}(\bar{r})$ или $v(r)$ сохраняется вплоть до окрестностей центра системы*.

Таким образом, анализ, основанный на данных о 38 звездах классов O—V ассоциации χ и h Персея с известными лучевыми скоростями, свидетельствует о возрастании их средней пространственной скорости с удалением от центра системы. Как уже было отмечено [3], именно такой зависимостью между \bar{v} и (\bar{r}) характеризуются расширяющиеся системы, обладающие значительной дисперсией скоростей расширения составляющих.

* Согласно полученной зависимости $\bar{v}(\bar{r})$ (рис. 1), \bar{v} стремится к нулю на конечном расстоянии от принятого центра системы. Это можно объяснить, по-видимому, тем, что в действительности система имеет два ядра, что не учтено в наших расчетах. Однако для нашей цели вполне достаточно определение качественного поведения функции $\bar{v}(\bar{r})$, а именно, возрастающего характера этой функции.

Поэтому полученная зависимость $\bar{v}(\bar{r})$ (рис. 1) может быть рассмотрена как свидетельство в пользу динамической неустойчивости ассоциации γ и h Персея.

Следует лишь добавить, что динамические оценки возраста ассоциации, основанные на этом представлении, приводят к величине порядка 10^7 лет [6—8]*. Это на порядок выше, чем принято в ра-

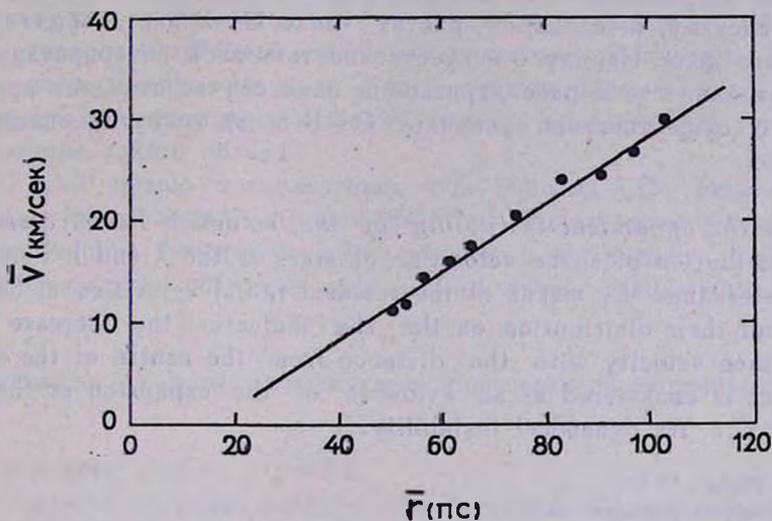


Рис. 1.

боте П. Н. Холопова. Учет этого обстоятельства позволяет объяснить, не прибегая к очень большим скоростям расширения, распределение $O-V$ звезд вокруг ядер ассоциации, исходя из представления о возникновении звезд, занимающих объем „короны“, в этих ядрах. Это объяснение находится в полном согласии с представлениями, развитыми В. А. Амбарцумяном [9], о возникновении и развитии звезд в звездных ассоциациях.

Ради полноты следует указать, что возрастающий ход \bar{v} с \bar{r} в принципе допускает также другие, хотя и крайне неправдоподобные, интерпретации, не связанные с представлением о расширении звездных ассоциаций [1, 3]. Одна из этих интерпретаций исходит из допущения, что существует галактический фон $O-V$ звезд, проектирующихся на данную ассоциацию, причем звезды этого фона обладают по

* Очевидно, что динамический возраст ассоциации всегда больше отношения \bar{r}/\bar{v} вследствие наличия значительной дисперсии в скоростях расширения для каждого значения \bar{r} .

отношению к центру тяжести ассоциации скоростями, значительно превышающими скорости членов ассоциации. Тогда наблюдаемую зависимость $\bar{v}(r)$ можно истолковать как следствие различного процентного содержания О—В звезд указанных двух типов на разных расстояниях от центра ассоциации. Иначе говоря, следует считать, что большие значения \bar{v} при удалении от центра системы обусловлены тем, что с удалением от центра убывает число О—В звезд, входящих в систему, и, наоборот, растет число О—В звезд общего галактического поля. Наряду с искусственностью этой интерпретации, при ее справедливости в рассматриваемом нами случае отпадает представление о существовании „короны“ О—В звезд вокруг скопления χ и h Персея.

On the dynamical instability of the χ and h Persei association.
The distribution of space velocities of stars in the χ and h Persei system determined by means of the residual radial velocities of 38 О—В stars and their distribution on the sky indicates the increase of the mean space velocity with the distance from the centre of the system. This fact is considered as an evidence of the expansion of this association, i. e. its dynamical instability.

24 января 1970

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Л. В. МИРЗОЯН
М. А. МНАЦАКАНЯН

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Л. В. Мирзоян, М. А. Мнацаканян, *Астрофизика*, 6, 1970 (в печати).
2. L. V. Mirzoyan, M. A. Mnatsakanyan, *Spiral Structure of our Galaxy*, IAU Symposium, No. 38, 1970 (in press).
3. Л. В. Мирзоян, *Сообщ. Бюр. обс.*, 29, 91, 1961.
4. Л. В. Мирзоян, *Бюлл. Абастуман. АО*, 27, 36, 1962.
5. П. Н. Холопов, *Астрон. ж.*, 45, 786, 1968.
6. Л. В. Мирзоян, *Сообщ. Бюр. обс.*, 35, 75, 1964.
7. V. A. Ambartzumian, *Max Planck Festschrift*, Berlin, 1958, p. 97.
8. Л. В. Мирзоян, *Астрофизика*, 1, 109, 1965.
9. В. А. Амбарцумян и др., *Проблемы современной космогонии*, Наука, М., 1969.

КЛОЧКОВАТАЯ МОДЕЛЬ РАДИОИЗЛУЧАЮЩИХ ОБЛАКОВ РАДИОГАЛАКТИК

В [1] рассмотрена модель радиоисточника, состоящего из отдельных конденсаций. В рамках предложенного В. А. Амбарцумяном представления о радиогалактиках [2] эти конденсации можно считать результатом фрагментации выброшенного из ядра галактики дозвездного вещества. Можно полагать, что эти конденсации являются областями более сильного магнитного поля—намагниченными облачками. Для простоты поле между облачками будем считать равным нулю. Оказывается, что при этом можно сформулировать определенные требования к структуре такого облака.

С этой целью воспользуемся полученными в [3] результатами. Согласно [3] наблюдаемая мощность F^* радиоизлучения галактик, по крайней мере в некоторой фазе, убывает с увеличением расстояния радиоизлучающего облака от ядра радиогалактики следующим образом:

$$F^* \sim r_0^{-2,1}. \quad (1)$$

Зависимость (1) соответствует адиабатическому расширению облака

$$F^* \sim l^{-2,7}, \quad (2)$$

где l — радиус облака, а $\gamma = 2.6$.

С другой стороны, спектральная плотность F радиоизлучения релятивистских электронов и включенных в этот релятивистский газ отдельных намагниченных облачков определяется известной формулой синхротронной теории:

$$F \sim V \cdot H_{\perp}^{\frac{1+2}{\gamma}} K_{\gamma}, \quad (3)$$

где V — суммарный эффективный объем намагниченных облачков, H_{\perp} — перпендикулярная лучу зрения составляющая магнитного поля, K_{γ} — рассчитанный на единицу объема коэффициент в спектре релятивистских электронов.

Из условия „вмороженности“ магнитных силовых линий имеем

$$H_{\perp} \sim r^{-2}, \quad (4)$$

где r — радиус облачка.

Предположим, что облачка находятся в динамическом равновесии с релятивистским газом

$$P_{\text{газ}} = P_{\text{обл.}} \quad (5)$$

Давление релятивистского газа пропорционально плотности в степени 4/3:

$$P_{\text{газ}} \sim \rho^{4/3}. \quad (6)$$

Следовательно

$$P_{\text{газ}} \sim l^{-4}. \quad (7)$$

Будем считать, что давление облачков обусловлено только их магнитным полем

$$P_{\text{обл.}} \sim H^2 \sim r^{-4}. \quad (8)$$

Из (7) и (8) следует, что

$$r \sim l. \quad (9)$$

Сравнивая (4) и (9), получаем

$$H \sim l^{-2}. \quad (10)$$

Используя адиабатический инвариант, можно показать, что

$$K_0 \sim l^{-1-2}. \quad (11)$$

По формулам (3), (10) и (11) получается

$$F \sim l^{-2\gamma}. \quad (12)$$

Такая зависимость спектральной плотности потока радиоизлучения от размеров радиоизлучающего облака, соответствует наблюдательным данным (2).

Выражение (12) справедливо лишь в том случае, когда не происходит диффузии релятивистских электронов из облака. Коэффициент диффузии D определяется известной формулой

$$D = \frac{1}{3} \lambda v, \quad (13)$$

где λ — длина свободного пробега частиц, v — скорость их движения. Для рассматриваемых здесь релятивистских электронов $v \approx c$.

Пробег λ частиц определяется по формуле

$$\lambda = \frac{1}{\sigma s}, \quad (14)$$

где σ — эффективное поперечное сечение облака, а s — концентрация облачков.

Выражая концентрацию s через полное число облачков S в облаке и радиус облака l , а также полагая $\sigma = 4\pi r^2$, получим:

$$D = \frac{c}{9S} l^3 / r^2. \quad (15)$$

Радиус облака l зависит от возраста радиогалактики t , согласно [4], следующим образом:

$$l = \alpha \left(\frac{E_0}{\rho_0} \right)^{1/3} t^{2/3}, \quad (16)$$

где α — коэффициент порядка единицы, E_0 — полная энергия взрыва, ρ_0 — плотность межгалактической среды.

Пользуясь приведенными выше соотношениями, легко показать, что за время t частица удалится от своего первоначального положения на расстояние L , равное:

$$L = \sqrt{\frac{10c\alpha}{63S} \left(\frac{l}{r} \right)^2 \left(\frac{E_0}{\rho_0} \right)^{1/3} t^{7/3}}. \quad (17)$$

Очевидно, что для выполнения соотношения (12) необходимо, чтобы отношение L/l оставалось много меньше единицы, например $L/l \lesssim 0.1$. Из этого условия получается зависимость между числом облачков S и возрастом t_0 радиогалактики

$$S \gtrsim 4.8 \cdot 10^{11} \alpha^{-1} \left(\frac{l}{r} \right)^2 \left(\frac{E_0}{\rho_0} \right)^{-1/3} t_0^{2/3}. \quad (18)$$

Очевидно также, что суммарный объем облачков не может превышать объем всего облака:

$$Sr^3 \leq l^3. \quad (19)$$

Из двух последних соотношений, принимая $E_0 = 10^{57}$ эрг, а $\rho_0 = 10^{-28}$ г/см³, $\alpha = 1$ и $t_0 = 10^8$ лет, получаем

$$S \gtrsim 5 \cdot 10^{22} \left(\frac{l}{r} \right)^2, \quad (20)$$

а также

$$\frac{l}{r} \gtrsim 5 \cdot 10^2. \quad (21)$$

Можно предположить, что рассматриваемая диффузия релятивистских электронов из облака и является причиной завершения радиоизлучающей стадии радиогалактики. Такое предположение весьма правдоподобно, так как все другие, рассмотренные в [5] процессы, происходящие в радиоизлучающем облаке на поздней стадии, не могут ус-

корить эволюцию по сравнению с адиабатическим расширением. Как показывает анализ наблюдательных данных, такое ускорение эволюции имеет место.

Действительно, рассмотрим галактики обзора [6], имеющие абсолютные радиовеличины $M > -25^m.5$. Все эти 5 галактик перечислены в табл. 1.

Таблица 1

ЗС	z	M	M_0
386	0.0008	-19.4	-15.4
231	0.0013	-19.9	-19.7
272.1	0.0029	-22.0	-19.2
71	0.0038	-22.4	-20.4
270	0.0070	-24.9	-20.8

Из табл. 1 можно видеть, что ни одна из этих галактик не имеет абсолютной визуальной величины M_0 , меньше $-21^m.0$. Хорошо известно, однако, что радиогалактики по своей оптической светимости являются, как правило, галактиками-сверхгигантами. Таким образом, вероятно, среди известных в настоящее время радиисточников нет радиогалактик с $M > -25^m.5$.

С другой стороны, число N радиогалактик с абсолютной радиовеличиной M в некотором интервале $M_1 - M_2$ можно подсчитать по формуле

$$N = \int_{M_1}^{M_2} n(M) W(M) dM, \quad (22)$$

где $n(M)$ — дифференциальная функция радиосветимости радиогалактик, $W(M)$ — „доступный“ объем.

Функцию радиосветимости радиогалактик возьмем в форме [8]:

$$\lg n(M) = 0.50 M + 7.7. \quad (23)$$

Тогда вместо (22) будем иметь

$$N \approx 0.1 (10^{-0.1 M_2} - 10^{-0.1 M_1}). \quad (24)$$

Для интервала абсолютных радиовеличин от $-25^m.5$ до $-22^m.0$ по формуле (22) должно быть

$$N \approx 40. \quad (25)$$

Таким образом, отсутствие среди известных объектов радиогалактик с $M > -25^m$ свидетельствует об ускорении эволюции радиогалактик на поздних стадиях их развития. Если причина этого заключается в диффузии релятивистских частиц из радиоизлучающего облака, то вместо (20) получается следующая оценка числа облачков в облаке:

$$S = 5 \cdot 10^2 \left(\frac{l}{r} \right)^2. \quad (26)$$

Если принять, согласно [1], что $l/r \sim 10^3$, то полное число облачков в радиоизлучающем облаке составит $\sim 5 \cdot 10^8$.

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

Patchy model of radioemitting clouds of radiogalaxies. Some properties of radioemitting clouds of radiogalaxies are considered. It is supposed that these clouds consist of separate condensations of the magnetic field.

29 января 1970

Ю. К. МЕЛИК-АЛАВЕРДЯН

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. G. Burbidge, Nature, 216, 1827, 1967.
2. В. А. Амбарцумян, Проблемы эволюции Вселенной, Ереван, 1968.
3. Ю. К. Мелик-Алавердян, ДАН Арм. ССР, 48, 3, 1969.
4. Р. А. Варданян, Ю. К. Мелик-Алавердян, Астрофизика, 4, 4, 1968.
5. Н. С. Кардашев, Астрон. ж., 39, 3, 1962.
6. J. D. Wyndham, Ap. J., 144, 2, 1966.

ОБ УРАВНЕНИИ ДЛЯ ФАЗОВОЙ ПЛОТНОСТИ В СИСТЕМЕ ГРАВИТИРУЮЩИХ ТОЧЕК

Эволюция звездной системы в регулярном самосогласованном гравитационном поле описывается уравнениями Больцмана-Лиувилля и Пуассона

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial r} - \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial f}{\partial v} = 0, \quad (1)$$

$$\nabla^2 \psi = 4\pi Gm \int f dv, \quad (2)$$

$$f(r, v, 0) = f_0(r, v), \quad (3)$$

где $f(r, v, t)$ — фазовая плотность, $\psi(r, t)$ — гравитационный потенциал, m — масса звезды и $f_0(r, v)$ — заданная функция.

То обстоятельство, что уравнения (1) и (2) являются уравнениями в частных производных, значительно затрудняет проведение как аналитического, так и численного анализа. Поэтому было бы желательным получение интегрального кинетического уравнения. В настоящей заметке выводится интегральное уравнение для трансформанты Фурье фазовой плотности.

Введем обозначение

$$F(s, u, t) = \int \int e^{i s r + i u v} f(r, v, t) dr dv \quad (4)$$

и применим преобразование Фурье к уравнению (1). Учитывая, что

$$\begin{aligned} & \int e^{i s r} \frac{\partial \psi}{\partial x_k} dr \int e^{i u v} f(r, v, t) dv = \\ & = \int e^{i s r} \frac{\partial \psi}{\partial x_k} dr \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{-i s' r} F(s', u, t) d s' = \\ & = -\frac{i}{(2\pi)^3} \int F(s', u, t) (s_k - s'_k) \Psi(s - s', t) d s', \quad (k = 1, 2, 3), \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\Psi(s, t) = \int e^{i s r} \psi(r, t) dr, \quad (6)$$

находим

$$\frac{\partial F}{\partial t} - s \frac{\partial F}{\partial u} + \frac{1}{(2\pi)^3} \int F(s - \alpha, u, t) \Psi(\alpha, t) u \cdot \alpha d \alpha = 0. \quad (7)$$

Преобразование Фурье потенциала можно выразить при помощи уравнения Пуассона через функцию F . Из (2) получаем (см., например, [1], стр. 163)

$$\Psi(s, t) = -\frac{4\pi Gm}{s^2} F(s, 0, t). \quad (8)$$

Подставляя это выражение в (7), приходим к уравнению, которое содержит только $F(s, u, t)$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F(s, u, t)}{\partial t} - s \frac{\partial F(s, u, t)}{\partial u} &= \frac{Gm}{2\pi^2} \int F(s - \sigma, u, t) \times \\ &\times F(\sigma, 0, t) u \cdot \sigma \frac{d\sigma}{\sigma^2}, \end{aligned} \quad (9)$$

причем

$$F(s, u, 0) = \iint e^{i sr + i u v} f_0(r, v) dr dv \equiv F_0(s, u) \quad (10)$$

является заданной функцией.

Интегро-дифференциальное уравнение (9) соответствует уравнениям (1) и (2) для фазовой плотности. Формальное интегрирование (9) с учетом начального условия (10) приводит к искомому интегральному уравнению

$$\begin{aligned} F(s, u, t) &= F_0(s, u + st) + \\ &+ \frac{Gm}{2\pi^2} \int_0^t d\tau \int F(s - \sigma, u + s(t - \tau), \tau) \times \\ &\times F(\sigma, 0, \tau) [u + s(t - \tau)]' \sigma \frac{d\sigma}{\sigma^2}. \end{aligned} \quad (11)$$

Если функция $F(s, u, t)$ известна, то фазовая плотность находится путем обращения преобразования Фурье

$$f(r, v, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \int e^{-i sr - i u v} F(s, u, t) ds du. \quad (12)$$

Следует, однако, иметь в виду, что ряд интегральных характеристик звездной системы можно найти при помощи F , не пользуясь формулой обращения. Приведем некоторые наиболее важные соотношения. Как нетрудно показать, число звезд N в системе, полная кинетическая энергия T , полная потенциальная энергия U , момент инерции J и импульс P определяются следующими формулами:

$$N = F(0, 0, t), \quad T = -\frac{\bar{m}}{2} \nabla^2 F(0, \mathbf{u}, t) \Big|_{\mathbf{u}=0},$$

$$P = -im \frac{\partial F(0, \mathbf{u}, t)}{\partial \mathbf{u}} \Big|_{\mathbf{u}=0}, \quad U = -\frac{Gm^2}{4\pi^2} \int \Big| F(s, 0, t) \Big|^2 \frac{d\mathbf{s}}{s^2}, \quad (13)$$

$$J = -m \nabla^2 F(s, 0, t) \Big|_{s=0}.$$

Компоненты полного момента импульса L равны

$$L_i = \left[\frac{\partial^2 F}{\partial s_k \partial u_j} - \frac{\partial^2 F}{\partial s_j \partial u_k} \right]_{s=\mathbf{u}=0}, \quad (14)$$

где (i, j, k) — циклическая перестановка чисел 1, 2, 3.

Дифференцируя надлежащим образом уравнение (9), можно показать, что в системе выполняются законы сохранения числа звезд, полной энергии, импульса и момента импульса. Кроме того, из (9) следует соотношение

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 J}{dt^2} = 2T + U, \quad (15)$$

обычно называемое уравнением вириала.

Обратимся к рассмотрению стационарного состояния звездной системы. Обозначим фазовую плотность в стационарном состоянии через $f(r, v)$, а ее преобразование Фурье — через $F(s, \mathbf{u})$.

Как видно из (9), функция $F(s, \mathbf{u})$ удовлетворяет уравнению

$$s \frac{\partial F(s, \mathbf{u})}{\partial \mathbf{u}} = -\frac{Gm}{2\pi^2} \int F(s - \sigma, \mathbf{u}) F(\sigma, 0) \mathbf{u} \cdot \sigma \frac{d\sigma}{\sigma^2}. \quad (16)$$

Соответствующее интегральное уравнение проще всего получить следующим образом. Возьмем в качестве начального состояния звездной системы стационарное состояние

$$F_0(s, \mathbf{u}) = F(s, \mathbf{u}). \quad (17)$$

Тогда, в соответствии с определением стационарного состояния, должно быть

$$F(s, \mathbf{u}, t) = F(s, \mathbf{u}) \quad (18)$$

для всех t . Подставляя (17) и (18) в уравнение (11), находим

$$F(s, u) = F(s, u + st) + \frac{Gm}{2\pi^2} \int_0^t d\tau \int F(s - \sigma, u + s\tau) \times \\ \times F(\sigma, 0)(u + s\tau) \sigma \frac{d\sigma}{\sigma^2}. \quad (19)$$

Таким образом, функция $F(s, u)$ должна определяться из уравнений (16) или (19).

Рассмотрим теперь интегральное уравнение (11). Это уравнение связывает значения функции F в некоторый момент времени с ее значениями в предыдущие моменты времени. Поэтому значения F можно последовательно найти для всех t , то есть изучить эволюцию звездной системы с течением времени.

Практически это можно сделать при помощи следующего известного способа. Выберем дискретный набор значений $t: t_0 = 0, t_1, \dots, t_n \dots$ и заменим интеграл по τ в правой части (11) квадратурной суммой по формуле

$$\int_0^{t_n} \varphi(\tau) d\tau = \sum_{j=0}^{n-1} A_j^{(n)} \varphi(t_j), \quad (20)$$

где $A_j^{(n)}$ — соответствующие весовые коэффициенты. Полагая в уравнении (11) $t = t_n$, получаем систему рекуррентных соотношений

$$F(s, u, t_n) = F_0(s, u + st_n) + \\ + \frac{Gm}{2\pi^2} \sum_{j=0}^{n-1} A_j^{(n)} \int F(s - \sigma, u + s(t_n - t_j), t_j) \times \\ \times F(\sigma, 0, t_j) [u + s(t_n - t_j)] \sigma \frac{d\sigma}{\sigma^2}, \quad (n = 0, 1, \dots), \quad (21)$$

из которой последовательно находятся $F(s, u, t_1)$, $F(s, u, t_2)$ и т. д. Если нас интересуют значения F лишь для одного какого-либо момента времени, то уравнение (11) можно решить способом итераций.

Обычно применяемые в настоящее время численные методы расчета эволюции звездных систем связаны с интегрированием уравнений движения в системе N гравитирующих тел; необходимое при этом для расчетов время быстро возрастает с ростом N . Предложенный выше метод связан с вычислением определенных интегралов, причем число

звезд в системе не играет роли. Необходимо отметить также, что в том случае, когда система обладает определенной симметрией, уравнение (11) значительно упрощается.

On equation for the phase density in a system of gravitating particles. The differential and integral equations for the Fourier-transform of the phase density is found. The numerical method of the solution of the basic integral equation is discussed.

13 января 1970

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

В. Ю. ТЕРЕБИЖ

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Владимиров, Уравнения математической физики, Наука, М., 1967.

ОЦЕНКИ БЛЕСКА ИЗБРАННЫХ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА

В 1967—69 годах Б. Е. Маркарян опубликовал два списка открытых им галактик с ультрафиолетовым континуумом в спектре [1, 2]. В настоящей работе приводятся фотоэлектрические оценки блеска и цвета для двадцати объектов из второго списка Б. Е. Маркаряна [2], большинство из которых обнаруживают эмиссии в видимой части спектра [3]. Фотоэлектрические измерения галактик Маркаряна делались ранее Д. В. Видманом и Э. Е. Хачикяном [4, 5].

Наблюдения проводились в ноябре 1969 года с помощью 125-см рефлектора Крымской станции ГАИШ. В качестве приемника излучения использовался электрофотометр В. М. Лютого [6] с английским фотоумножителем ЕМ1, работающий в схеме счета импульсов. Изменения велись дифференциальным способом относительно звезд с известными внеатмосферными величинами; коэффициенты прозрачности определялись каждую ночь. Все наблюдения проведены с круглыми центрическими диафрагмами диаметром 10 и 25 секунд дуги. Для окончательной обработки отобраны результаты четырех ночей (5/6, 11/12, 13/14 и 15/16 ноября) с хорошими атмосферными условиями, с турбулентным диском не более 1—1.5 сек.

Результаты измерений приведены в нижеследующей таблице, которая содержит номера галактик согласно Б. Е. Маркаряну [2], величину диафрагмы фотометра, блеск и цвет галактики, среднюю квадратичную ошибку и число проведенных оценок. Каждая оценка состоит из трех—десяти индивидуальных отсчетов. В таблице первая строка V.

звезд в системе не играет роли. Необходимо отметить также, что в том случае, когда система обладает определенной симметрией, уравнение (11) значительно упрощается.

On equation for the phase density in a system of gravitating particles. The differential and integral equations for the Fourier-transform of the phase density is found. The numerical method of the solution of the basic integral equation is discussed.

13 января 1970

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

В. Ю. ТЕРЕБИЖ

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Владимиров, Уравнения математической физики, Наука, М., 1967.

ОЦЕНКИ БЛЕСКА ИЗБРАННЫХ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА

В 1967—69 годах Б. Е. Маркарян опубликовал два списка открытых им галактик с ультрафиолетовым континуумом в спектре [1, 2]. В настоящей работе приводятся фотоэлектрические оценки блеска и цвета для двадцати объектов из второго списка Б. Е. Маркаряна [2], большинство из которых обнаруживают эмиссии в видимой части спектра [3]. Фотоэлектрические измерения галактик Маркаряна делались ранее Д. В. Видманом и Э. Е. Хачикяном [4, 5].

Наблюдения проводились в ноябре 1969 года с помощью 125-см рефлектора Крымской станции ГАИШ. В качестве приемника излучения использовался электрофотометр В. М. Лютого [6] с английским фотоумножителем ЕМ1, работающий в схеме счета импульсов. Изменения велись дифференциальным способом относительно звезд с известными внеатмосферными величинами; коэффициенты прозрачности определялись каждую ночь. Все наблюдения проведены с круглыми центрическими диафрагмами диаметром 10 и 25 секунд дуги. Для окончательной обработки отобраны результаты четырех ночей (5/6, 11/12, 13/14 и 15/16 ноября) с хорошими атмосферными условиями, с турбулентным диском не более 1—1.5 сек.

Результаты измерений приведены в нижеследующей таблице, которая содержит номера галактик согласно Б. Е. Маркаряну [2], величину диафрагмы фотометра, блеск и цвет галактики, среднюю квадратичную ошибку и число проведенных оценок. Каждая оценка состоит из трех—десяти индивидуальных отсчетов. В таблице первая строка V.

далее $B-V$ и $U-B$. Величины, не имеющие средних квадратичных ошибок, следует рассматривать как предварительные. Измерения с $25''$ диафрагмой для объектов с малыми угловыми размерами №№ 106 и 205 не приводятся, как не имеющие физического смысла ввиду помех со стороны близких галактик.

Полученные величины могут быть представлены на двухцветной диаграмме (рис. 1). Кроме наших измерений, приведены фотозлектрические данные для некоторых галактик Маркаряна, согласно [5], а также цвета ядер галактик Сейферта с $5''$ диафрагмой [7].

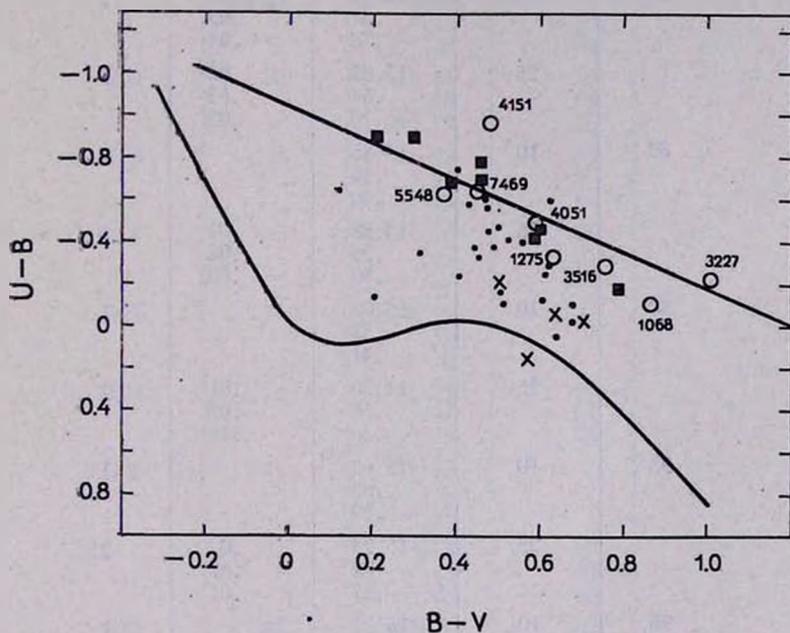


Рис. 1.

На диаграмме различными символами обозначены галактики Маркаряна без эмиссий, галактики Маркаряна с эмиссиями и галактики Маркаряна с широкими эмиссиями в спектре, подобные ядрам сейфертовских галактик. Явно заметна корреляция характера эмиссий с цветом. Галактики с широкими эмиссиями в спектре обладают также более голубым цветом. По-видимому, как широкие эмиссии, соответствующие большим скоростям разлета газа, так и интенсивный голубой цвет характеризуют ядра галактик в стадии максимума активности.

Таблица 1^а

№№	Диафрагма	$\frac{V}{U-V}$	σ	n	
1	2	3	4	5	
71	10 ^а	14.11		1	
		.48			
		— .58			
73	10	15.17		1	
		.74			
		—			
79	10	14.27	± 0.04	7	
		.47			.03
		— .78			.04
	25	13.82	.03		5
		.54	.02		
		— .70	.02		
89	10	15.35		1	
		.56			
		— .40			
	25	14.83	.01	2	
		.55	.02		
		— .33	.00		
92	10	15.02		1	
		.53			
		— .41			
	25	14.30	.01	2	
		.50	.03		
		— .20	.15		
93	10	15.63		1	
		.63			
		— .29			
	25	15.23	.02	2	
		.70	.02		
		— .27	.01		
95	10	16.21		1	
		.46			
		— .34			
	25	15.40		1	
		.46			
		— .11			
96	10	15.30		1	
		.63			
		— .59			
	25	14.95	.00	2	
		.39	.03		
		— .30	.02		
98	25	14.78	.03	3	
		.51	.02		
		— .16	.02		
99	25	15.86	.06	4	
		.49	.06		
		— .38	.10		

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5
101	10"	14.29 .64 .05		1
	25	13.58 .59 .03		1
104	10	15.39 .45 — .38		1
	25	14.43 .45 — .28	.15 .05 .05	2
105	25	15.81 .68 — .10	.10 .02 .09	4
		106	10	16.22 .22 — .90
111	25	14.20 .51 — .20	.06 .01 .02	3
		113	10	14.49 .57 .15
124	25	15.33 .61 — .47	.02 .04 .06	5
		141	10	15.09 .60 — .45
25	14.90 .63 — .36			.07 .00 .00
142	10	15.77 .44 — .58	.02 .10 .11	2
		205	10	15.16 .31 — .90

Автор признателен Б. Е. Маркарян за любезное предоставление поисковых карт голубых галактик до публикации, а также В. Г. Ефремову за помощь в наблюдениях.

The estimation of brightness of selected Markarian galaxies. Results of the photoelectrical UBV—observations of the blue Markarian galaxies by means of the 125-cm reflector are given. On the two-color

U—B, B—V diagram the blue galaxies with broad emission lines like the Seyfert galaxy nuclei fall to the quasi-stellar object region.

10 января 1970

Крымская станция ГАИШ

Э. А. ДИБАЙ

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967.
2. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 443, 1969.
3. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, 6, 1, 1970.
4. Л. В. Видман, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 4, 587, 1968.
5. Л. В. Видман, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 5, 113, 1969.
6. В. М. Лютый, *Астрон. цирку.*, № 446, 3, 1967.
7. Э. А. Дибай, Г. В. Зайцева, В. М. Лютый, *Астрон. ж.*, 46, 940, 1968.

CONTENTS

THE COLORIMETRY OF GALAXY NGC 6946. II. THE INTEGRAL PHOTOMETRIC CHARACTERISTICS OF BRIGHT STELLAR ASSOCIATIONS <i>E. Ye. Khachikyan, K. A. Sahakyan</i>	177
CHROMOSPHERES OF THE UV CET-TYPE STARS . . . <i>R. E. Gershberg</i>	191
POLARIZATION OF LIGHT OF RED VARIABLE STARS OF HIGH LUMINOSITY <i>V. A. Dombrovsky</i>	207
SPECTRUM VARIABLE STAR CU VIR AND OBLIQUE ROTATOR MODEL <i>V. L. Khokhlova, T. V. Rtabchikova</i>	227
THE ANDROMEDA GALAXY M 31. III. A HYDRODYNAMICAL MODEL. RESULTS <i>J. Einasto, U. Rummel</i>	241
NUMERICAL-EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF QUASI-STATIONARY SPHERICAL SYSTEM WITH STARS OF DIFFERENT MASSES <i>A. S. Baranov</i>	261
ON THE CHANGES OF PERIODS OF THE LONG-PERIOD VARIABLE STARS <i>A. G. Nudjenko</i>	277
GENERATION OF STELLAR MAGNETIC FIELD BY PARTIALLY IONIZED CONVECTIVE ENVELOPES. I <i>E. M. Drobtshesky</i>	287
THE PERIODS OF PULSATIONS OF ROTATING WHITE DWARFS NEAR CHANDRASEKAR'S LIMIT <i>V. S. Imshennik, Z. F. Seydov</i>	301
ON THE GENERATION OF RELATIVISTIC PARTICLES BY NEUTRON STARS IN THE STATE OF ACCRETION <i>V. F. Schwartzman</i>	309
THE SEPARATION OF UNIFORM MATTER INTO PARTS UNDER THE ACTION OF GRAVITATION <i>Ya. B. Zeldovich</i>	319
NOTES	
ON THE DYNAMICAL INSTABILITY OF THE γ AND η PERSEI ASSOCIATION <i>L. V. Mirzoyan, M. A. Mnatsakanian</i>	337
PATCHY MODEL OF RADIOEMITTING CLOUDS OF RADIOGALAXIES <i>Yu. K. Melik-Alaverdian</i>	341
ON EQUATION FOR THE PHASE DENSITY IN A SYSTEM OF GRAVITATING PARTICLES <i>V. Yu. Terebizh</i>	346
THE ESTIMATION OF BRIGHTNESS OF SELECTED MARKARIAN GALAXIES <i>E. A. Dibay</i>	350