В. А. АМБАРЦУМЯН

НАУЧНЫЕ ТРУДЫ

3



ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ

Վ. Հ. ՀԱՄԲԱՐՁՈՒՄՅԱՆ

ԳԻՏԱԿԱՆ ԱՇԽԱՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

ՎԱՎ. ՍՈԲՈԼԵՎԻ
ԽՄԲԱԳՐՈՒԹՅԱՄԲ

ՀԱՏՈՐ ԵՐԿՈՐԴ

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԱ ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆ 1988

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

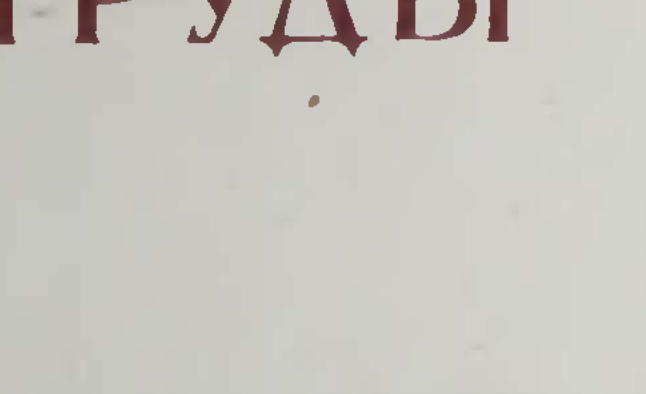
В. А. АМБАРЦУМЯН

НАУЧНЫЕ ТРУДЫ

Р III 60057

ПОД РЕДАКЦИЕЙ
В. В. СОБОЛЕВА

ТОМ ТРЕТИЙ



ИЗДАТЕЛЬСТВО АН АРМЯНСКОЙ ССР
ЕРЕВАН 1988

ББК 22.63
А 613

Печатается по решению Редакционно-издательского совета
АН Армянской ССР

Составитель
доктор физико-математических наук *Э. С. Парсамян*

Амбарцумян В. А.
А 613 Научные труды: [В 3-х т.]/Под ред. В. В. Соболева; АН АрмССР.—Ер.: Изд-во АН АрмССР, 1988. Изд. с. 1960 г.
Т. 3.—1988.—370 с., ил.

В книге представлены работы академика В. А. Амбарцумяна за период 1961—1986 гг., опубликованные в советских и зарубежных изданиях. В ней содержатся новые идеи В. А. Амбарцумяна, относящиеся к активности ядер галактики, вспыхивающим звездам, сверхплотным конфигурациям и теории переноса.

Адресуется астрофизикам и специалистам смежных наук.

А $\frac{1605040000}{703(02)-88}$ 53—89

ББК 22.63

© Издательство АН Армянской ССР, 1988

Академия наук Армянской ССР
Фундаментальная библиотека



ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА

Крупнейшему советскому астрофизику Виктору Амазасповичу Амбарцумяну 18 сентября 1968 года исполняется 60 лет. В ознаменование этой даты Издательство Академии наук Армянской ССР предприняло издание настоящей книги, являющейся собранием его трудов за последние 30 лет. В сущности эта книга представляет собой третий том собрания сочинений В. А. Амбарцумяна, так как первые два тома уже были опубликованы в 1960 году в связи с его 50-летием.

Статьи, помещенные в данном томе, как и в двух предыдущих, свидетельствуют о чрезвычайно широком диапазоне творчества ученого. Они очень различны как по предмету, так и по методу исследований. Большие различия встречаются и в жанре работ—от изящных решений конкретных задач до глубоких обобщений философского характера.

Все же наибольшее число статей этого тома посвящено одной крупной проблеме астрофизики—изучению нестационарных явлений во Вселенной. В. А. Амбарцумян впервые рассмотрел разные формы нестационарности в галактиках и показал, что активные ядра галактик играют огромную роль в их развитии. При изучении вспыхивающих звезд им выдвинута гипотеза о новом источнике звездной энергии и рассмотрена роль нового типа звезд (названных им фуорами), которые быстро совершают переход от одного уровня излучаемой энергии к другому. Многие задачи, поставленные В. А. Амбарцумяном в этой области, уже решены им и его последователями, другие еще ждут своего решения. Однако важно и то, что они правильно поставлены, ибо поставить задачу часто гораздо труднее, чем решить.

В ряде статей данного тома подробно излагаются взгляды В. А. Амбарцумяна на происхождение и эволюцию небесных тел. Согласно его представлениям, эволюция вещества во Вселенной идет от плотных состояний к разреженным. С этой точки зрения, заслуживают большого внимания его работы (выполненные совместно с Г. С. Саакяном) по построению моделей сверхплотных звезд.

В. А. Амбарцумян является одним из основоположников теории переноса излучения, очень важной для астрофизики и смежных с ней наук. Им были сформулированы «принципы инвариантности» и с их помощью разработаны новые методы, применяемые в настоящее время при решении многих научных и практических задач. Эти методы уже были описаны в первом томе, теперь же излагается «метод самосогласованных оптических глубин», позволяющий решать нелинейные задачи теории переноси излучения.

В книгу включены также статьи общего характера, в которых автор делится своими соображениями о путях развития астрофизики и науки в целом.

Все статьи, содержащиеся в этом томе, расположены не в хронологическом порядке, а распределены по тематическим разделам. Печатаются они в том же виде, в каком раньше были опубликованы в журналах. Лишь статьи, опубликованные на иностранных языках, переведены на русский язык. Сделали это сотрудники Бюраканской обсерватории Г. А. Арутюнян, Э. С. Парсамян, К. Л. Саакян, Г. Г. Товмасян, Г. М. Товмасян.

После некоторых статей помещены редакторские примечания.

Выражаю искреннюю благодарность Э. С. Парсамян за подготовку статей к печати и за помощь в редактировании.

ВНЕГАЛАКТИЧЕСКАЯ АСТРОНОМИЯ

О ПОВЕРХНОСТНЫХ ЯРКОСТЯХ В ГАЛАКТИКЕ

§ 1. *Полные поверхностные яркости.* При изучении строения нашей Галактики мы пользуемся в основном звездными подсчетами. При этом анализ звездных подсчетов, производимый для получения данных о строении нашей звездной системы, связан с рядом трудностей частью принципиального, частью технического характера. В частности, он требует знания функции светимости и ее изменений в пространстве.

Однако некоторые сведения о строении Галактики возможно получить без детального анализа звездных подсчетов. Для этого достаточно использовать поверхностные яркости, обусловленные звездами, т. е. суммарные видимые яркости всех звезд, приходящихся на единичный телесный угол, скажем, на квадратный градус. В дальнейшем мы будем употреблять термин полная поверхностная яркость именно в указанном смысле. Само собою разумеется, что в наши полные поверхностные яркости не входят яркости незвездного происхождения, например, свечение ночного неба, зодиакальный свет и т. д. Мы не будем включать в них также «галактический свет», т. е. свет звезд, рассеянный космической пылью и диффузными туманностями, а также свет от внегалактических источников.

К сожалению, наши данные о полных поверхностных яркостях I должны пока получаться из интегрирования звездных подсчетов по разным величинам согласно формуле

$$I = \int_{-\infty}^{m_0} A(m)\, 10^{0.4(m_0-m)}\, dm, \qquad (1)$$

где I выражено в звездах величины m_0, с квадратного градуса, а $A(m)$ число звезд с видимыми величинами между $m-\frac{1}{2}$ и $m+\frac{1}{2}$ на квадратный градус. Величина I есть функция координат на небесной сфере.

Попытка прямых определений I на основании наблюдения яркости неба и исключения посторонних компонент сделана в последней работе Фесенкова [1], и накопление систематических наблюдений подобного типа в высшей степени желательно.

При вычислении I, согласно формуле (1), мы встречаемся с двумя трудностями. Иногда слабые звезды, на которые подсчеты еще не распространены (слабее 20.0), вносят значительную долю в величину интеграла (1). Эту долю приходится вычислять путем экстраполяции. Эта трудность имеет значение главным образом для низких галактических широт.

Для очень ярких звезд значение $A(m)$ становится хотя и малым, но неопределенным. Из-за этого происходят флюктуации величины I в

Астрон. ж., 23, 257, 1964.

зависимости от того, попадает или нет в рассматриваемый участок неба одна из немногочисленных ярких звезд.

Несмотря на это, подсчеты Van Rhijn'a [2] и непосредственный учет ярких звезд позволяет с уверенностью определять полную поверхностную яркость I для разных направлений.

§ 2. *Парциальные поверхностные яркости.* Наряду с полными поверхностными яркостями мы можем рассматривать также парциальные поверхностные яркости, обусловленные звездами того или иного физического типа.

Так, можно говорить о парциальной поверхностной яркости, возникающей от звезд типа F, или о парциальной поверхностной яркости от G звезд и т. д.

Парциальные поверхностные яркости, очевидно, вычисляются по той же формуле (1), с той лишь разницей, что $A(m)$ уже представляют числа звезд данного типа.

Сказанное о трудностях вычисления полных поверхностных яркостей в еще большей мере относится к парциальным поверхностным яркостям вследствие неполноты данных, скажем, о спектральных типах слабых звезд.

Основными данными для вычисления парциальных поверхностных яркостей, обусловленных звездами различных спектральных типов, могут служить подсчеты звезд по HDC, BSD и HDE.

Заметим, что если все звезды поделены на ряд неперекрывающихся физических типов (такое разделение может быть произведено различными способами по разным признакам, например, по спектру, по светимости, по признаку переменности и т. д.), то полная поверхностная яркость равна сумме парциальных поверхностных яркостей.

В последнее время часто производится разделение Галактики на ряд взаимно проникающих подсистем по разным физическим признакам (Lindblad [3], Кукаркин [4]). Парциальная поверхностная яркость есть поверхностная яркость от звезд рассматриваемой подсистемы.

§ 3. *Коэффициенты излучения.* При теоретическом расчете поверхностных яркостей нам придется рассматривать полный и парциальные коэффициенты излучения. Под полным коэффициентом излучения η мы будем понимать суммарную яркость всех звезд, приходящихся на один кубический парсек, выраженную в яркостях звезд некоторой абсолютной величины M.

Если $\Phi(M)$ есть функция светимости, нормированная таким образом, что

$$\int \Phi(M)\,dM = n, \tag{2}$$

где n—полное число звезд на кубический парсек, то

$$\eta = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(M)\,10^{0.4(M_\odot - M)}\,dM. \tag{3}$$

Таким же образом могут быть определены парциальные коэффициенты излучения для звезд, обладающих тем или иным физическим признаком.

Переход от чисел звезд в единице объема и в единичном телесном углу к коэффициентам излучения и поверхностным яркостям яв-

ляется переходом от «микроскопической» точки зрения к «макроскопической».

Такая макроскопическая точка зрения уже давно по существу применяется при изучении внешних Галактик, например, при изучении эллиптических туманностей (сравнить хотя бы работы Oort'a [5] об эллиптических туманностях NGC 3115 и 4494). В галактической же астрономии она была пока использована лишь в отдельных случаях, например, для решения одной задачи в работе Greenstein'a и Henyey'a [6] о количестве света, рассеиваемого космической пылью, и в работах автора [7, 8] о флюктуациях в поверхностных яркостях Млечного Пути.

Greenstein'ом и Henyey'ом была получена в частности формула (9) настоящей работы и проведено сравнение, аналогичное тому, которое у нас дано в табл. 1. Однако они не сделали тех выводов физического характера, касающихся относительного распределения звезд и темной материи, к которым приходим мы, и которые имеют большое принципиальное значение.

Заметим, наконец, что значение полного коэффициента излучения в окрестностях Солнца довольно хорошо определяется из функции светимости Van-Rhijn'a и равна 4.8 звезд с абсолютной величиной $10^m.0$ в фотографических лучах и 6.1 звезд $10^m.0$ в визуальных лучах. Это означает, что колор-индекс среднего излучения звезд в окрестностях солнца равен $+0^m.26$.

§ 4. *Коэффициент поглощения и оптическое расстояние от плоскости Галактики.* В дальнейшем мы отвлечемся от клочковатой структуры поглощающей среды в Галактике и будем рассматривать некоторый непрерывный макроскопический коэффициент поглощения α, который будет непрерывной функцией координат. Для любой точки в Галактике мы можем образовать интеграл от величины α вдоль перпендикуляра, опущенного из этой точки до плоскости симметрии Галактики. Эту величину назовем оптическим расстоянием рассматриваемой точки до плоскости симметрии Галактики и обозначим ее через τ. Имеем

$$\tau = \int_0^z \alpha dz, \tag{4}$$

где z—линейное удаление от галактической плоскости.

Когда z стремится к бесконечности, τ стремится к τ_0, т. е. к полной оптической полутолщине Галактики

$$\tau_0 = \int_0^\infty \alpha dz. \tag{5}$$

Вообще τ есть функция z, x, y, а τ_0 функция от x и y. Однако в том приближении, в каком можно принять модель плоскопараллельных слоев в Галактике (вблизи Солнца), τ зависит только от z, τ_0 есть постоянная.

В модели плоскопараллельных слоев η есть функция только z, т. е. она может рассматриваться как функция τ.

Значение τ_0 в фотографических лучах равно $0^m.25$ по Hubble'y [9] и $0^m.34$ по Паренаго [10].

§ 5. *Полные поверхностные яркости при плоскопараллельных сло-*

ях. Как показали работы Вашакидзе [11] и Оорта [12], гипотеза плоскопараллельных слоев довольно хорошо согласуется с распределением звезд по видимым величинам в высоких галактических широтах. Правда, более точное исследование приводит к обнаружению ряда уклонений от этой модели, однако в известном приближении мы можем пользоваться ею. Если в этой модели η, как и α, есть функция τ, то и отношение

$$\frac{\eta}{\alpha} = B(\tau)$$

будет функцией τ.

Поверхностная яркость на галактической широте b в рассматриваемой модели тогда представится формулой:

$$I(b) = \int_0^\infty e^{-\frac{\tau}{\sin b}} B(\tau) \frac{d\tau}{\sin b} . \qquad (6)$$

Впрочем, эта формула соответствует лишь тому случаю, когда все звезды погружены в поглощающий слой. Если часть звезд настолько удалена от галактической плоскости, что находится вне поглощающего слоя, то для I(b) будем иметь

$$I(b) = \int_0^{\tau_0} e^{-\frac{\tau}{\sin b}} B(\tau) \frac{d\tau}{\sin b} + Ce^{-\frac{\tau_0}{\sin b}} \frac{1}{\sin b} . \qquad (7)$$

Второй член соответствует звездам, лежащим вне поглощающего слоя, и обращается в нуль при $b = 0$, т. е. эти звезды ничего не прибавляют к яркости экватора Млечного Пути.

Остановимся пока на случае формулы (6), т. е. примем, что все звезды погружены в поглощающий слой. Это будет, в частности, при условии, что η убывает при возрастании τ относительно быстрее, чем α. При этом последнем условии введем следующую приближенную схему

$$B(\tau) = B_0 = \text{const} \quad \text{при} \quad \tau < \tau_1 < \tau_0 \qquad (8a)$$

и

$$B(\tau) = 0 \quad \text{при} \quad \tau_1 < \tau < \tau_0, \qquad (8b)$$

где τ_1 некоторая постоянная. Принятие формул (8a, b) означает, что мы допускаем постоянство отношения коэффициента излучения к коэффициенту поглощения до некоторого расстояния от плоскости Галактики, а далее считаем коэффициент излучения равным нулю.

Тогда (6) дает

$$I(b) = B_0(1 - e^{-\tau_1 \operatorname{cosec} b}) \qquad (9)$$

Очевидно, что B_0 есть яркость галактического экватора и может быть взята из наблюдений. Спрашивается, можно ли подобрать τ_1 таким, чтобы вычисленные из (9) поверхностные яркости оказались в согласии с поверхностными яркостями, вычисленными на основании данных Ван-Райна об усредненных по долготам значениях A_m.

Во втором столбце табл. 1 приведены I(b) для разных b, вычисленные по (9) в предположении $B_0 = 220$ звезд десятой величины (фотограф.), с квадратного градуса и $\tau_1 = 0{,}12$. В третьем столбце той же

таблицы даны значения I_1 в тех же единицах, полученные по указанным выше звездным подсчетам.

Таблица 1

b	I_c	I_{obs}
0°	220	220
10°	108	104
20°	65	66
30°	46	47
40°	37	37
90°	26	25

Сравнение обоих столбцов показывает, что принятая модель хорошо соответствует усредненному по долготам распределению яркостей звезд. Таким образом, звезды, лежащие вне поглощающего слоя, не влияют на распределение поверхностных яркостей. Поэтому второй член в формуле (7) является излишним. Более того, оптическая толщина в формуле (9) оказывается равной только $I_1=0.12$, т. е. эффективная оптическая полутолщина того поглощающего слоя, в котором расположены звезды, равна 0.12. С другой стороны, поскольку минимальное значение τ_0 равно 0.23 (или 0.25 в звездных величинах), то не остается никаких сомнений, что значительная часть поглощающего слоя расположена в области, где звезд очень мало, или, что η убывает быстрее, чем α.

К этому выводу другими путями приходили и другие авторы, например, Аллер и Тремплер [13]. Точно так же Оорт [14] отмечал, что большую концентрацию к плоскости Галактики показывает лишь селективно поглощающая материя, в то время как материя, обладающая нейтральным поглощением, более рассеяна.

§ 5. *Уточненное толкование полученного результата.* Теперь, когда путем сравнения с наблюдениями вновь подтверждена некоторая применимость модели плоскопараллельных слоев, мы можем остановиться на толковании полученных численных значений параметров B_0 и τ_1.

Для этого заметим, что вследствие малости τ_1 формула (9) для высоких галактических широт может быть написана в форме:

$$I(b)=B_0\tau_1\operatorname{cosec} b \qquad (10)$$

или, при $b=\frac{\pi}{2}$,

$$I\left(\frac{\pi}{2}\right)=B_0\tau_1, \qquad (11)$$

а при $b=0^0$ $\quad I=B_0$.

С другой стороны, более общая формула (6) дает для $b=\frac{\pi}{2}$ при малых τ_1

$$I\left(\frac{\pi}{2}\right)=\int_0^{\tau_0} B(\tau)d\tau \qquad (12)$$

и для $b=0$

$$I(0)=B(0). \qquad (13)$$

Из (12) и (13) получаем

$$\frac{I\left(\frac{\pi}{2}\right)}{I(0)}=\frac{\int_0^{\tau_0} B(\tau)d\tau}{B(0)},$$

а из (10) и (11) смысл условного числа τ_1

$$\tau_1 = \frac{I\left(\frac{\pi}{2}\right)}{I(0)}. \tag{14}$$

Из сопоставления этих двух равенств имеем:

$$\tau_1 = \frac{\int_0^{\tau_1} B(\tau)d\tau}{B(0)} \tag{15}$$

или поскольку

$$\int_0^{\tau_1} B(\tau)d\tau = \int_0^{\bar{\tau}} \eta dz \quad \text{и} \quad B(0) = \frac{\eta(0)}{\alpha(0)}, \tag{16}$$

то

$$\tau_1 = \alpha(0)\frac{\int_0^{\bar{\tau}} \eta dz}{\eta(0)} = \alpha(0)z_1. \tag{17}$$

Таким образом, τ_1 представляет собою оптическую толщину слоя, обладающего таким же коэффициентом поглощения, какой имеется в плоскости симметрии Галактики, и линейной толщиной, равной

$$z_1 = \frac{\int_0^{\bar{\tau}} \eta dz}{\eta(0)}. \tag{18}$$

Последняя же величина есть не что иное, как «линейная полутолщина однородной светящейся Галактики около Солнца», т. е. если бы на протяжении такой высоты от плоскости Галактики η была постоянной и равнялась $\eta(0)$, то произведение $z_1\eta(0)$ было бы равно $\int_0^{\bar{\tau}} \eta dz$.

Из формулы (17) можно получить значение z_1, если только известно значение $\alpha(0)$.

§ 6. *Определение* $\alpha(0)$. Из (13) и (16) непосредственно следует

$$I(0) = \frac{\eta(0)}{\alpha(0)}. \tag{19}$$

Формула (19) дает нам возможность определить значения $\alpha(0)$ коэффициента поглощения в плоскости Галактики в окрестностях Солнца, так как $I(0)$ известно из наблюдений, а $\eta(0)$ может быть вычислено из известной для окрестностей Солнца функции светимости по формуле (3).

Мы уже видели, что $I(0)$ равняется 220 звезд десятой величины с квадратного градуса. Ту же самую величину можно выразить в звездах десятой абсолютной величины с квадратного парсека. Для этого указанное численное значение нужно помножить на 33. Получится

$7.3 \cdot 10^3$ звезд десятой абсолютной фотограф. величины с квадратного парсека. С другой стороны, на основании функции светимости Ван-Райна нетрудно подсчитать, что $\eta(0)$ равно 0.048 звезд десятой абсолютной фотографической величины с кубопарсека. Произведя деление, получаем $\alpha(0) = 0.66$ на килопарсек.

Но это есть значение коэффициента поглощения, определяемое обычным образом. Переходя к звездным величинам, получаем коэффициент поглощения, равный $0^m.72$ на килопарсек.

К сожалению, пока мы мало что можем сказать о степени точности этого результата. Это связано прежде всего с тем, что мы ничего не знаем пока о степени точности значения $\eta(0)$. Кроме того, отклонения от положенной нами в основу гипотезы плоскопараллельных слоев также могут играть известную роль. В частности, возможна небольшая положительная поправка к полученному значению $\alpha(0)$, если Солнце расположено в разрежении и окружено более густо населенными областями.

Наконец, поскольку для вычисления $I(0)$ нами использованы числа звезд, усредненные по долготам, и поскольку $I(0) = \frac{\eta(0)}{\alpha(0)}$, полученное значение $\alpha(0)$ есть среднее гармоническое. При значительных флуктуациях действительной величины $\alpha(0)$ в зависимости от направления среднее гармоническое и среднее арифметическое должны отличаться друг от друга, причем среднее арифметическое должно быть больше. Поэтому среднее арифметическое поглощение должно быть больше, чем 0.72 звездной величины на килопарсек. По предварительной оценке поправка может достигать 0.10 звездной величины. Поэтому для среднего арифметрического значения коэффициента поглощения мы будем иметь

$$\alpha(0) = 0.82 \frac{\text{звёздной величины}}{\text{килопарсек}}.$$

Необходимо вновь подчеркнуть, что все полученные здесь по новому методу цифры для коэффициента поглощения являются совершенно предварительными.

§ 7. *Определение* z_1. Из формулы (17) имеем для z_1

$$z_1 = \frac{\tau_1}{\alpha(0)}.$$

Используя полученные значения τ_1 и $\alpha(0)$, получаем

$$z_0 = 160 \text{ парсек}.$$

Поэтому полная толщина однородно светящейся Галактики в районе Солнца составляет около 320 парсек.

§ 8. *Определение* τ_1 *для отдельных типов звезд.* Используя парциальные поверхностные яркости для отдельных классов звезд, мы можем определить соответствующее им значение τ_1, подобно тому как это мы сделали для совокупности всех звезд.

Однако вследствие недостаточности наших данных о спектральных типах и других характеристиках слабых звезд мы можем получить более или менее реальные данные о парциальных поверхностных яркостях только тех типов, у которых яркость определяется в основном звездами высокой видимой яркости.

К числу таких классов звезд относятся B-звезды и цефеиды.

Нами было произведено определение α_1 следующим образом. Если взять поверхностную яркость в высоких галактических широтах, то вследствие малости τ_1 из формулы (9) будем иметь

$$I(b) = B_0 \tau_1 \operatorname{cosec} b,$$

а у экватора Галактики

$$I(0) = B_0.$$

Откуда

$$\tau_1 = \frac{I(b)}{I(0)} \sin b, \tag{20}$$

В частности,

$$\tau_1 = \frac{I\left(\frac{\pi}{2}\right)}{I(0)}. \tag{20'}$$

Для рассматриваемых классов число их представителей в высоких галактических широтах очень мало, поэтому для получения надежного значения поверхностной яркости нужно взять весьма обширную околополярную область (например, иногда область от $\pm 30^\circ$ до $\pm 90^\circ$). Однако в этой области сама широта b меняется тогда в значительных пределах. Но мы можем проинтегрировать (20) по некоторому телесному углу ω и разделить на ω. Тогда получим

$$\tau_1 = \frac{1}{\omega I(0)} \int I(b) \sin b \, d\omega. \tag{21}$$

И так как на самом деле рассматриваемая яркость состоит из свечения отдельных звезд, то интеграл сводится к сумме.

$$\tau_1 = \frac{1}{\omega I(0)} \sum i \sin b, \tag{22}$$

где i —яркость отдельных звезд. При этом суммирование распространено на все звезды рассматриваемого типа, расположенные в области ω.

Вместе с тем отметим, что сравнение (20′) и (22) дает

$$I\left(\frac{\pi}{2}\right) = \frac{1}{\omega} \sum i \sin b. \tag{23}$$

Формула (23) дает нам возможность определять $I\left(\frac{\pi}{2}\right)$ даже для тех случаев, когда в непосредственной близости от полюса нет или почти нет звезд рассматриваемого типа

Что касается до I(0), то оно может быть определено путем суммирования яркостей звезд в какой-либо узкой экваториальной зоне, например, в пределах между $\pm 5^\circ$ галактической широты.

Вычисления, основанные на известных каталогах фотографических яркостей, дали следующие результаты:

а) средняя парциальная визуальная поверхностная яркость для звезд типов $O—B_0—B_1—B_2$ при $b = 0^\circ$ равна 2.7 звезды десятой величины на 1 квадратный градус;

б) средняя парциальная визуальная поверхностная яркость для звезд типов $O—B_0—B_1—B_2$ при $b=90°$ равна 0.23 звезды десятой величины на 1 квадратный градус.

Эти два результата получены по данным HDC, который надо считать в данном случае исчерпывающим, так как звезды типа B, слабее 8^m0, дают совместно очень малую долю суммарной яркости.

На основании (22) для звезд $O—B_2$ из приведенных цифр получается

$$\tau_1=0.01.$$

Однако необходимо указать здесь на один источник возможных ошибок при определении τ_1. Дело в том, что при малочисленности звезд данного типа в высоких галактических широтах возможны широкие флуктуации при определении величины $i\left(\frac{\pi}{2}\right)$ по формуле (23). Иными словами, в зависимости от случайного наличия или отсутствия вблизи Солнца той или иной звезды рассматриваемого класса может получиться различное значение поверхностной яркости.

Конкретно в данном случае звезда ε Virginis дает почти столько же при вычислении суммы (23), сколько остальные 26 звезд типа $O—B_2$, имеющие $[b]>20°$. Поэтому откидывание одной этой звезды дает $\tau_1=0.05$.

К счастью, отбрасывание других звезд не сказывается на результате. Поэтому мы решили принять для $O—B_2$ значение $\tau_1=0.07$.

с) Средняя парциальная фотографическая поверхностная яркость, обусловленная цефеидами (классическими) при $b=0$, равна 0.14 звезд десятой величины на квадратный градус.

d) Средняя парциальная фотографическая поверхностная яркость, обусловленная классическими цефеидами при $b=90°$, равна 0.006 звезд десятой величины на квадратный градус.

Из этих двух цифр мы получаем $\tau_1=0.04$.

К сожалению, на этот раз звезда δ Cephei определяет собой значительную долю яркости экваториальной зоны. Если отбросить ее, то для τ_1 получится значение $\tau_1=0.07$ и в среднем мы имеем $\tau_1=0.06$.

Таким образом, мы принимаем

для звезд $O—B_2$ $\tau_1=0.07$,
для цефеид $\tau_1=0.06$.

Хотя, как мы видим, полученные для этих классов объектов значения τ_1 заключают известную неопределенность, все же порядок их определен довольно хорошо. Малость значений τ_1 для этих категорий объектов не является неожиданной, так как они обладают сильной галактической концентрацией и, следовательно, сосредоточены в средней части поглощающего слоя.

§ 9. *Планетарные туманности.* Изучение распределения суммарных яркостей планетарных туманностей по небу приводит к столь неожиданному результату, что на них стоит остановиться особо.

Нами были подсчитаны суммарные фотографические яркости этих объектов по галактическим поясам и получены для различных галактических широт средние поверхностные яркости, выраженные в звездах двадцатой величины с квадратного градуса, приведенные во втором столбце табл. 2. При этом были использованы данные каталога планетарных туманностей, приложенного к книге Воронцова-Вельяминова: «Новые звезды и планетарные туманности».

Академия наук Армянской ССР

Г 60057

Как легко видеть, наличие минимума I(b) не позволяет удовлетворительно представить наблюдательные данные с помощью формулы (9). Поэтому мы вернулись к формуле (7) и приняли в ней, что $B(\tau)$ имеет некоторое значение B_0 в интервале от $\tau=0.0$ до $\tau_1=0.04$. Далее вне этого интервала $B(\tau)$ настолько мало, что интеграл от $\tau=0.04$ до $\tau=\tau_0$ не имеет существенного значения. С другой стороны, мы приняли, что C отлично от нуля, что означает наличие большого числа туманностей вне поглощающего слоя.

Такая картина эквивалентна представлению о том, что планетарные туманности состоят из двух групп, из которых одна чрезвычайно сильно сконцентрирована около плоскости Галактики, а другая настолько рассеяна, что подавляющее большинство ее членов находится вне поглощающего слоя.

Тогда имеем формулу:

$$I = B_0\left(1 - e^{-\frac{\tau_1}{\sin b}}\right) + Ce^{-\frac{\tau_0}{\sin b}}. \qquad (24)$$

Значения I, вычисленные при наилучших значениях постоянных: $B_0=40$ звезд 20-й величины с квадратного градуса, $\tau_1=0.04$, $\tau_0=0{,}3$ и $C=20$ звезд 20-й величины с квадратного градуса, приводятся в третьем столбце табл. 2.

Таблица 2

b	I_{obs}	I_c
0°	44	40
7°	22	25
12°	46	30
20°	15	29
32°	15	25
60°	21	18

Мы видим, что, несмотря на вхождение в формулу (24) трех параметров, согласие между наблюденными и вычисленными значениями не вполне удовлетворительное. Тем более замечательно согласие, получившееся для случая всех звезд в табл. 1.

Впрочем часть расхождений табл. 2 должна быть отнесена за счет малочисленности планетарных туманностей и, следовательно, больших флуктуаций.

§ 10. *Цвет Галактики.* Если представим себе наблюдателя, расположенного вне Галактики в направлении ее оси вращения, то можем попытаться рассчитать поверхностную яркость, которую он измерит в том месте Галактики, где находится наше Солнце. Известно, что эта поверхностная яркость, если только пренебречь дифференциальным влиянием космического поглощения, равна удвоенному значению той поверхностной яркости, которую мы наблюдаем в направлении полюса Галактики, в том смысле, как это понимается в настоящей статье. Это справедливо как в отношении фотографической, так и в отношении визуальной поверхностной яркости. Поэтому и колор-индекс Галактики в том месте, где находится Солнце, определяется значением колор-индекса того суммарного звездного излучения, которое исходит от полюса Галактики.

Поскольку, согласно существующим данным (см., например, работу[15]), цвет рукавов и остальной части внегалактических систем весьма заметно отличается друг от друга, то это дало бы возможность косвенного суждения о том, где расположено Солнце в Галактике, в рукаве или вне рукава*.

---

* Вопросу о цвете Галактики посвящена также часть работы В. А. Домбровского, которая была закончена им до написания настоящей статьи и которая появится в печати в ближайшее время.

Цвет полного звездного излучения из полюсов Галактики мог бы быть легко определен, если бы мы знали цвета всех звезд до достаточно слабых величин. Хотя некоторые данные по этому вопросу имеются [16], мы все же далеки от обладания полными, а тем более точными сведениями.

Однако, если имеющиеся данные позволят определить хотя бы некоторую нижнюю границу для колор-индекса, уже это будет иметь большое значение.

Так, например, если будет установлено, что для общего звездного излучения полюсов $c > 0^m.50$, то тем самым вопрос, поставленный выше, решается, так как для рукавов, наверняка, $c < 0^m.50$. Как мы увидим, такое определение некоторой нижней границы для c вполне возможно.

Обозначим через i_k парциальную визуальную поверхностную яркость полюса Галактики, обусловленную звездами k-го спектрального типа, выраженную в звездах некоторой величины. Фотографическая поверхностная яркость, обусловленная теми же звездами, выраженная в звездах той же величины, будет равна $i_k \cdot 10^{-0.4c_k}$, где c_k — колор-индекс, соответствующий данному типу. Очевидно, что колор-индекс смешанного излучения будет равен:

$$c = -2.5 \lg \frac{\sum i_k \cdot 10^{-0.4c_k}}{\sum i_k}. \qquad (25)$$

Для определения нижней границы c мы поступаем следующим образом: возможны два предположения: либо 1) $c \geq 0^m.6$, либо 2) $c < 0^m.6$. Если справедливо первое предположение, то уже имеется нижняя граница колор-индекса, равная 0.6. Покажем, однако, что во втором предположении наблюдения позволяют также определить некоторую другую нижнюю границу. Для этого введем вместо i_k некоторые другие величины i'_k, которые равны i_k для спектр. типов B, A и F, и меньше i_k для поздних типов G, K, M. Очевидно, что

$$\frac{\sum i_k 10^{-0.4c_k}}{\sum i_k} > \frac{\sum i'_k 10^{-0.4c_k}}{\sum i'_k},$$

ибо среднее взвешенное значение величины $10^{-0.4c_k}$, определенное левой частью, получается путем замены весов i_k для поздних спектральных типов (для которых колор-индекс больше 0.6, т. е. больше среднего взвешенного) меньшими весами. Поэтому если введем величину c_1:

$$c_1 = -2.5 \lg \frac{\sum i'_k \cdot 10^{-0.4c_k}}{\sum i'_k} < -2.5 \lg \frac{\sum i_k \cdot 10^{-0.4c_k}}{\sum i_k} = c, \qquad (26)$$

т. е. c_1 будет нижней границей для c.

С другой стороны, данные HDC позволяют довольно точно определить значения i_k для типов B, A, F, так как для определения суммарных яркостей звезд этих типов в направлении полюса Галактики этот каталог можно считать достаточно полным. Небольшие поправки могут быть внесены путем использования данных подсчетов по BSD.

Мы использовали для этой цели статистику звезд HDC, данную Charlier [17], и подсчеты звезд в BSD, приведенные в предисловии ко второму тому этого каталога.

Что касается звезд типов G, K, M, то по отношению к ним HDC и даже BSD не может считаться полным. Поэтому мы не можем определить i_k для них, но мы можем, подсчитав суммарные яркости

для более ярких звезд этих типов, содержащихся в этих каталогах, определить некоторые цифры l_k', которые меньше l_k.

Таким образом, мы получили следующие значения l_k' для разных спектральных классов

Sp	B	A	F	G	K	M
l_k'	1	4	5	12	7	0

звезд десятой визуальной величины с квадратного градуса.

Откуда по формуле (26) получилось $c_1 = 0^m.55$.

Таким образом, в первом предположении нижней границей c является 0.6, а во втором предположении 0.55. Так как других предположений не может быть, то нужно принять, что

$$c > 0^m.55.$$

Это служит хотя и косвенным, но весьма сильным аргументом в пользу того, что Солнце не находится в рукаве Галактики.

Заметим, что вследствие малости селективного поглощения в направлении полюсов Галактики мы имели право в формуле (26) использовать нормальные цвета соответствующих спектральных классов.

§ 11. *Сравнение парциальных поверхностных яркостей для различных галактик.* Представляет значительный интерес вопрос о сравнении парциальных поверхностных яркостей, обусловленных звездами какого-либо физического типа во внешних галактиках и в нашей Галактике, когда она наблюдается снаружи и под тем же углом, что и данная внешняя галактика. Такое предварительное сравнение нами произведено для одного случая, но мы не будем останавливаться здесь на этом вопросе, так как результат сравнения уже опубликован в другом месте [18].

§ 12. *Заключение.* Мы видим, что изучение поверхностных яркостей, обусловленных звездами нашей Галактики, приводит к ряду интересных выводов. Главные из них следующие: а) значительно меньшая концентрация темной материи у плоскости Галактики по сравнению со звездами, чем это принималось до сих пор, и б) желтый цвет того места Галактики, в котором расположено Солнце, когда это место наблюдается из внегалактического пространства.

Само собою разумеется, все данные настоящей работы, так же, как ее выводы, являются предварительными. Нам хотелось только указать на новый путь исследования, который хотя и должен иметь ограниченное применение (так как подробные подсчеты звезд должны в принципе давать более точную картину), но весьма прост и до сих пор, по-видимому, был мало использован.

Ереван
Астрономическая обсерватория
АН АрмССР

ЛИТЕРАТУРА

1. Фесенков. Астрон. ж., 22, 271, 1945.
2. Van-Rhijn. Groningen Publ. № 43, 1929.
3. Lindblad. Handbuch der Astrophysik, Bd. 5, 1933.

4. Кукаркин. (Неопубликованная рукопись).
5. Oort. Ap. J., 91, 273, 1940.
6. Henyey and Greenstein. Ap. J., 93, 70. 1941.
7. Амбарцумян. ДАН АрмССР, 44, 241, 1944.
8. Амбарцумян. ДАН АрмССР, 1, 9, 1944.
9. Hubble. Mt. Wilson Contr. № 485, 1934.
10. Паренаго. Астрон. ж., 17, 1, 1940; 22, 129, 1945.
11. Вашакидзе. Bull. Abast. Obs., 1, 87, 1937.
12. Oort. Bull. Astr. Inst. Netherlands, 8, 245, 1938.
13. Aller and Trumpler. PASP, 50, 275, 1938.
14. Oort. Annales d'Astrophysique, 1, 71, 1938.
15. Seyfert. Ap. J., 91, 528, 1940.
16. Malmquist. Lund Med. № 37, 1927.
17. Charlier. Lund Med. № 34, 1926.
18. Амбарцумян. ДАН АрмССР, 3, 39, 1945.

ОБ ЭВОЛЮЦИИ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ

Рассмотрим некоторые аспекты проблемы эволюции звездных систем. Главное внимание сосредоточим на *галактиках*. Но, вместе с тем, мы рассмотрим здесь некоторые вопросы, связанные с звездными *скоплениями*, которые входят в галактики в качестве их членов.

§ 1. Звездные системы

Совокупность звезд, в которой движение каждого члена определяется в основном его взаимодействием с остальными членами совокупности, называется *звездной системой*. Не только галактики, но и звездные скопления и даже кратные звезды удовлетворяют требованиям этого определения, если только под движениями, упоминаемыми в нем, подразумеваются движения по отношению к центру тяжести рассматриваемой совокупности.

Данное выше определение должно быть дополнено в том отношении, что звездная система может содержать значительные массы диффузного вещества, состоящего из газа и пыли, так же, как плотные тела незвездной природы, например, планеты и кометы. Согласно имеющимся данным, полная масса диффузного вещества и малых тел (планет и комет) обычно представляет лишь небольшую часть всей массы звездной системы. Однако может случиться, что некоторые звездные ассоциации составляют в этом отношении исключение. Масса диффузного вещества в последних может составить значительную долю полной массы.

§ 2. Гравитирующий газ

Поскольку мы можем считать, что большая часть массы системы сосредоточена в звездах, главным видом взаимодействия между членами системы должно быть ньютоновское притяжение. Если бы в физическом состоянии звезд не происходило никаких изменений и, в частности, если бы их массы были неизменны, то проблема эволюции звездной системы могла бы быть сведена к задаче о поведении системы материальных частиц, взаимодействующих по закону Ньютона. С другой стороны, если мы допустим, что в течение жизни звездных систем природа звезды и ее состояние меняются, но их массы остаются неизменными, то проблема эволюции звездной системы может быть разделена на следующие две независимые друг от друга части:

а) описание динамической эволюции гравитирующего газа, который состоит из частиц с инвариантными массами.

---

* Джордж Дарвиновская лекция, прочитанная на заседании Королевского Астрономического общества в Лондоне 13.5. 1960 академиком В. А. Амбарцумяном в связи с присуждением ему золотой медали Общества за 1960 год. Печатается с незначительными дополнениями и изменениями, внесенными автором (Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 1961, 4, № 3, с. 163).

б) статистическое описание изменений в физическом состоянии звезд.

В качестве решения этой второй части проблемы мы могли бы, например, иметь определение относительных чисел звезд каждого спектрального типа и каждого класса светимости, как функции координат и времени. На самом деле мы не можем считать, что звезды имеют неизменные массы. Мы знаем, что они возникают из некоторого дозвездного вещества неизвестной природы и что в течение своей жизни они выбрасывают некоторую часть своей массы в окружающее пространство.

Проблема усложняется тем, что процесс звездообразования в той или иной звездной системе может занимать значительную часть времени ее жизни. Этот процесс формирования новых молодых звезд протекает одновременно с процессом развития уже существующих звезд. Вновь возникающие звезды могут иметь различные массы и начинать свою жизнь с различных физических состояний. Распределение вновь возникающих звезд по объему системы так же, как и их физическое состояние, зависит, по-видимому, от распределения и состояния дозвездного вещества. По этой причине проблема эволюции звездной системы в общем случае не может быть просто сведена к проблеме звездной динамики или статистической механики.

Тем не менее, в некоторых случаях характеристическое время t_1, в течение которого число вновь образовавшихся звезд достигает того же порядка величины, что и число уже существующих звезд

$$t_1 = N / \frac{dN}{dt},$$

может оказаться намного большим, чем время, необходимое для некоторых существенных кинематических и динамических процессов, происходящих в системе.

За то же самое время t_1 изменение массы подавляющего большинства звезд может оказаться пренебрежимо малым. Другими словами, за промежутки времени, короткие по сравнению с t_1, звездная система может рассматриваться как простая совокупность постоянного числа взаимно притягивающихся частиц с постоянными массами (гравитирующий газ).

Система, состоящая из большого числа гравитирующих частиц, обладает некоторыми особенностями, которые делают невозможным применение к ней некоторых методов и важных выводов статистической физики. Подробное рассмотрение показывает, что свойства такой совокупности (гравитирующего газа) существенно отличаются от поведения обычных физических тел (твердых, жидких и газообразных). Эти отличия обусловлены особой формой закона Ньютона. Наиболее существенным является здесь медленное уменьшение силы взаимодействия с расстоянием. Как известно, силы, действующие между молекулами какого-нибудь электрически нейтрального тела, существенны только на расстояниях, сравнимых с диаметрами этих молекул. На больших расстояниях эти силы совершенно пренебрежимы. Это приводит, например, к следующему различию макроскопических свойств соответствующих совокупностей. Внутренняя энергия обычного физического тела, скажем камня, может быть представлена как сумма внутренних энергий макроскопических частей, составляющих это тело, поскольку взаимодействие между каждыми двумя такими макроскопическими частями очень мало. Иными словами, эта внутренняя энергия аддитивна до тех пор, пока речь идет о мысленном разделении те-

ла на макроскопические части. Действительно, взаимодействие между двумя макроскопическими частями обычного физического тела обусловлено главным образом молекулами, расположенными на поверхности, отделяющей эти части друг от друга. Но ведь число молекул на такой поверхности пренебрежимо мало по сравнению с числом молекул, находящихся внутри каждого из соответствующих макроскопических объемов. И поэтому их взаимодействиями можно пренебречь. Так, внутренняя энергия камня почти точно равна сумме внутренних энергий отдельных его частей.

В случае звездных систем положение совершенно другое. Если мы разделим мысленно объем системы на две части, то полная энергия системы будет равна сумме энергий двух половинок *плюс энергия взаимодействия между последними*, причем эта энергия взаимодействия будет того же порядка величины, что и полная энергия каждой половины.

Это имеет далеко идущие последствия. В частности, становится неприменимым метод Гиббса, так как этот метод предполагает аддитивность энергий макроскопических субсистем. Статистические суммы, играющие в методе Гиббса фундаментальную роль, оказываются расходящимися. Физический смысл этого расхождения заключается в том, что для гравитирующего газа нет состояния статистического равновесия. Это означает, что вероятность того или иного возможного распределения частиц в фазовом пространстве не имеет максимума, если только число частиц ограничено. Последнее условие в звездных системах всегда удовлетворяется.

Какое бы состояние гравитирующих частиц мы не выбрали, всегда найдется некоторое другое состояние, более вероятное, чем выбранное. Поэтому, если рассматриваемая система изолирована от других систем, произойдет переход в другое, более вероятное состояние. Таким образом, система будет все время меняться, переходя во все более и более вероятные состояния, *но не достигая наиболее вероятного состояния*, поскольку таковое не существует.

Мы можем спросить, каково должно быть направление развития такой системы? Этот вопрос подвергся анализу уже в тридцатых годах текущего столетия, и некоторые результаты этого анализа объяснены ниже. Однако не мешает отметить, что для многих целей необходимо иметь более точную трактовку вопроса и достичь более определенных выводов.

§ 3. Направление эволюции гравитирующего газа

Представим себе совокупность взаимно притягивающихся частиц (звездную систему), не подвергающуюся внешним воздействиям. Простое вычисление показывает, что в такой системе средняя свободная длина пути во много раз превосходит линейные размеры системы.

Звезды могут проходить от одного края системы до другого, имея малую вероятность таких тесных сближений с другими звездами, которые могут существенно изменить их траектории. Поэтому, в течение промежутков времени, порядка периода обращения системы, и даже в течение интервалов времени в несколько раз более продолжительных, каждая звезда движется под действием сил притяжения, создаваемых системой в целом. Действием близких случайных прохождений можно, как правило, пренебречь.

В результате этого все звезды, имеющие кинетическую энергию, достаточную для того, чтобы уйти из гравитационного поля системы, непосредственно покинут его. Подобный уход произойдет, конечно,

только в том случае, если звезды со столь большими кинетическими энергиями существовали в рассматриваемый начальный момент.

Остальные звезды, которые не имеют достаточно высокой кинетической энергии, чтобы непосредственно покинуть систему, должны будут в течение долгого времени совершать движения вокруг центра масс системы. Вследствие различий в начальных положениях и координатах должно происходить все возрастающее перемешивание звезд и, как результат этого, должно установиться некоторое *стационарное состояние*. Это стационарное состояние не будет состоянием равновесия в том смысле, как это понимается в статистической механике, так как наиболее вероятного состояния не существует. Но оно будет стационарным состоянием в том смысле, что во время движений звезд, происходящих под действием регулярного поля всей системы, распределение звезд в фазовом пространстве будет оставаться неизменным. Обозначим через t_2 время, необходимое для установления такого стационарного состояния. Это время t_2 будет несколько превосходить по порядку величины среднее время обращения звезды в системе.

Фазовая плотность f при таком стационарном состоянии должна удовлетворить уравнению

$$\frac{\partial f}{\partial x}\xi + \frac{\partial f}{\partial y}\eta + \frac{\partial f}{\partial z}\zeta + \frac{\partial f}{\partial \xi}X + \frac{\partial f}{\partial \eta}Y + \frac{\partial f}{\partial \zeta}Z = 0,$$

где

$$X = -\int\int\int\int\int\int \frac{Gf(x_1, y_1, z_1; \xi, \eta, \zeta)(x-x_1)}{[(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + (z-z_1)^2]^{3/2}}\, dx_1 dy_1 dz_1 d\xi d\eta d\zeta,$$

$$Y = -\int\int\int\int\int\int \frac{Gf(x_1, y_1, z_1; \xi, \eta, \zeta)(y-y_1)}{[(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + (z-z_1)^2]^{3/2}}\, dx_1 dy_1 dz_1 d\xi d\eta d\zeta,$$

$$Z = -\int\int\int\int\int\int \frac{Gf(x_1, y_1, z_1; \xi, \eta, \zeta)(z-z_1)}{[(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + (z-z_1)^2]^{3/2}}\, dx_1 dy_1 dz_1 d\xi d\eta d\zeta.$$

Это уравнение является уравнением для самоудовлетворенной фазовой плотности в том смысле, что в конечном счете сама фазовая плотность определяет регулярное поле тяготения системы.

Оставим в стороне вопрос о том, все ли начальные распределения в фазовом пространстве приводят к стационарному состоянию данной совокупности звезд. Вполне возможно, что некоторые из них не приводят к решению подобного типа. Этот вопрос заслуживает более точного рассмотрения и, насколько мы знаем, не был еще исследован сколько-нибудь подробно.

Сделанное выше утверждение об очень большой величине средней длины свободного пробега звезды, означает, что за время t_2 случайные близкие прохождения («встречи») других звезд не могут, как правило, вызвать сильного отклонения данной звезды от регулярной орбиты. Однако в течение промежутка времени во много раз большего, чем t_2, такие прохождения должны повлиять на движения звезд и фазовое распределение должно измениться. В результате мы будем иметь переход от данного стационарного состояния в другое, более вероятное состояние.

Проследим, в каком направлении должно происходить изменение. Очевидно, что в результате сближений в каждом объеме будет иметь место тенденция к установлению максвелловского распределения скоростей. Вследствие этого, некоторый, хотя и малый, процент звезд по-

лучит кинетические энергии, достаточные для того, чтобы уйти из системы. В результате эти члены покинут систему. Таким образом, в каждом объеме установится некоторое «обрезанное» максвеллово распределение. Но близкие прохождения будут продолжать совершаться и система будет продолжать терять свои члены. При этом полная энергия системы будет уменьшаться, ибо каждый из уходящих членов уносит с собой положительную энергию. Это должно привести к сжатию остающейся системы. Этот процесс ведет, в конечном счете, к полному разрушению системы. В результате должна остаться одна кратная звезда (или несколько независимых кратных звезд), которая может быть устойчивой [1]. Промежуток времени, необходимый для разрушения системы (обозначим его через t_3), превосходит так называемое время релаксации, то есть время, необходимое для приближенного установления распределения Максвелла.

Для открытых скоплений, содержащих порядка 10^2 или 10^3 членов и имеющих диаметры в несколько парсек, время разрушения t_3 оказывается порядка нескольких сот миллионов или миллиарда лет.

Эти промежутки времени являются более короткими, чем принятые оценки возраста звезд и галактик. Поэтому открытое скопление, являющееся членом какой-нибудь галактики, должно разрушиться за время жизни галактики и его члены должны войти в общее звездное поле этой галактики в качестве независимых членов последней.

§ 4. Галактики

Совершенно иное положение дел мы имеем в случае галактик. Картина статистико-механической эволюции, которая была описана выше и которая заканчивается полным разрушением звездной системы, имеет мало отношения к развитию реальных галактик. Вычисления показывают, что для гигантских галактик, каждая из которых содержит обычно десятки миллиардов звезд, промежуток времени t_3 измеряется несколькими сотнями тысяч миллиардов лет. Между тем возраст галактик измеряется промежутками порядка всего лишь 10^{10} лет. За время такого порядка (10^{10} лет) происходят мощные процессы звездообразования, приводящие к изменению числа звезд так же, как к изменению соотношения между количествами звездного и дозвездного вещества. В течение промежутка времени той же продолжительности значительная часть звезд исчерпывает, путем лучеиспускания, имеющиеся в них источники энергии. Эти очень важные факторы, совместно с явлениями вращения и кинематического перемешивания, определяют общее направление эволюции галактик.

Одним из лучших доказательств того, что галактики, подобные нашей звездной системе, не успели продвинуться сколько-нибудь значительно по пути установления максвелловского распределения скоростей, является полное нарушение принципа равнораспределения энергий среди звезд нашей Галактики [2].

Следует, между прочем, отметить, что отсутствие равного распределения является весьма благоприятным фактором, способствующим решению проблемы происхождения и развития звезд и галактик. В самом деле, если бы имело место более или менее точное равное распределение энергий, то закон распределения звезд того или иного физического типа в фазовом пространстве целиком определялся бы значением массы каждой звезды этого типа, независимо от начальных условий формирования и дальнейшей истории эволюции звезд данного типа. На самом же деле мы знаем, что большинство звезд, входящих

в галактики, проходит только через первую ступень описанной выше динамической эволюции, через стадию перемешивания. Другими словами, возраст большинства физических типов звезд больше, чем t_2, но меньше, чем t_3. Поэтому совокупности звезд таких типов достигают стационарного состояния. Это означает, что субсистемы звезд каждого из этих типов в галактиках стационарны. Однако законы распределения для различных субсистем различны. Эти различия обусловлены не разностью масс, а различиями в условиях звездообразования.

Например, распределение в фазовом пространстве F—G карликов совершенно отличается от распределения звезд типа RR Лиры. Но значения масс звезд этих двух физических типов довольно близки друг другу. Очевидно, что это различие зависит от условий, в которых образовались звезды этих двух подсистем. По-видимому, можно считать, что между этими двумя классами звезд нет никакой непосредственной эволюционной связи.

Сравним теперь звезды типа RR Лиры с голубыми объектами Хьюмасона-Цвикки. Кстати, заметим, что за последние годы очень большое число таких голубых объектов было обнаружено в обсерватории Тонанцинтла (Мексика) и большое число их найдено в Бюраканской обсерватории. Распределение в фазовом пространстве для обоих типов, по-видимому, одинаково. Насколько далеко простирается это сходство, будет проверено в дальнейших исследованиях. Но если эти два распределения достаточно близки друг к другу, то это означает, что прямая эволюционная связь между звездами RR Лиры и объектами Хьюмасона-Цвикки не исключена.

Наконец, следует указать, что для некоторых физических типов звезд продолжительность пребывания в данном состоянии может быть короче, чем даже время перемешивания t_2. В случае, если звезды этого типа получаются как продукт эволюции звезд другого типа, которые уже образуют подсистему, находящуюся в стационарном состоянии, то фазовое распределение для обоих типов будет одинаковым. В случае же, если звезды рассматриваемого типа (обладающего короткой продолжительностью жизни) возникают непосредственно из дозвездного вещества, закон распределения будет полностью определяться распределением и состоянием этого вещества. Наилучшим примером являются голубые гиганты типа *O* и *B*. Известно, что они концентрируются в спиральных рукавах галактик. Время жизни звезд в этом состоянии считается порядка 10^7 лет. Этот промежуток времени очень мал по сравнению с промежутком t_2, который в случае нашей Галактики порядка 10^9 лет. Поэтому естественно предположить, что распределение этих молодых звезд в спиральных рукавах в известной степени воспроизводит распределение дозвездного вещества.

§ 5. Происхождение звездных групп в спиральных рукавах

Наблюдения свидетельствуют, что *O* звезды, так же как звезды подразделений типов *B*, не только концентрируются в спиральных рукавах, но и имеют тенденцию внутри рукавов входить в звездные ассоциации и *O*-скопления. Таким образом, ясно, что имеет место групповое образование звезд в спиральных ветвях. Некоторые из этих групп имеют положительную полную энергию и быстро распадаются. Другие продолжают существовать в виде открытых скоплений. Существенно, однако, что за промежутки времени порядка 10^7—10^8 лет звезды *O*—*B* должны измениться и переходить в другие спектральные классы. Это следует одинаково как из теории эволюции звезд с постоянной массой (Шварцшильд, Хойл), так и из теории эволюции, сопровождаемой

истечением вещества (Фесенков, Масевич). Поэтому, по истечении некоторого времени, *O*-скопления должны превращаться в скопления типов *B* и *A* [3].

В этой связи возникает вопрос о длительной сохраняемости положения и формы спирального рукава в спиральной галактике. Быть может, тот же вопрос лучше поставить следующим образом. Допустим, что ассоциации, возникающие в эпоху между T_1 и T_1+dT расположены вдоль спирального рукава. Как будут расположены ассоциации и *O*-скопления, которые сформировались в более поздний интервал времени между T_2 и T_2+dT? Будет ли расположение этого нового поколения звездных групп в момент T_2+dT совпадать с расположением в тот же момент старшего поколения скоплений, вычисленными в предположении, что дисперсия скоростей в скоплении равна нулю?

Маркарян [4] показал, что в то время, как *O*-скопления распределены в узких полосах вдоль спиральных ветвей, *A*-скопления (так же, как и поздние *B*) показывают в своем распределении некоторое безразличие по отношению к спиральным ветвям. С первого взгляда кажется, что как раз и следует этого ожидать, поскольку дисперсия скоростей скоплений в направлении, перпендикулярном к оси спирали, должна вызвать значительное расширение той зоны, где они присутствуют.

Вместе с тем ясно, что если а) не происходит прогрессивного смещения положения рукава, б) протозвездные тела имеют ту же дисперсию скоростей, в направлении, перпендикулярном к оси рукава, что и возникающие из них скопления и в) сами протозвездные тела имеют достаточно длительный возраст, то ширина зоны старых скоплений должна совпадать с шириной той зоны, в которой расположены протозвездные тела, дающие начало скоплениям. С другой стороны, зона молодого поколения скоплений должна совпадать с зоной протозвезд. Таким образом, старые и молодые скопления в этих условиях должны занимать тождественные зоны, имеющие тождественную ширину.

Тот факт, что наблюдения решительно противоречат этому выводу может быть истолкован двояко:

а) ось спирального рукава систематически смещается по отношению к звездам. Вследствие этого скопления, возникающие в рукаве, через некоторое время оказываются распределенными по всему диску галактики;

б) дисперсия скоростей скоплений значительно превосходит дисперсию скоростей тех прототел, из которых они образовались. В таком случае мы должны допустить, что в эпоху своего возникновения скопления вообще приобретают дополнительные импульсы по отношению к оси рукава.

Трудно усмотреть, каким образом любое из этих допущений может быть согласовано с обычной концепцией образования молодых звездных групп в рукаве из совокупности газовых облаков. Таким образом, имеются трудности, связанные либо с самой природой спиральных рукавов, либо же с процессом формирования в них звездных групп.

§ 6. Спиральные рукава и ядра галактик

Одной из замечательных особенностей сверхгигантских звездных систем, подобных нашей Галактике или M 31, является наличие в них весьма малого (диаметром всего лишь в несколько парсек) центрального ядра. Весьма важно, что в M 31 спиральные рукава, как показал Бааде, могут быть прослежены вплоть до самого ядра.

Это обстоятельство делает очевидным, что механизм, ответственный за *возникновение* и длительное существование спиральных рукавов, каким-то образом связан с ядром и имеет какое-то отношение к внутренним свойствам ядра.

Уокер, Лальман и Дюшен недавно опубликовали результаты своих спектрографических наблюдений ядра М 31, сделанных с помощью электронной камеры, вмонтированной на новом рефлекторе Ликской обсерватории [5]. Они определили скорость вращения по наклону спектральных линий. Это позволило им вычислить массу ядра. Они нашли, что эта масса порядка, примерно, 13 миллионов солнечных масс.

Кажется совершенной загадкой, как тело, столь малой массы, может играть решающую роль в формировании спиральных рукавов, которые в случае М 31 имеют общую массу порядка $10^9 M$.

Почти одновременно Гвидо Мюнч [6] опубликовал результаты своих наблюдений непрерывного истечения газов из ядра М 31.

Согласно его оценке, масса, вытекающая из М 31 за один год, порядка одной солнечной массы. Аналогичная оценка произведена голландскими астрономами для массы, непрерывно истекающей из ядра нашей Галактики. Эти факты вполне подтверждают весьма важную роль ядер в образовании спиральных ветвей. Но вместе с тем трудно понять, как такое истечение может продолжать существовать за периоды времени порядка 10^9 лет, которые получаются из оценки возраста гигантских спиральных галактик.

Тем не менее кажется трудным избежать заключения, что в генезисе плоской составляющей звездных систем ядра последних играют фундаментальную роль.

§ 7. Выбросы из ядер

Известно, что в знаменитой радиогалактике NGC 4486 мы наблюдаем струю, исходящую из центра галактики. Тот факт, что струя имеет прямолинейную форму, не оставляет сомнений в том, что мы наблюдаем прямое испускание вещества. Высокая светимость сгущений, наблюдаемых в струе (мы не имеем точных данных об этих светимостях, но грубая оценка указывает на абсолютную величину —14), делает вероятным допущение, что вся выброшенная масса по порядку величины равна массе некоторой карликовой галактики. Поляризация света сгущений показывает, что в различных частях струи происходят бурные физические процессы, присутствуют частицы (электроны) очень высоких энергий.

Естественно допустить, что все это явление представляет *собой одну из форм космогонической активности ядер галактик*.

Замечательная струя в NGC 4486 явилась стимулом для поисков подобных образований в других галактиках. Выполненные в Бюраканской обсерватории поиски подобных объектов привели к обнаружению, по крайней мере, в двух галактиках NGC 3561 и IC 1182, струй и сгущений значительно больших размеров. В то же самое время было обнаружено, что сгущения, находящиеся в струях этих галактик, имеют голубой цвет. Эти голубые сгущения сами являются галактиками умеренных масштабов ($M = -16$). Вероятно, они являются самыми голубыми из всех наблюденных до сих пор галактик. Это подчеркивает особое физическое состояние рассматриваемых объектов.

Как известно, профессор Аро в обсерватории Тонанцинтла нашел целый класс голубых галактик, представляющих большой интерес. Однако упомянутые выше объекты являются гораздо более голубы-

ми и не имеют прямого отношения к голубым галактикам Аро. Заметим еще, что вышеупомянутая галактика IC 1182, в которой обнаружены голубые сгущения, является членом скопления галактик в Геркулесе, имеющего, согласно исследованию Барбиджей, положительную полную энергию.

По-видимому, мы можем рассматривать весьма голубой цвет упомянутых выше сгущений, как указание на их молодость. А это, в свою очередь, является косвенным подтверждением того, что они были выброшены из центральных областей (ядер) соответствующих сверхгигантских галактик.

Позднее, сотрудниками нашей обсерватории было найдено некоторое количество голубых карликовых галактик в окрестностях отдельных гигантских эллиптических систем на картах Паломарского атласа. Однако они уже не связаны струями с ядрами соответствующих галактик. Тем не менее вполне возможно, что и эти образования являются результатом выброса.

Следует, наконец, отметить, что галактики NGC 3561 и IC 1182 в отличие от NGC 4486 не являются сильными источниками радиоизлучения. Это означает, что выбрасываемые сгущения могут иметь различную природу и вещество в них может находиться в различных условиях.

Таким образом, мы можем заключить, что центральные ядра гигантских галактик наряду со «спокойной» активностью, проявляющейся в формировании спиральных рукавов и в непрерывном истечении вещества, показывают также различные виды бурной активности, связанной с выбросом струй и значительных сгущений вещества.

§ 8. Деление ядер

Как известно, несколько лет тому назад было широко распространено убеждение, что радиогалактики представляют собой пары столкнувшихся галактик. В ряде работ нами было показано, что эта точка зрения совершенно не соответствует действительности. В настоящее время имеющиеся факты говорят скорее о противоположном, т. е. о том, что радиогалактики представляют собой звездные системы, в которых происходит процесс деления ядра или же выделения из ядра выбросов и сгущений, подобных наблюдаемым в NGC 4486.

В некоторых радиогалактиках (например, Лебедь А) мы имеем дело, по-видимому, с образованием двух ядер, что возможно ведет в дальнейшем к образованию двух галактик. В других случаях мы встречаемся с весьма интенсивным процессом формирования спиральных ветвей (Центавр А). Эти вопросы нами были подробно рассмотрены в Сольвеевском отчете 1958 года, и мы не будем обсуждать их здесь в деталях. Я хотел бы только отметить, что статистическое изучение совокупности кратных галактик приводит к выводу о том, что компоненты каждой кратной галактики возникли из единого тела. Иными словами, получается, что их возникновение связано с процессом деления сравнительно плотных масс.

Здесь же мы хотели бы только подчеркнуть, что не только в случае NGC 4486, но и в случае всех других изученных радиогалактик, мы являемся свидетелями различных форм бурной космогонической активности ядер галактик.

§ 9. Шарообразные скопления

Исследования Хорнера и Кинмана показали, что шарообразные скопления в большинстве случаев движутся по весьма эксцентричным

орбитам, проникающим в глубь центрального района нашей Галактики. С другой стороны, весьма трудно представить себе возникновение столь плотных систем, как шарообразные скопления на периферии Галактики, где плотность вещества очень мала. Поэтому естественно предположить, что возникновение этих скоплений каким-то образом связано с активностью ядра нашей Галактики.

Итак, приходится допустить, что шаровые скопления возникают в центральных частях Галактики и затем выбрасываются оттуда наружу. И в этом случае мы встречаемся с групповым возникновением звезд. Однако на этот раз члены этих групп являются элементами сферической составляющей населения нашей Галактики.

Конечно, мы всегда должны иметь в виду, что допущение о происхождении спиральных рукавов и систем шаровых скоплений непосредственно из ядра данной галактики встречает трудности, связанные с сохранением массы и с сохранением момента количества движения.

Возможно, что эти трудности являются указанием на то, что связь между ядром и процессами формирования рукавов и шаровых скоплений не является очень простой.

Допустим теперь, что в некоторых случаях возникающие таким образом шаровые скопления имеют положительную полную энергию (внутреннюю энергию). В таком случае появляется возможность понять происхождение звезд сферической составляющей галактики и шаровых скоплений с единой точки зрения. Если мы учтем, что изменения элементов орбит звезд в Галактике (происходящие под влиянием случайных сближений) должны происходить редко, то следует ожидать, что звезды, возникающие из подобной группы с положительной энергией, должны в течение долгого времени иметь орбиты, мало отличающиеся от орбиты, описывавшейся центром тяжести первоначальной группы. Члены таких групп мы должны были бы встречать и в окрестностях солнца, как потоки, состоящие из субкарликов, звезд типа RR Лиры и других представителей сферического населения. Вероятно, группы, обнаруженные недавно Эггеном и Сандеджем [7], [8], имеют как раз такую природу (группа 1830 Грумбриджа, группа 61 Лебедя).

Возможно, что этот вид космогонической активности, заключающийся в формировании из звездного вещества шаровых скоплений как с отрицательной, так и с положительной полной энергией, играет наиболее важную роль в эволюции эллиптических галактик низкой светимости. Возможно, что такая активность ядра приводит, в конечном счете, к его истощению и исчезновению. Интересно рассмотреть с этой точки зрения такие галактики, как система в Печи, NGC 185 и NGC 147, которые, как известно, входят в состав местного скопления галактик. Население каждой такой системы количественно превосходит население ярких шарообразных скоплений на один или два порядка. Очевидно, мы можем предположить, что от первоначальных ядер этих галактик с течением времени отделялись шарообразные скопления с положительной полной энергией, а также по паре шарообразных скоплений с отрицательной полной энергией. В результате этого в системах Печи и NGC 185 ядра были исчерпаны и получились галактики без ядер, в то время в NGC 147 еще осталось небольшое ядро, которое наблюдается как квазизвездный объект девятнадцатой величины. Шаровые скопления с положительной полной энергией, распадаясь по мере своего возникновения, образовали, таким образом, общие звездные поля в указанных галактиках. Скопления же, имеющие отрицательную энергию, продолжают свое существование как динамические единицы и как бы напоминают нам об исчез-

пувших ядрах эллиптических галактик в Печи и NGC 185 и о будущей судьбе ядра NGC 147. Иным путем трудно себе представить возникновение плотных шарообразных скоплений в столь разреженном общем поле этих галактик.

В заключение я хотел бы отметить, что по мере углубления в сущность проблемы эволюции галактик все более очевидной становится важность одного обстоятельства, подчеркнутого много лет тому назад Кукаркиным. Это обстоятельство заключается в том, что пути развития плоской и сферической подсистем звезд в Галактике являются независимыми друг от друга. Но теперь оказывается, что эти пути встречаются между собой в самой замечательной области Галактики—в ее ядре.

ЛИТЕРАТУРА

1. Амбарцумян В. А. К вопросу о динамике открытых (звездных) скоплений. Ученые записки ЛГУ, № 22, серия мат. наук (астрономия), вып. 4, 19, 1938.
2. Woolley R. v. d. On the velocity distribution of 743 stars within 20 parsecs o. the sun. M. N., 118, 45, 1958.
3. Howard III W. E. and Young A. T. Galactic clusters and O-associationsj P. A. S. P., 71, 330, 1959.
4. Маркарян Б. Е. Об эволюции открытых звездных скоплений. Сообщения Бюраканской обс., 12, 1954.
5. Walker M., Lallemand A. et Ducheshe M. Sur quelques rsultats obtenus a l'Observatoire Lick avec la caméra électronique C. R., 250, 975. 1960.

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СИСТЕМАХ ГАЛАКТИК

Для рассмотрения проблем динамики скоплений и групп галактик необходимо знать их массы. Имеющиеся данные о массах галактик, к сожалению, скудны.

При определении звездных масс используются наблюдения орбитальных движений в двойных звездах. Большое число уже известных орбит визуальных и спектрально-двойных звезд составляет солидную основу наших знаний звездных масс. В противоположность этому в двойных галактиках мы не в состоянии определять орбиты, а попытки статистического использования разностей лучевых скоростей в двойных галактиках встречаются со значительными трудностями при введении той или иной гипотезы о природе движения (эллиптического или гиперболического). Вот почему мы должны определять массы галактик по измерениям вращения и внутренних движений в данной галактике.

К сожалению, получаемые таким путем данные накапливаются очень медленно. Так, общепринятое в настоящее время значение массы нашей Галактики вполне возможно может оказаться ошибочным на множитель порядка двух. Значение массы Большого Магелланова Облака очень неопределенно. Очень ограничены по количеству наши знания относительно масс как гигантских, так и карликовых эллиптических галактик.

Тем не менее, имеющиеся данные позволили сделать следующие ценные выводы, касающиеся значений отношения $f = M/L$:

а) отношение $f = M/L$ убывает по крайней мере в 10 раз при переходе от эллиптических галактик высокой светимости к спиралям и далее к иррегулярным галактикам;

б) отношение f не возрастает, а скорее всего убывает при переходе от сверхгигантских эллиптических галактик через гиганты к карликовым системам, как системы в Печи и Скульпторе.

В результате отношение масс, скажем, сверхгигантов и карликовых галактик оказывается больше, чем отношение их светимостей. Так, например, сверхгигантская эллиптическая галактика NGC 4889 в скоплении *Сома* почти в миллион раз превосходит по светимости карликовую систему, обнаруженную Цвикки в Козероге, а отношение масс этих систем, возможно, гораздо больше.

Картина совершенно иная в случае звезд. Светимость здесь возрастает пропорционально относительно высокой степени массы. Это объясняет тот факт, что хотя светимости звезд могут различаться в сотни миллионов раз, их массы отличаются, самое большее, ок-

---

Instability Phenomena in Systems of Galaxies. Доклад на конференции по нестационарным явлениям в системах галактик в Санта Барбара (Калифорния, США), в августе 1961 г. Опубликован в трудах конференции: Astronomical Journal, 66, 536, 1961.

ло тысячи раз, и большинство звезд имеет массы, отличающиеся от среднего не более чем в несколько раз.

Вследствие этого гравитационное поле в каком-либо звездном скоплении определяется почти в одинаковой мере как яркими, так и слабыми членами скопления. Это не имеет места, однако, в случае скоплений и групп галактик. Здесь карликовые галактики почти не имеют никакого влияния на структуру гравитационного поля, которая определяется главным образом небольшим количеством сверхгигантов и частично гигантскими галактиками.

Цвикки [1] оказал большую услугу, доказав монотонное возрастание числа галактик с убыванием светимости (монотонная форма функции светимости). Вероятно, такое возрастание имеет место в большинстве скоплений и групп галактик. Однако даже в случае относительно большого количества галактик низкой светимости, их влияние на структуру гравитационного поля внутри и вне скопления должно быть пренебрежимо мало. Достаточно сказать, что в Местной Группе полная масса, так же, как и гравитационное поле, определяется главным образом двумя членами: М 31 и нашей Галактикой.

Это обстоятельство позволяет достичь определенного упрощения, решая задачи, касающиеся динамики скоплений галактик, сначала для небольшого числа их массивных членов.

Известно, что мы наблюдаем в большом количестве кратные галактики. Можно поставить вопрос о типе конфигурации этих систем, как это было с кратными звездами. Нашим целям больше всего подходит подразделение конфигураций на два типа: *обычные конфигурации и конфигурации типа Трапеции*. Последние определяются как кратные системы, в которых можно найти по крайней мере три члена, взаимные расстояния которых имеют одинаковый порядок величины. Эти конфигурации не могут быть устойчивыми и распадаются за время порядка нескольких периодов обращения в системе.

Наблюдения указывают на то, что в *реальных звездных системах типа Трапеции* один из компонентов принадлежит спектральному типу *O* или *B*. Такие звезды образовались недавно, и количество обращений, которое они совершили в системе, должно быть небольшим. Однако наблюдения показывают, что конфигурациями, подобными Трапеции, обладает также небольшое число кратных звезд поздних спектральных классов. Конечно, наблюдаемые нами на небе конфигурации являются проекциями истинных пространственных конфигураций. Поэтому, если даже *не существуют* реальные конфигурации типа Трапеции звезд поздних типов, то когда они проектируются на небо, появится небольшой процент ($\sim 8\%$) *видимых* конфигураций типа Трапеции. Это почти в точности совпадает с процентом конфигураций типа Трапеции, наблюдаемых в случаях, когда компоненты кратных звезд не принадлежат спектральным типам *O* или *B*. Иными словами, среди кратных звезд поздних типов нет или почти нет *реальных* конфигураций типа Трапеции.

Совершенно противоположным является случай кратных галактик. Как указывалось в одной из наших работ [2], из 132 кратных галактик каталога двойных и кратных галактик Холмберга [3] 87 имеют конфигурации, которые несомненно должны быть отнесены к типу Трапеции. Таким образом, системы галактик типа Трапеции заметно преобладают и большинство кратных галактик образовались недавно, то есть их компоненты, начиная с момента образования системы, могли сделать *всего несколько оборотов*.

В этой связи необходимо сделать, однако, два замечания. 1) Пе-

риоды обращения в кратных и двойных галактиках должны быть порядка 10^9 лет. Поэтому и наблюдаемые нами кратные системы могут, вероятно, иметь возраст в 5.10^9 лет или более. В смысле неустойчивости кратных систем галактики являются, вероятно, молодыми, хотя их возраст в некоторых случаях может быть в три или четыре раза больше, чем 5.10^9 лет. 2) Неустойчивости конфигураций типа Трапеции еще не было дано четкого математического описания. Однако, исходя из простых рассуждений, должно быть очевидно, что вышеуказанное время распада (несколько периодов обращения) верно только для тех случаев, когда массы всех трех компонентов, на которых основана конфигурация типа Трапеции, являются величинами одного порядка, в противном случае система может существовать значительно дольше. Кроме того, компоненты должны иметь сравнимые светимости. Значительное количество наблюденных кратных галактик на самом деле удовлетворяет этому требованию. В частности, в таких системах, как Квинтет Стефана или Секстет Сейферта, разности в звездных величинах сравнительно малы. В противоположность этому конфигурации типа Трапеции, в которых один из компонентов намного ярче остальных (например, система M 31, M 32 и NGC 205), являются, по-видимому, гораздо более устойчивыми.

С другой стороны, имеются случаи, когда скопление галактик содержит значительное количество членов, три или четыре из которых заметно ярче, чем остальные (и поэтому содержат большую часть массы) и которые вместе составляют конфигурацию типа Трапеции. Рассматривая только взаимодействие этих более ярких галактик, можно утверждать, что такие системы должны быть неустойчивыми. Например, четыре галактики NGC 3681, 3684, 3686 и 3691 образуют типичную кратную систему типа Трапеции. Эта система включает в себя, по крайней мере, дюжину других, намного более слабых галактик, но система, очевидно, является неустойчивой. Галактики NGC 7383—7390 составляют часть маленького скопления, содержащего шесть ярких членов и более чем дюжину слабых компонентов. Яркие члены образуют систему типа Трапеции. Наконец, три галактики NGC 3613, 3619 и 3625 образуют маленькую группу, содержащую еще по крайней мере восемь более слабых объектов. В этом случае имеются более слабые объекты со значительными угловыми диаметрами и низкой поверхностной яркостью. Мы снова имеем неустойчивую группу, хотя эта группа не является, очевидно, сама по себе скоплением, а образует конденсацию в Облаке Большой Медведицы.

Аргументы, представленные в наших предыдущих статьях, говорят в пользу *совместного образования* членов каждого скопления или физической группы галактик. Мы воздерживаемся от повторения этих аргументов, но поскольку мы все еще встречаем в отдельных статьях утверждения о возможности образования групп и скоплений галактик из независимых членов общего метагалактического поля, то выдвигаем один новый аргумент. Этот аргумент основывается на существовании систем из нескольких очень ярких галактик и большого числа слабых. В принципе возможно понять динамическое образование одной физической пары в результате случайной встречи трех галактик. Вообще говоря, эта пара в течение времени может захватывать также другие галактики. Однако между взаимодействующими галактиками должен иметь место обмен больших количеств энергии, и чтобы достичь этого, взаимодействующие галактики должны иметь массы одного порядка. Допустим, что кратная систе-

ма из трех или более массивных галактик образовалась именно таким путем (хотя можно доказать, что это крайне невероятно); тогда ни одна галактика существенно меньшей массы (скажем, на два порядка меньше) не может быть захвачена такой группой, потому что обмен кинетическими энергиями в случае большого значения отношения масс всегда пренебрежимо мал. Таким образом, механизм захвата встречается с новыми трудностями при любой попытке объяснить существование галактик малой массы в группах или скоплениях. Эта трудность применима ко всем трем приведенным выше примерам кратных систем ярких галактик с дополнительным числом слабых членов, а также к случаю пары ярких галактик NGC 521, 533 которые имеют несколько очень слабых спутников.

Большое различие в распределениях ярких и слабых членов наиболее отчетливо видно в больших сферических скоплениях галактик. Яркие члены тесно сконцентрированы, тогда как слабые члены встречаются сравнительно чаще на периферии. Это явление было специально рассмотрено Цвикки, который показал, что скопление *Coma* имеет очень большие размеры, если судить по распределению галактик низкой светимости. Однако положение совершенно иное в случае иррегулярных галактик. Согласно Ривсу [4], слабые галактики низкой поверхностной яркости в скоплении Девы проявляют приблизительно то же распределение и, следовательно, ту же степень концентрации, что и яркие галактики.

Такая картина имеет место также в случае объектов низкой поверхностной яркости и с малым градиентом плотности в хорошо известном скоплении в Печи. Как указал Ходж [5], поиски подобных объектов в соседних со скоплением областях привели к отрицательным результатам. Наконец, в отмеченном выше случае NGC 3613, 3619 и 3625 галактики низкой поверхностной яркости и низкой светимости не простираются дальше границ, определяемых группой ярких галактик.

Эти примеры свидетельствуют в пользу того, что равнораспределение энергий между яркими и слабыми членами иррегулярных скоплений является несомненным и явления неустойчивости в иррегулярных галактиках выражаются гораздо отчетливее, чем в сферических скоплениях.

Существование большого количества конфигураций типа Трапеции означает, что многие из кратных галактик являются неустойчивыми образованиями. Если это так, то мы не имеем права *a priori* допустить, что кратные галактики должны быть системами с отрицательной энергией. В случае простых двойных звезд (мы исключаем *O* и *B* звезды) без каких-либо знаний об их орбитах можно утверждать, что большинство из них имеет отрицательные полные энергии. В действительности, если большинство кратных звезд имеет положительные полные энергии, то время распада будет всего несколько десятков тысяч лет, и пришлось бы допустить, что за такой период большинство кратных звезд замещается звездами нового поколения. Иными словами, положительная полная энергия приведет к ошибочному заключению о темпах звездообразования в Галактике.

В случае кратных *галактик* допущение положительной полной энергии для большинства из них уже не ведет к подобному ошибочному выводу. Выведенный таким способом возраст составляющих галактик лишь в несколько раз меньше возраста, принятого для нашей Галактики. Поэтому мы приходим к заключению, что знак энергии кратных галактик, групп и скоплений галактик должен

быть определен в каждом отдельном случае на основе наблюдательных данных.

Выдвинутые выше доводы поддерживают ту точку зрения, что допущение *a priori* положительной полной энергии в некоторых системах галактик не может рассматриваться более смелым, чем допущение о том, что почти все такие системы обладают отрицательной энергией. Тем не менее, рассмотрим факты. Данные показывают, что если для некоторых кратных систем допускается отрицательная полная энергия, то следует считать, что отношение $f = \frac{M}{L}$ должно быть приблизительно на один порядок величины больше, чем следует из других данных. Так, в следующем докладе Каллогляна* указывается на то, что кратная система, состоящая из NGC 68, 69, 71, 72 и одной анонимной галактики, приводит к значению f, большему чем 300, если она имеет отрицательную полную энергию. Для двойной галактики NGC 7385—7386 он нашел f больше! 600.

Знак полной энергии Квинтета Стефана был определен нами и более подробно Дж. и Е. М. Бэрбиджами [6], что дало в результате положительную полную энергию. Позднее Линдер и Метьюс [7] указали, что при определенных допущениях, когда массы компонентов полагаются очень большими, Квинтет может иметь отрицательную полную энергию.

Недавно, в результате детальных исследований, получен знак полной энергии нескольких скоплений галактик. Некоторые трудности обусловлены неопределенностью в знании точного значения f для гигантских эллиптических галактик. Полагают, что эта величина находится в пределах $30 < f < 70$. Однако не исключены редко встречающиеся большие значения ($f \sim 100$), в частности, для ярчайших сверхгигантов ($M \approx -21.5$). Нет непосредственных данных, которые дали бы нам возможность оценить значение f для этих ярчайших сверхгигантов. Естественно поэтому полагать, что знак полной энергии определяется с большой уверенностью в тех скоплениях и системах, в которых нет сверхгигантских эллиптических галактик. Положение может быть даже лучше для систем, не содержащих и гигантских эллиптических галактик, и поэтому чрезвычайную важность представляет установленная де Вокулером [8] положительная полная энергия соседней системы галактик в Скульпторе.

Не меньшее значение имеет результат, полученный ван ден Бергом [9] относительно скопления галактик в Гончих Псах, хотя исследования по определению границ и отождествлению членов этого скопления должны быть продолжены.

Скопление Геркулеса, исследованное Дж. и Е. М. Бэрбиджами [10], содержит только небольшой процент ярких эллиптических галактик. Чтобы допустить отрицательную полную энергию этого скопления, мы должны приписать величине f значение порядка 300, что кажется невероятным. Контраст становится еще более резким в случае скопления в Деве. Допуская стационарность этой системы, мы должны признать, как показано де Вокулером [11], что $f > 1000$.

Можно предположить, что скопление *Сома* могло бы, возможно, иметь отрицательную полную энергию, если современная шкала расстояний Сандейджа будет изменена путем дальнейшего уменьшения постоянной красного смещения. С другой стороны, многие члены

---

* Astron J. 66, 551, 1961.

этого скопления являются эллиптическими галактиками умеренной светимости. Для них величина f не может быть очень большой, так что если скопление имеет отрицательную полную энергию, то особенно большое значение f должно быть приписано остальным сверхгигантским галактикам.

Естественно, что резкое расхождение между суммарными светимостями скоплений галактик и массами, определенными применением теоремы вириала, вынудило некоторых авторов выступать в пользу гипотезы о существовании дополнительных масс в скоплениях, не составляющих части галактик членов скопления, то есть о существовании межгалактической материи. Однако имеющиеся данные по верхнему пределу прозрачности в скоплениях галактик, так же, как и данные об излучении в 21 см, не благоприятствуют этому.

Остается допущение о сравнительном богатстве межгалактического *звездного населения* в скоплениях. Такая возможность подробно обсуждалась де Вокулером по отношению к скоплению *Coma*. Результат отрицательный, если мы воздержимся от невероятно большого значения f для этого межгалактического звездного населения. Этот результат, очевидно, относится также и к другим скоплениям.

Таким образом, остается сделать только одно естественное предположение относительно упомянутых выше скоплений: они имеют положительные полные энергии. Необходимо подчеркнуть, что никакие аргументы не могут быть *a priori* выдвинуты против этого предположения.

Исследование структуры иррегулярных скоплений галактик приводит к выводу о том, что часто они состоят из нескольких наложенных группировок. Интересный пример такой группировки был указан Маркаряном несколько лет назад: цепочка ярких галактик в скоплении Девы, содержащая NGC 4374, 4406, 4438 и другие. Предполагается, что эта замечательная дуга из восьми ярких галактик представляет физическую группировку внутри скопления Девы. С другой стороны, факты относительно лучевых скоростей членов этой группы несомненно устанавливают ее положительную полную энергию.

Недавно я просматривал резюме последней статьи ван ден Берга, в которой предположение о том, что иррегулярные скопления состоят из отдельных подсистем и субскоплений, сделано в наиболее общей форме. Трудно переоценить значение этого явления в понимании эволюции скоплений галактик. В этом случае мы, очевидно, имеем последовательное образование относительно независимых подсистем (субскоплений), суперпозиция которых приводит к иррегулярным скоплениям. Возможно, что многие из этих подсистем имеют положительную полную внутреннюю энергию.

Значительный интерес представляют результаты определения среднего значения f по разностям лучевых скоростей в двойных галактиках, выполненного Нейджем [12], который получил $f = {}^1/_4$ для спиральных и иррегулярных галактик и $f = 94$ для эллиптических и линзовидных. Эти величины выводятся при предположении, что в двойных галактиках движения происходят по круговым орбитам. То, что значение f для спиральных и иррегулярных галактик даже меньше, чем выведенное по вращениям одиночных галактик, означает, что все или почти все наблюдаемые тесные пары таких галактик составляют системы с отрицательной энергией. Сравним это с необычно большими значениями f, полученными на основе теоремы вириала для скоплений, состоящих из спиральных и иррегулярных галактик. Такое сравнение ведет к двум неизбежным выводам:

а) Все объяснения, принимающие во внимание отрицательную полную энергию скоплений и групп, составляющих из спиралей и иррегулярных галактик, становятся еще более невероятными, поскольку аргументы, приводимые в подобных случаях, применимы также к двойным галактикам.

б) Среди изолированных двойных галактик почти нет систем с положительной энергией, поскольку такие системы могут представлять *тесные* пары только в течение очень короткого времени (порядка 10^8 лет).

Если это так, то тогда двойные эллиптические системы также должны рассматриваться как системы, большей частью обладающие отрицательными энергиями, и значение Пеиджа $I=94$ может считаться близким к реальному значению. Это приближает нас к выводу, согласно которому скопление *Coma* может иметь отрицательную полную энергию.

Интересно заметить, что когда мы переходим от двойных галактик к кратным конфигурациям типа Трапеции, разности скоростей составляющих становятся гораздо больше. Допущение отрицательных полных энергий таких конфигураций ведет к чересчур большим значениям I.

Говоря о нестабильности систем галактик, мы должны затронуть также *радиогалактики*, которые, как правило, встречаются в скоплениях галактик. Радиогалактики, по-видимому, всегда встречаются среди немногих ярчайших членов соответствующих скоплений. Лучший пример представляет радиоисточник Персей А (NGC 1275), который является ярчайшим членом скопления в Персее.

В радиогалактике NGC 4486 из центрального ядра выброшена струя с отдельными сгущениями, светимости которых напоминают светимости карликовых галактик. Вероятно, эти конденсации содержат огромное количество релятивистских электронов. Однако трудно опровергнуть предположение, что в дополнение к релятивистской плазме эти сгущения включают в себя также существенное количество обычного вещества. В частности, они, вероятно, содержат в особенности *источники* релятивистских электронов.

Сильный аргумент в поддержку точки зрения представляется двумя галактиками (NGC 3651 и IC 1182), из ядер которых выбрасываются струи, содержащие голубые сгущения. Эти галактики с голубыми струями также находятся среди ярчайших членов в соответствующих скоплениях. Наконец, имеются случаи, когда в окрестностях некоторых гигантских эллиптических галактик встречаются голубые компоненты, которые представляют, очевидно, более позднюю стадию в эволюции упомянутых выше голубых сгущений.

По всей вероятности, сгущения в NGC 4486 представляют более раннюю стадию эволюции тех же объектов. В таких случаях надо полагать, что интенсивность радиоизлучения голубых сгущений и голубых спутников уже ослабла.

С этой точки зрения интересно заметить, что очень близко к удаленной радиогалактике в Гидре, как это обнаружено в Бюракане, расположен голубой объект с фотографической величиной 18^m5. Показатель цвета этого объекта равен -0^m5. На наших снимках он звездообразен (как и следовало ожидать при таком расстоянии, предполагая, что его диаметр меньше 2000 пс). Если окажется возможным показать, что этот объект действительно является физическим спутником Гидры А, то это укажет на тесную связь между двумя типами эруптивной активности ядер сверхгигантских галактик: выбросами сгущений плазмы

и выбросами голубых сгущений. Так или иначе, все данные указывают на то, что эта активность имеет очень важное значение в возникновении галактик.

Таким образом, мы приходим к выводу, что существуют скопления, которые находятся в особенно активной фазе эволюции, когда внутри них возникают новые галактики. Существование радиогалактики является индикатором такой фазы. Возможно, что даже при такой фазе радиоизлучение имеет место только время от времени с изменяющейся интенсивностью.

Хорошо известно, что в радиогалактике Персей А наблюдаются большие относительные скорости, вплоть до 3000 км/сек. Такие скорости превышают скорость ухода из скопления и таким образом сами по себе говорят о нестационарности.

Поэтому кажется, что исследование радиогалактик как систем, из ядер которых выбрасываются большие массы или которые находятся в процессе деления, должно пролить новый свет на явления нестационарности в скоплениях галактик.

ЛИТЕРАТУРА

1. Zwicky F. Morphological Astronomy, Springer Verlag, Berlin, 1957. p. 220.
2. Амбарцумян В. А. Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат., естеств. и техн. наук, 9, 23, 1956.
3. Holmberg E. Ann. Obs. Lund, №6, 1937.
4. Reaves G. Ap J., 61, 69, 1956
5. Hodge P. Publ. Astron. Soc. Pacif., 71, 28, 1959.
6. Burbidge E. M., Burbidge G.. Astrophys. J., 130, 15, 1959.
7. Limber D., Mathews W. Astrophys. J., 132, 286, 1960.
8. Vaucouleurs G. de, Astrophys. J., 130, 718, 1959.
9. Berg S., van den. Astrophys. J., 131, 558, 1960.
10. Burbidge E. M., Burbidge G. Astrophys J., 130, 629, 1959.
11. Vaucouleurs G. de. Astrophys J., 131, 585, 1960.
12. Page T. Proceedings of the Forth Berkeley Symposium on Mathemathical Statistics and Probability, 1961.

ОБСУЖДЕНИЕ

Леметр спросил, с необходимостью ли «положительная полная энергия» означает, что скопления разлетаются, или это может включать случай непрерывного обмена галактиками между скоплениями и полем.

Амбарцумян ответил, что положительная полная энергия — это предмет наблюдений и он может включать в себя обе возможности. Однако если галактики в скоплении имеют *общее происхождение*, с чем согласны многие астрономы, тогда концепция обмена исключается, и скопления с положительной полной энергией должны быть просто расширяющимися или теряющими членов в общее поле.

Пейдж добавил, что казалось бы невероятным, что галактики поля могли бы собираться в скопления с положительной энергией.

Леметр, однако, утверждал, что такая концепция вероятности основывается на предвзятых представлениях о процессах при более ранних состояниях галактик.

Поведа коснулся Местной Группы галактик, где за центр масс может быть взят центр масс М 31 и Галактики (пренебрегая массами других членов). Обнаружено, что шесть из восьми членов, для которых имеются лучевые скорости, исключая тесные спутники М 31 и Магеллановы Облака, приближаются к центру масс. Только NGC 598 и 6822 удаляются со скоростями в 14 и 110 км/сек соответственно. Устойчивость Местной Группы более полно затронута Лимбером в другом докладе, приведенном ниже*.

Отвечая *Джасту*, который заметил, что «расширение скопления» может просто означать, что его размеры возрастают по отношению к размерам галактик в нем, *Амбарцумян* сказал, что размеры расширяющегося скопления обычно возрастают быстрее, чем хаббловское расширение, $V = Hr$. Он подчеркнул также, что он не предполагает, что все скопления и группы галактик являются неустойчивыми.

Хекманн коснулся численных расчетов фон Хернера, показавшего, что система точечных масс может выбрасывать из себя членов, даже если она имеет отрицательную полную энергию, а *Пейдж* указал, что если не считать квазиустойчивые группы отрицательной полной энергии, то группы и скопления с постулированной *положительной* полной энергией требуют дальнейшего объяснения источника положительной энергии.

Амбарцумян ответил, что он хотел бы сначала установить случай положительной полной энергии и исследовать обстоятельства, при которых это имеет место, перед тем как искать физическое объяснение первоначального источника.

---

* Astron. J. 66, 572, 1961.

Примечание. Исходным пунктом для развития представления о космогонической активности ядер галактик явился факт существования динамически неустойчивых, распадающихся систем галактик. Этот доклад содержит основные результаты исследований нестационарных систем галактик, возникших вследствие деления ядер или выбросов из ядер больших масс вещества.

ПРОБЛЕМЫ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В настоящем докладе мы рассмотрим основные факты внегалактической астрономии. Поскольку правильное представление о внешних звездных системах—галактиках установилось в науке лишь около сорока лет назад, многие фундаментальные вопросы, относящиеся к миру внешних галактик, остаются нерешенными. Поэтому в настоящем докладе мы формулируем ряд проблем, которые кажутся нам наиболее существенными для дальнейших внегалактических исследований. При этом мы будем стараться не слишком удаляться от фактов и касаться преимущественно тех проблем, разрешение которых представляется осуществимым в обозримом будущем с помощью имеющихся средств.

Как известно, внегалактическая астрономия соприкасается с космологией, т. е. с теориями, пытающимися описать Вселенную в целом. Эти теории несомненно приносят известную пользу, поскольку в них исследуются некоторые решения уравнений общей теории тяготения Эйнштейна и ставится вопрос о сравнении этих решений со свойствами наблюдаемой части Вселенной. Вместе с тем они часто служат ареной для очень грубых упрощений и безудержных экстраполяций. В настоящем докладе мы не сможем коснуться анализа этих теорий и вопроса их дальнейшего развития, хотя считаем, что критический обзор выполняемых в этой области работ был бы весьма ценным. Тем не менее факты и проблемы, которые затронуты ниже, должны иметь значение также для космологических теорий.

1. ГЛАВНЕЙШИЕ ФАКТЫ, СВЯЗАННЫЕ С РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ВЕЩЕСТВА ВО ВНЕГАЛАКТИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Одним из свойств окружающего нас мира является то, что большая часть наблюдаемого нами вещества сосредоточена в звездах. Другие объекты содержат лишь небольшую часть всей наблюдаемой массы.

Важнейшим фактом внегалактической астрономии является то, что подавляющее большинство наблюдаемых звезд в свою очередь входит в состав гигантских звездных систем, носящих название галактик.

Размеры галактик и численность звездного населения в них варьируют в необычайно широких пределах. Сверхгигантские галактики ти-

---

Problems of Extra-Galactic Research. Лекция по приглашению (Invited Discourse) на Генеральной Ассамблее Международного астрономического союза (МАС) в Беркли (Калифорния, США) 21 августа 1961 г. Опубликована в трудах МАС: Transactions of the International Astronomical Union, Vol. XIB. Academic Press, London. New York, 1962, p. 145. Здесь печатается по русскому изданию (Вопросы космогонии т. VIII, АН СССР, М., 1962. с. 3) с незначительными изменениями в соответствии с английским оригиналом.

на тех двух наиболее ярких галактик, которые находятся в центре скопления в Волосах Вероники (NGC 4874 и NGC 4889), имеют фотографические абсолютные величины, доходящие до -22^m, и содержат сотни миллиардов звезд, в то время как карликовые системы типа галактики в Скульпторе имеют абсолютные величины порядка -11^m0 и содержат, по-видимому, лишь несколько миллионов звезд. К карликовым галактикам примыкают, однако, системы еще более низкой светимости, которые могут быть названы субкарликовыми галактиками. Представителем таких систем является галактика в Козероге, открытая Цвикки и имеющая абсолютную фотографическую величину порядка -6^m5. Следует думать, что эта система содержит, самое большее, несколько десятков тысяч звезд. Таким образом, эта система более чем в десять миллионов раз беднее сверхгигантских галактик: более того, по числу звезд она уступает многим шаровым звездным скоплениям.

Что касается диаметров галактик, то они, как правило, заключены в пределах от 50 000 пс для сверхгигантов до 500 пс для субкарликов.

Гигантские и сверхгигантские галактики с диаметрами от 5000 до 50 000 пс неизменно имеют высокую поверхностную яркость (выше, чем 24^m0 на 1 кв. сек. дуги), а также большую концентрацию светимости к центру.

Среди карликовых галактик встречаются наряду с объектами, имеющими высокую поверхностную яркость, также и объекты низкой поверхностной яркости. Однако существенно, что среди карликовых галактик наряду с системами, имеющими большой градиент поверхностной яркости от края к центру, имеются системы, у которых этот градиент очень мал, так что на снимках такая система представляется почти равномерным диском.

Примерами галактик, обладающих малым градиентом плотности и входящих в Местную Группу, являются открытые Шэпли карликовые звездные системы в Скульпторе и Печи. Поверхностные яркости этих систем необычайно низки. В дальнейшем Бааде показал, что принадлежащие к Местной Группе галактики NGC 147 и NGC 185 также имеют малый градиент плотности. Поверхностная яркость у этой пары галактик значительно выше, чем у систем в Скульпторе и Печи. Промежуточное значение поверхностной яркости имеют два члена Местной Группы: Секстант B (9^h57^m3, $-5°4'$, 1950) и Лев 2 (10^h05^m8, $+12°33'$, 1950). Вместе с тем у них градиент плотности также мал. В скоплении Девы встречается большое число объектов низкой поверхностной яркости с малым градиентом плотности. Некоторые из них по своим линейным размерам приближаются к средним по величине галактикам. Например, галактика IC 3475 в скоплении в Деве наряду с весьма низкой поверхностной яркостью обладает ничтожным градиентом плотности, а ее диаметр достигает 5000 пс. Таким образом, эта галактика по своим размерам намного превосходит аналогичные объекты Местной Группы.

Тем не менее следует отметить, что относительно большие по размерам объекты с малым градиентом плотности и низкой поверхностной яркостью очень редки. Так, например, в известном скоплении в Раке наибольшая из подобных галактик имеет линейный диаметр около 2500 пс.

Тот факт, что подавляющее большинство звезд входит в состав галактик, приобретает глубокое значение, если мы примем во внимание, что в первом приближении галактики являются изолированными друг от друга системами. Обычно расстояние между соседними галактиками во много раз превосходит диаметры их центральных наиболее плотных частей. Вместе с тем отдаленные от центра и крайне разреженные части галактик иногда даже проникают друг в друга. Нара-

ду с этой топографической изолированностью мы должны отметить динамическую замкнутость галактик как звездных систем. Под динамической замкнутостью мы понимаем то свойство, что движения звезд в каждой галактике определяются в основном их взаимодействием с совокупностью других членов той же галактики. Отметим, вместе с тем, что это условие динамической замкнутости выполняется лишь в некотором приближении. Взаимные возмущения близких друг к другу звездных систем, выбросы из центральных частей галактик, о которых речь будет ниже, являются случаями большего или меньшего нарушения замкнутости.

Подобно тому, что звезды входят в состав галактик, галактики в свою очередь входят в состав таких систем галактик, как скопления галактик, группы галактик и кратные галактики.

Если два десятилетия назад принималось, что помимо скоплений и групп галактик существует общее поле, куда входит большинство галактик (подобно тому, как в нашей звездной системе имеется общее звездное поле, куда вкраплены скопления и ассоциации), то в настоящее время само существование общего поля находится под сомнением. Во всяком случае в отношении галактик высокой светимости можно утверждать, что подавляющее большинство их входит в состав скоплений, групп и кратных систем.

Наблюдаемые нами скопления разделяются на два типа: сферические скопления с правильным, симметричным распределением галактик около центра и скопления неправильной формы. Население сферических скоплений состоит в основном из эллиптических галактик. Рассеянные скопления содержат высокий процент спиралей. К рассеянным скоплениям тесно примыкают группы галактик, подобные Местной Группе или группам вокруг M 101 и M 81.

Так, например, группы галактик, связанные с M 101 и M 81, фактически не содержат ни одной эллиптической галактики. Они состоят только из спиралей и неправильных галактик. Группа галактик в Скульпторе, исследованная де Вокулером, содержит только галактики типа Sc и неправильные. Наша Местная Группа также не содержит эллиптических галактик высокой светимости, но в ней имеются эллиптические галактики низкой и умеренной светимости.

Интересно отметить также, что наша Местная Группа по существу состоит из двух очень небольших групп, приближающихся по своим масштабам к кратным галактикам. Первая группа содержит нашу Галактику, два Магеллановых Облака и, по-видимому, некоторые галактики типа системы в Скульпторе. Вторая группа содержит туманность Андромеды с ее четырьмя спутниками и M 33. Однако такое разделение можно считать установленным лишь для галактик высокой и умеренной светимости.

Не исключена возможность, что все пространство Местной Группы заполнено карликовыми галактиками. Добавим, что полная масса всей Местной Группы определяется в основном двумя галактиками, являющимися по существу центрами этих двух подгрупп, т. е. массой M 31 и массой нашей Галактики. В свою очередь, богатые скопления галактик, содержащие большое число членов, иногда встречаются по двое, по трое, образуя кратные скопления галактик.

Выше указывалось, что галактики, как правило, являются изолированными друг от друга звездными системами. Однако заслуживают внимания случаи, когда эта изолированность нарушается. Отметим здесь три категории подобных объектов:

а) *Взаимодействующие галактики.* Это те случаи, когда две галактики находятся близко друг к другу и присутствие одной серьезно влияет на строение другой галактики. Многочисленные примеры взаимодействующих галактик приведены в Атласе Воронцова-Вельяминова*. При этом возможны два толкования наблюдаемых взаимодействий: 1) приливные воздействия и 2) разделение совместно возникших двух галактик. В последнем случае наблюдаемые «взаимодействия» следует рассматривать как последствия процесса деления.

б) *Пары галактик*, связанные мостами или перемычками. Многочисленные примеры этого рода приведены в статьях Цвикки. Произведенные последним исследования показали, что указанные перемычки состоят из звезд. Наряду с перемычками наблюдаются струи, выходящие из центральных областей некоторых сферических галактик, которые содержат в себе голубые сгущения, являющиеся карликовыми галактиками.

К числу галактик высокой светимости, из центральных областей которых выходит струя, содержащая в себе голубые сгущения, относятся NGC 3561 и IC 1182

Получается, что струя как бы соединяет большую галактику с карликовой, напоминая перемычку. В этих случаях нельзя сомневаться в том, что карликовая галактика отделилась от центрального ядра основной галактики. Поэтому кажется более правдоподобным считать, что мосты и перемычки являются вообще результатом генетического процесса возникновения двух галактик из одной.

в) *Радиогалактики.* Как известно, в отношении радиогалактик было высказано предположение, что они являются результатом случайного столкновения пары независимых звездных систем. Допускалось, что энергия радиоизлучения имеет своим источником энергию столкновения двух газовых масс, входящих соответственно в каждую из галактик. Факты, однако, противоречат этой гипотезе. Все данные говорят в пользу того, что радиогалактики являются некоторым, может быть очень коротким, этапом в процессе внутреннего развития галактик очень высоких светимостей (галактик-сверхгигантов).

По-видимому, радиоизлучательная активность галактик тесно связана с возникновением в них новых образований типа сгущений и струй (выбрасываемых из центра), спиральных рукавов и даже целых новых галактик. Иными словами, в некоторых случаях идет процесс деления ядра галактики и возникновения новой галактики в недрах старой. Поэтому часто радиогалактики являются сверхтесными системами, состоящими из старой галактики и новых образований, причем последние наблюдаются обычно еще погруженными в старую галактику.

Следует отметить, что все перечисленные выше виды нарушения изолированности галактик наблюдаются лишь у небольшой доли общего числа галактик. Есть много оснований думать, что эти нарушения происходят лишь на определенном этапе развития галактик, тогда, когда возникают новые галактики.

Несмотря на то, что в изучении пространственного распределения галактик достигнуты серьезные успехи, многие важнейшие вопросы остаются нерешенными. Отметим некоторые из них: образуют ли скопления галактик в свою очередь системы более высокого порядка типа сверхскоплений или Супергалактики?

---

* *Воронцов-Вельяминов Б. А.* Атлас взаимодействующих галактик. М., 1960.

Несомненно, что наша Местная Группа входит в состав некоторой группы скоплений, в центре которой, в качестве ее ядра, находится большое скопление в Деве. Эта большая пространственная группировка была названа де Вокулером Супергалактикой. Ее размеры порядка 20 млн пс. Однако мы пока ничего не можем сказать о динамическом единстве этой системы или о наличии сил, которые могли бы поддерживать такое единство.

Вместе с тем весьма интересно, что существование сколько-нибудь большого числа подобных супергалактик вовсе не бросается в глаза при изучении распределения галактик на небесной сфере. При рассмотрении этого вопроса надо учесть, однако, существование двух мыслимых возможностей. 1) промежутки между супергалактиками велики по сравнению с диаметрами самих супергалактик и 2) эти промежутки того же порядка, что и диаметры супергалактик. В первом случае многие из таких супергалактик должны четко наблюдаться в проекции на небесную сферу в качестве изолированных образований. Во втором случае мы будем наблюдать в проекции на небо в виде изолированных систем лишь небольшое число подобных образований и при поверхностном изучении вопроса трудно будет сделать заключение о существовании далеких супергалактик.

Наблюдения дают прямое указание на неравномерность в распределении скоплений и групп галактик, что в известной степени может быть объяснено существованием супергалактик. Вместе с тем можно считать, что мы наблюдаем вблизи от нас лишь несколько изолированных облаков, состоящих из большого числа сгущений. При этом надежно установлено лишь существование на южном небе большого облака, простирающегося от $l = 160^\circ$ до 240° при $b = -140^\circ$.

Неравномерность в распределении галактик по небу, помимо той, которая вызвана поглощением в нашей Галактике, четко обозначается уже в случае галактик каталога Шэпли и Эймс (предельная величина $13^m.0$). Эта неравномерность связана в основном с существованием местной Супергалактики. Еще более ярко выражена неравномерность в результатах подсчетов Шейна и Виртанена (предельная величина $18^m.4$). При этом неоднородности мелкого масштаба обусловлены сосредоточием галактик в скоплениях. Однако имеются и более крупные неоднородности, которые вызваны тенденцией скоплений образовывать группы, которые подобны обсуждавшимся выше супергалактикам.

Согласно данным Цвикки и других авторов, неравномерности в распределении галактик распространяются до предела, достижимого с помощью Паломарского телескопа типа Шмидта (почти до 20^m).

В качестве примера можно привести большие облака галактик в районе скопления Северной Короны. Однако для изучения тенденции скоплений к скучиванию представляет большой интерес исследование распределения центров скоплений галактик. Такое исследование было произведено Абелем по снимкам Паломарского атласа. Полученные им результаты подтверждают неоднородность в распределении скоплений.

Цвикки считает, что основная причина наблюдаемых неоднородностей в распределении скоплений — клочковатая структура поглощающего межгалактического пылевого вещества. Его аргументы в пользу наличия в определенных направлениях межгалактического поглощения, по-видимому, убедительны. Однако не все отклонения от однородности могут быть объяснены таким образом. Поэтому приходится считаться с реальной неравномерностью в распределении галактик на самых больших расстояниях от нас.

Эти два факта говорят о том, что осуществляется вторая альтернатива, т. е. что супергалактики существуют, но расстояния между ними

примерно того же порядка, как и их диаметры. Хотя, таким образом, приходится согласиться с существованием отдельных супергалактик, следующие вопросы остаются невыясненными:

а) *Какой процент скоплений галактик входит в эти системы более высокого порядка?* Выражена ли тенденция к скучиванию скоплений одинаково сильно у двух известных типов скоплений (сферические и рассеянные)? На эти вопросы можно будет ответить лишь на основании более подробных фотометрических и статистических исследований.

б) *В какой степени галактики низкой светимости повторяют пространственное распределение галактик высокой светимости?*

Как указывалось выше, сосредоточенность галактик в скоплениях довольно хорошо установлена по отношению к объектам высокой светимости. Однако объекты низкой светимости, начиная с расстояний в несколько миллионов парсеков, должны совершенно теряться среди галактик отдаленного фона, и решение вопроса по отношению к ним встречает известные затруднения. Однако в отношении одного класса объектов низкой светимости, именно галактик низкой поверхностной яркости, кое-что можно заключить на основании результатов работы Ривса, который установил, что распределение объектов низкой поверхностной яркости в скоплении Девы в грубых чертах повторяет распределение галактик высокой светимости. С другой стороны, мы не можем сказать, составляют ли галактики предельно низкой поверхностной яркости (системы типа галактики в Скульпторе или объект Цвикки в Козероге) общее межгалактическое поле или концентрируются в скоплениях и группах.

в) *Супергалактики, о которых говорилось выше, представляют* собой объекты с диаметром порядка 20 млн пс. Если они являются наиболее крупными неоднородностями в распределении галактик, то можно ожидать, что пространственные ячейки размером 50 или 100 млн. пс уже будут приблизительно равны друг другу по количеству содержащегося в них вещества (галактик).

Однако возможно, что существуют неоднородности более крупного масштаба. Вопрос этот может быть решен только на основании исследования распределения слабых скоплений галактик (до величины 21^m) или же на основании исследования распределения внегалактических радиоисточников. Решение этого вопроса крайне важно для обоснования тех или иных космологических теорий. Сейчас можно только утверждать, что нет никаких указаний, оправдывающих постулат об однородности, вводимый обычно космологами.

г) *Выше уже упоминалось о наличии серьезных свидетельств в пользу существования межгалактической пылевой материи.* В связи с этим следует вообще указать на желательность исследования всех видов межгалактического вещества. Уже сейчас можно говорить о реальности некоторых из этих видов:

1. Светлая межгалактическая материя, заполняющая иногда центральную часть объема, занимаемого скоплениями галактик. Все данные говорят о том, что это светлое вещество, так же, как и наблюдаемые часто в парах галактик мосты и перемычки, состоит из звезд.

2. Межгалактические шаровые скопления. Некоторые из них обнаружены на расстояниях свыше 100 000 пс от нас.

3. Выброшенные из недр галактик гигантские облака релятивистских электронов. Например, радиоисточник Центавр А состоит из трех подобных облаков, а источник Лебедь А — из двух. Каждое из таких облаков по своим размерам превосходит нормальные галактики. Мно-

гие из этих облаков несомненно успели рассеяться в межгалактическом пространстве.

4. Поглощающее пылевое вещество. Данных о размерах отдельных облаков пылевых масс нет.

5. Нейтральные газовые массы, которые, однако, присутствуют в столь небольшом количестве, что испускаемое ими излучение (например, в линии $\lambda = 21$ см) до сих пор не удалось уверенно обнаружить.

Нет сомнения, что каждый из этих видов межгалактического вещества заслуживает специального исследования.

II. ГЛАВНЕЙШИЕ ФАКТЫ, ОТНОСЯЩИЕСЯ К КИНЕМАТИКЕ И ДИНАМИКЕ СИСТЕМ ГАЛАКТИК

Наши знания о движениях в мире галактик ограничиваются сведениями о лучевых скоростях приблизительно тысячи галактик. Никаких сведений о тангенциальных скоростях мы не имеем. Однако уже имеющиеся данные о лучевых скоростях, добытые почти целиком на обсерваториях Маунт Вилсон, Паломарской и Ликской, ставят перед нами самые трудные проблемы, с какими когда-либо имела дело астрономия.

Вся совокупность наблюдаемых галактик представляет собой часть некоторой грандиозной системы, которую мы называем Метагалактикой. Это понятие Метагалактики имеет смысл независимо от ответа на вопрос о существовании галактик вне этой системы. Важнейшим фактом, установленным на основании наших сведений о лучевых скоростях галактик, является расширение Метагалактики.

Выведенный из эмпирических данных закон Хаббла

$$V_r = Hr,$$

соблюдающийся с точностью до небольших флуктуаций для значений r, доходящих почти до 2 млрд. пс, говорит о приблизительной однородности наблюдаемого расширения.

Все попытки найти вместо Доплер-эффекта какое-нибудь другое объяснение красному смещению оказались искусственными и безрезультатными. Поэтому при рассмотрении всех вопросов, касающихся природы и особенно эволюции Метагалактики, мы должны учитывать явления расширения.

Конечно, закон Хаббла справедлив лишь в среднем. В дополнение к скорости, определенной по формуле Хаббла, каждое скопление галактик и каждая галактика по отношению к центру тяжести своего скопления имеют свои пекулярные скорости. Так, в Местной Группе, где расстояния между галактиками малы, относительные скорости определяются главным образом пекулярными движениями отдельных членов. Но уже ближайшие скопления галактик и ближайшие внешние группы от нас удаляются, что свидетельствует о малости пекулярных скоростей этих скоплений и групп по сравнению с систематическими скоростями удаления по формуле Хаббла.

Численное значение постоянной H имеет огромное значение, поскольку его знание позволяет определить расстояние до самых отдаленных скоплений. К сожалению, это значение точно не известно. Можно с большой степенью вероятности утверждать, что оно лежит где-то в пределах

$$60 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс} < H < 140 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс},$$

а с некоторым риском, что оно заключено в промежутке

$$70 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс} < H < 100 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс}$$

в соответствии с результатами Сандейджа (1958). Мы не будем входить в обсуждение вопросов, связанных с определением значения H. Отметим лишь, что при всех условиях закон Хаббла позволяет хорошо оценивать *относительные расстояния*.

Вторым важным фактом, относящимся к движениям галактик, является наличие некоторой дисперсии скоростей в каждом из скоплений галактик, что связано с внутренними движениями в этих скоплениях.

Если скопление находится в стационарном состоянии или по прошествии некоторого времени должно прийти в стационарное состояние, то его полная энергия E должна быть отрицательной

$$E = T + U < 0,$$

где T и U—соответственно кинетическая и потенциальная энергия системы. Если же $E > 0$, то система не может прийти в стационарное состояние, и по крайней мере часть ее членов должна уйти в бесконечность.

Исследования последних лет показали, что для некоторых групп и кратных систем кинетическая энергия внутренних движений, определенная по лучевым скоростям, во много раз превосходит вероятные значения абсолютной величины потенциальной энергии, исчисленной в предположении, что основная масса скопления сосредоточена в ее галактиках и что отношение массы к светимости $f = M/L$ для данного типа галактик того же порядка, как в тех случаях, когда это отношение удавалось определять на основании исследования вращения галактик. Отсюда было сделано заключение, что некоторые группы и скопления имеют положительную энергию и должны рассеяться в пространстве. Такой вывод пришлось делать, например, по отношению к скоплениям галактик в Деве и Геркулесе, а также к сравнительно близкой от нас группе в Скульпторе. Последний случай, проанализированный подробно де Вокулером, является особенно разительным, так как кинетическая энергия превосходит вычисленное абсолютное значение потенциальной, по-видимому, на полтора или два порядка.

Поскольку положительная энергия должна приводить к уходу части членов скопления, а иногда и к полному рассеянию скопления, можно думать, что имеется нечто общее между явлениями нестационарности скоплений, с одной стороны, и явлением расширения Метагалактики—с другой.

Промежуточную роль в этом отношении должны играть системы типа местной Супергалактики. Как известно, составляющие ее части удаляются друг от друга. Например, скопление в Деве или группа, связанная с M 81, удаляются от Местной Группы галактик.

То, что было сказано относительно полной внутренней энергии скоплений галактик, остается справедливым и в отношении кратных систем. По-видимому, некоторые кратные системы имеют положительные полные энергии. Все эти факты заставляют считать, что соответствующие галактики сравнительно молоды: их возраст порядка 10^9 лет.

Однако независимо от знака полной энергии обращает на себя внимание еще одна особенность совокупности кратных (тройных, четверных и т. д.) галактик. Как известно, подавляющее большинство *кратных звезд* имеет конфигурации «обыкновенного» типа, в то время как конфигурации типа «Трапеции Ориона» составляют незначительный процент (<10%). Среди кратных галактик примерно половина систем имеет конфигурации типа Трапеции. Поскольку системы типа

Трапеции, как правило, нестабильны, мы можем заключить, что время, прошедшее со времени образования этих кратных групп, превосходит не более чем в несколько раз период обращения в такой кратной системе, который в свою очередь измеряется цифрами от 10^9 до $5 \cdot 10^9$ лет.

Наконец, следует отметить, что предположение об отрицательности энергии всех двойных галактик иногда приводит к невероятно большим значениям масс компонент (Пейдж), поэтому имеются основания допустить, что некоторые из двойных галактик также имеют положительную энергию.

В сверхтесных системах, каковыми являются радиогалактики, наблюдаются значительные разности скоростей компонент. Так, например, в радиогалактике Персей А эта разность достигает 3000 км/сек. Таким образом, и эти пары обладают положительной энергией. Согласно нашему взгляду, мы здесь наблюдаем образование такой пары из одной галактики.

Дальнейшее накопление данных о лучевых скоростях галактик позволит разрешать многие нерешенные вопросы их кинематики и динамики. Некоторые из этих нерешенных вопросов перечислены ниже.

а) *Более точное определение постоянной закона красного смещения.* Это означает уточнение шкалы внегалактических расстояний.

б) *Определение характера зависимости красного смещения от расстояния при очень больших значениях последнего.* Несомненно, мы должны наблюдать нарушение линейной зависимости. Однако для решения фундаментальных космологических вопросов весьма важно знать, в какую сторону имеет место отклонение от линейности, является ли величина этого отклонения независимой от направления.

в) *Очень важно определить пекулярные скорости центров тяжести отдельных скоплений галактик*, т. е. отклонение их наблюдаемых скоростей от формулы Хаббла. Это имеет существенное значение для решения вопросов о генетической связи между соседними скоплениями. Но для определения указанных отклонений нужно научиться более точно определять расстояния отдаленных скоплений независимо от закона Хаббла.

г) *Для решения многих вопросов динамики скоплений галактик и кратных галактик необходимо уметь определять массы последних.* К сожалению, в случае отдаленных галактик, входящих в указанные системы, мы определяем массы статистически, предполагая отрицательный знак энергии, а также применимость теоремы вириала.

Нужно определить массы галактик, входящих хотя бы в ближайшие скопления, независимо от этого предположения. Вместе с тем необходимо найти способы оценки по крайней мере верхней границы возможных межгалактических масс в каждой системе (скопление или группы).

д) *Наиболее разительное несоответствие между массой системы, определенной из теоремы вириала, и массой, найденной из значений светимостей индивидуальных членов системы, установлено в случае некоторых рассеянных скоплений и групп галактик* (скопления в Деве, Геркулесе, группы галактик в Скульпторе, Льве и т. д.). С другой стороны, по мнению Цвикки, большие сферические скопления не показывают никаких признаков расширения.

Для полного решения этого вопроса надо получить возможно большее число лучевых скоростей в нескольких ближайших больших сферических скоплениях.

III. НЕКОТОРЫЕ ФАКТЫ, ОТНОСЯЩИЕСЯ К ПРИРОДЕ ГАЛАКТИК И ИХ СКОПЛЕНИЙ

Наблюдения показывают, что формы и внутренние свойства галактик весьма разнообразны. Чтобы иметь возможность разобраться глубже в природе галактик, весьма важно иметь достаточно полную и вместе с тем простую систему классификации галактик. Совершенно очевидно, что чем более глубокое физическое значение будут иметь критерии, положенные в основу этой классификации, тем более полезной будет она для решения вопросов внегалактической астрономии.

Наиболее распространенная в настоящее время классификация Хаббла основана на изучении внешних форм наблюдаемых галактик. Она оказалась чрезвычайно полезной, ибо в отношении подавляющего большинства галактик вся наша информация до последнего времени сводилась к данным о внешней форме, интегральном блеске и видимом диаметре. Последние два параметра не являются сами по себе характеристиками системы, пока не известно расстояние. Однако за последние годы мы получили возможность приближенно судить об абсолютной яркости и линейном диаметре очень большого числа галактик, входящих в богатые скопления, поскольку стало известно, что наиболее яркие члены этих скоплений всегда являются сверхгигантами, абсолютные величины которых порядка $-21^m.0$. Сравнивая эту абсолютную величину с видимой величиной наиболее ярких членов, мы можем очень грубо оценить расстояние и тем самым светимости и абсолютные размеры всех остальных членов. Как указывалось в начале настоящего доклада, диапазон светимостей галактик в скоплениях очень велик. Постепенно стало ясно, что класс светимости данной галактики (сверхгиганты, гиганты, объекты умеренной светимости, карлики или объекты крайне низкой светимости типа объекта Цвикки в Козероге) во многих случаях имеет более существенное значение, чем даже ее форма. Вспомним еще раз, что галактика-сверхгигант содержит в десятки миллионов раз больше звезд, чем какая-либо галактика крайне низкой светимости.

Для понимания свойств галактики важное значение имеет изучение природы ее центральной части и, в частности, вопрос о наличии в ней небольшого по величине центрального ядра. Желательно, чтобы новые попытки построения классификации учитывали значение светимости, а также, чтобы задание класса определяло роль центральных частей и, возможно, самого ядра. Наконец, возможно, что имеются другие, еще не известные параметры, которые крайне важны для описания состояния галактики.

Недавно предложенная классификация Моргана, учитывающая степень концентрации светимости, в известной степени отвечает одному из этих положений. Однако задание класса Моргана оставляет светимость неопределенной. В последних работах ван ден Берга делается попытка ввести параметр, определяемый из наблюдаемой формы галактики, но по существу определяющий ее светимость. Это очень удачный принцип. К сожалению, однако, классификация ван ден Берга не является универсальной и охватывает только спирали более поздних типов. Поэтому следует думать, что в дальнейшем будут предложены новые классификации, ставящие задачу определить существенные параметры каждой галактики.

Важнейшим достижением второй четверти нашего столетия явилось представление о существовании подсистем в галактиках (Линд-

блад, Кукаркин, Бааде) и разных типов звездного населения. В некоторых галактиках, например в системах типа E0, мы имеем довольно большую однородность населения. В таких случаях можно утверждать, что вся галактика состоит только из одной подсистемы. Это справедливо, в частности, по отношению к таким членам Местной Группы, как система в Скульпторе, галактики M 32 и NGC 147. В отличие от мнения, когда-то высказанного Бааде, по-видимому, в природе мы не наблюдаем систем, состоящих целиком из населения I типа (население спиральных рукавов). Однако во многих случаях галактики представляют собой суперпозицию двух или нескольких подсистем, содержащих разные типы населения.

Так, линзовидные галактики (S0) состоят из двух подсистем, в свою очередь состоящих из звездного населения сферической составляющей и диска. Гигантские спирали типа M 31 состоят из сферической составляющей, диска и спиральных рукавов. Возможно, что необходимо более подробное деление. Для нас, однако, важно, что в данном случае имеет место *суперпозиция* различных подсистем.

Имеющиеся данные говорят о том, что население различных подсистем проходит различные, друг от друга независимые пути эволюции. Есть основания считать, что средний возраст звезд различных подсистем также различен. Получается, что, если не считать динамического взаимодействия, каждая из подсистем живет своей отдельной жизнью. Именно это важно при описании галактик как составных систем, получившихся как бы в результате *простой суперпозиции подсистем*.

Об относительной независимости различных подсистем, входящих в состав одной и той же галактики, свидетельствует то, что степень развития одной из подсистем (в смысле богатства подсистемы и ее размера) не зависит от степени развития другой подсистемы.

Так, например, сферическая подсистема галактики M 31 по своему богатству и размерам не отличается сильно от нормальной галактики типа E0, обладающей абсолютной величиной около $-19^{m}.0$. Между тем, последняя вовсе не содержит населения плоской подсистемы и спиральных рукавов, в то время как M 31 имеет мощные спиральные рукава и богато населенный диск.

С этой точки зрения интересны также те системы, которые занимают промежуточное положение, т. е. такие, в которых одна из подсистем развита очень сильно, в то время как другая сравнительно бедна. Замечательным примером является NGC 5128 (радиоисточник Центавр A), которая на передержанных снимках представляется гигантской эллиптической галактикой, однако на самом деле в своей центральной части содержит слабо развитую плоскую подсистему, в которую входит много поглощающего вещества. Как показали исследования супругов Бэрбиджей, основанные на измерениях лучевых скоростей в этой плоской подсистеме, экваториальная плоскость последней приблизительно перпендикулярна к экваториальной плоскости эллиптической подсистемы. Это хорошая иллюстрация к утверждению о независимости подсистем. Другим интересным примером является галактика NGC 3718. Спиральные рукава этой галактики обладают малой мощностью, однако, в отличие от NGC 5128, простираются далеко за пределы объема, занимаемого сферической подсистемой. В этой галактике плоскость сосредоточения темного вещества наклонена к экваториальной плоскости эллиптической подсистемы примерно на 25°, что также говорит о независимости подсистемы.

Можно было бы привести и противоположные примеры, когда сферическая подсистема развита весьма слабо, а плоская представлена очень сильно. Очевидно, что таким примером может служить Большое Магелланово Облако. То, что в этом облаке имеется сферическая подсистема, следует хотя бы из присутствия по крайней мере трех десятков шаровых скоплений, сходных с шаровыми скоплениями в нашей Галактике и М 31. К сожалению, другие объекты сферических подсистем очень трудно выделить на фоне населения плоской составляющей. Поэтому трудно сказать, на какие эллиптические системы похожа сферическая составляющая Большого Магелланова Облака. Судя по распределению шаровых скоплений и по их количеству это должна быть эллиптическая галактика умеренной светимости ($M \sim -16^m$), обладающая малым градиентом плотности от центра к краю. Известно, что при переходе от сверхгигантских эллиптических галактик к эллиптическим галактикам умеренной светимости все чаще встречаются объекты, показывающие малый градиент плотности.

Выше мы говорили о сравнительной независимости различных подсистем, входящих в одну и ту же галактику. Однако в одном отношении связь между подсистемами почти постоянно соблюдается с очень большой строгостью. Мы имеем в виду наличие общего центра. Центр сферической подсистемы совпадает с центром диска и вместе с тем с областью, из которых выходят спиральные рукава. Как известно из наблюдений ближайших галактик высокой светимости, в этом центре располагается обычно ядро, имеющее размеры всего в несколько парсеков (меньше, чем диаметр обычного шарового скопления). Естественно возникает мысль, что происхождение отдельных, почти независимых друг от друга подсистем каким-то образом связано с наличием указанного ядра.

В некоторых галактиках следы ядер не обнаружены. Так обстоит дело, например, в случае NGC 185 или в случае системы в Скульпторе. Однако обратим внимание на абсолютные величины рассматриваемых ядер. У М 31 фотографическая величина ядра равна $-11^m.6$. У М 32 она равна $-11^m.1$. У М 33 имеем $M=-10^m.3$. У NGC 147 $M=-5^m.0$. Создается впечатление, что абсолютная величина ядра уменьшается с уменьшением градиента плотности. Поэтому следовало как раз ожидать, что у NGC 185 и в системах типа Скульптора, так же, как, может быть, в Магеллановых Облаках, ядро должно иметь еще более низкую светимость, чем в NGC 147. Если она порядка $M=-2^m$, то очевидно, что ядро затеряется среди звезд. Отметим, что в Магеллановых Облаках ядра будут незаметными даже в том случае, если у них $M=-5^m$. Поэтому преждевременно делать окончательный вывод об отсутствии ядер в этих системах. Однако если ядра в них существуют, то они должны обладать малой мощностью.

Выше указывалось, что концентричность подсистем в каждой галактике соблюдается весьма строго. Однако имеются отдельные случаи нарушения концентричности. В качестве примера можно привести NGC 4438 в скоплении Девы, где две подсистемы явно смещены по отношению друг к другу.

Имеется некоторое сходство между галактиками и скоплениями галактик. Оно выражается в том, что подобно тому, как в галактиках звездное население можно грубо разделить на два основных типа, в скоплениях галактик их члены также можно отнести к двум различным типам населения. К первому типу относятся спиральные и неправильные галактики, ко второму — эллиптические и линзовидные (S0).

Богатые сферические скопления галактик типа скопления в Волосах Вероники содержат главным образом население типа II. Рассеянные облака галактик, подобные близкому к нам облаку в Большой Медведице, почти не содержат эллиптических галактик высокой светимости. Близкая к нам группа галактик в Скульпторе ($m-M=27^m.0$), исследованная де Вокулером, не содержит не только эллиптических галактик, но и галактик типов S0, Sa и Sb. В эту группу входят только спирали поздних подклассов. Рассеянное скопление в Деве содержит как гигантские эллиптические, так и спиральные системы.

Спрашивается, *можно ли в этом случае говорить о суперпозиции различных подсистем в одном скоплении?* Нужно признать, что не во всех случаях наблюдаются признаки сложения двух квазинезависимых субскоплений в одно скопление. Однако в некоторых случаях имеются явные свидетельства в пользу этого. Так, в скоплении в Волосах Вероники одна из центральных галактик (NGC 4874), являющаяся сверхгигантом типа S0, явно окружена симметричным облаком эллиптических галактик меньших светимостей. Внешне эта группа очень похожа на галактику NGC 4486, окруженную шаровыми скоплениями. Только в этом случае шаровые скопления заменены эллиптическими галактиками умеренной светимости. И вот эта группа эллиптических галактик с NGC 4874 в центре как бы наложена на богатое скопление, обладающее меньшим градиентом плотности.

По-видимому, в случае рассеянных скоплений галактик мы можем найти гораздо больше явлений, свидетельствующих о суперпозиции отдельных групп. Очень хорошим примером этого является цепочка ярких галактик M 84, M 86, NGC 4435, NGC 4438 и др. в скоплении в Деве. Как указал несколько лет назад Маркарян, эта цепочка — не случайное образование, а наложена на скопление в Деве как некоторая самостоятельная группа.

Вполне возможно, что вообще рассеянные скопления галактик представляют собой результат сложения и наложения некоторого числа подобных групп, в результате чего и получается их неправильная форма.

В этой связи следует вспомнить о существовании скоплений (или групп), которые состоят из одной центральной галактики, окруженной меньшим или большим числом объектов более низкой светимости. К числу подобных объектов относится, например, группа вокруг M 101. Мы подчеркиваем этот факт, ибо в этих случаях общность происхождения центральной галактики и ее слабых спутников представляется несомненной. Однако необходимо отметить, что наряду с этими системами имеются группы, состоящие почти исключительно из сверхгигантов. Примером такой группы является квинтет Стефана. Около этих сверхгигантов, в противоположность предыдущему случаю, мы не наблюдаем сколько-нибудь заметного числа галактик низкой светимости. Впрочем, не исключено, что имеется разрыв функции светимости и что эта система содержит какое-то число галактик с абсолютной величиной слабее предельной величины, еще доступной наблюдениям. Приведенные здесь факты наряду с тем, что было сказано в начале доклада об исключительном положении M 31 и нашей Галактики в Местной Группе, говорят о большом космогоническом значении сверхгигантских галактик в скоплениях и группах.

Из сказанного также ясно, что наряду с исследованием богатых скоплений галактик крайне важно иметь как можно больше данных о сравнительно бедных группах. В частности, было бы существенно выяснить возможность существования изолированных групп, состоя-

щих исключительно из галактик низкой светимости. Если таких групп нет, то это означало бы, что в формировании карликовых галактик решающую роль играют космогонические процессы, происходящие в галактиках высокой светимости.

Несмотря на некоторые успехи в области изучения характера звездного населения галактик и различных субсистем, все же следует признать, что в этом направлении сделаны лишь первые шаги.

Необходимо дальнейшее накопление данных о составе населения на основе спектроскопических данных (в направлении, указанном Морганом и Мэйолом) и количественного анализа спектрофотометрических кривых (Маркарян и др.).

Другой важный вопрос заключается в анализе природы рукавов галактик. При одной и той же степени раскрытости и длине рукавов богатство их ассоциациями совершенно различно в различных случаях. Найти корреляцию характера рукавов с другими параметрами галактики означает приблизиться к пониманию причин указанных различий.

Особенно большой интерес представляют спиральные галактики с перемычками (SB). К сожалению, мы не представляем себе полностью, в чем разница между населением перемычек и рукавов. Известно лишь, что обычно цвет перемычек значительно краснее цвета рукавов и что рукава поэтому содержат относительно большее количество молодых звезд. Особенно важно выяснить, насколько перемычки богаты открытыми скоплениями и звездами-сверхгигантами.

IV. РАСШИРЕННОЕ ПОНИМАНИЕ ЯВЛЕНИЯ СУПЕРПОЗИЦИИ

Выше уже говорилось об отдельных случаях, когда центры подсистем, слагающих данную галактику, смещены по отношению друг к другу. Но мы знаем другие галактики, которые являются двойными, но фактически связанными между собой материальной средой, и поэтому могут рассматриваться также как одиночные системы. Хорошими примерами являются M 51 и галактика NGC 7752—7753. Естественно в таком случае считать, что здесь мы имеем дело со случаями, когда центры подсистем разошлись. Хороший пример также IC 1613, где по одну сторону от основной массы галактики находится гигантский конгломерат горячих звезд, своего рода ассоциация, которую с одинаковым правом можно считать и частью основной галактики и отдельной галактикой-спутником. Вполне вероятно, что эта сверхассоциация, состоящая из горячих гигантов, образовалась гораздо позже, чем остальная галактика.

Такой же случай мы имеем в галактике IC 2574. К северу от основной части этой галактики располагается яркая сверхассоциация. Они едва соединены между собой намечающимся рукавом.

В связи с этим складывается представление о том, что развитие галактики обусловлено последовательным образованием различных подсистем, причем та или иная подсистема, а иногда и группа подсистем с новым центром может стать спутником основной галактики. Такое представление позволяет считать, что образование спутника и возникновение новой подсистемы в пределах данной галактики—явления, родственные между собой. Более того, можно думать, что иногда эти явления сопровождают друг друга. Так, например, в тех случаях, когда спиральный рукав соединяет центр данной галактики со спутником, естественно считать, что возникновение спирального рукава и возникновение спутника сопровождают друг друга.

Наконец, какой-либо спутник типа системы в Скульпторе, обращающийся вокруг основной галактики, мало отличается по масштабам и природе населения от шарового скопления. Шаровые скопления, несомненно, возникают в результате внутренних процессов, происходящих в основной галактике. Естественно допустить то же самое в отношении спутников типа Скульптора.

V. ЯВЛЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОСТИ В ГАЛАКТИКАХ

До сих пор мы говорили о галактиках как статических образованиях. Однако в галактиках, особенно в сверхгигантах, происходят также явления нестационарного характера, представляющие выдающийся интерес.

Мы не говорим здесь о процессах звездообразования в О- и Т-ассоциациях, хотя они и имеют существенное значение для жизни галактик. Мы имеем в виду более быстрые изменения, которые непосредственно наблюдаются. Интересно, что большинство этих нестационарных явлений связано с ядрами галактик и даже может рассматриваться как проявление активной деятельности этих ядер.

а) *Из центральной части нашей Галактики происходит истечение нейтрального водорода.* Это явление обнаружено голландскими астрономами из радионаблюдений в линии 21 см. Точно такое же явление истечения газов из ядра М 31 обнаружено Мюнчем в результате исследования линии λ 3727. В обоих случаях интенсивность истечения достигает порядка одной солнечной массы в год. Этот результат странным образом не соответствует имеющимся оценкам масс галактических ядер (порядка 10^7 $M_\odot$).

б) *У некоторых галактик, обладающих ядрами высокой светимости, как показал Сейферт, эмиссионная линия λ3727 сильно расширена,* что соответствует скоростям движения порядка нескольких тысяч километров в секунду. Эти скорости превосходят обычные для галактик скорости отрыва. И поэтому, несомненно, мы имеем дело с мощными потоками вещества, вырывающегося из ядра со столь большими скоростями и затем рассеивающегося в межгалактическом пространстве. По-видимому, в этом случае количество истекающего вещества намного превосходит соответствующую величину для нашей Галактики и М 31. Следует ожидать, что аналогичную природу имеют те из голубых галактик Аро, у которых эмиссионные линии интенсивны в околоядерной области.

в) *В самом центре радиогалактики* NGC *4486 мы также наблюдаем линию λ 3727 и, по-видимому, довольно сильное истечение газа со скоростью около 500 км/сек.* Сопоставляя это с наличием радиальной струи, исходящей из центра этой галактики наружу и содержащей сгущения, дающие интенсивное радиоизлучение, мы приходим к выводу, что сгущения были выброшены из центрального ядра галактики с большими скоростями. Поляризация света этих сгущений указывает на наличие в них электронов высокой энергии. Однако эти сгущения не являются образованиями масштаба Крабовидной туманности. Энергия их радиоизлучения, измеренная в абсолютных единицах, в десятки миллионов раз больше. Если учесть, что и длительность радиоизлучения в этом случае должна быть по крайней мере в тысячу раз больше, то мы приходим к выводу о том, что запасы энергии в этих сгущениях в миллиард раз превосходят полный запас энергии Крабовидной туманности. Иными словами, эти сгущения по своей энергии и массе должны быть объектами масштаба небольших

галактик, что находится в соответствии с их абсолютной величиной в фотографических лучах.

Выброшены ли были эти сгущения из ядра галактики как готовые облака релятивистских электронов или, что вероятнее, из ядра были выброшены объекты, непрерывно создающие новые потоки таких электронов,—это другой вопрос. Однако важно, что из ядра гигантской галактики могут быть выброшены такие грандиозные сгущения, что опять-таки мало вяжется с нашими сведениями о массах ядер галактик.

г) *Что происходит в других радиогалактиках, гораздо труднее истолковать.* Мы знаем, однако, что как раз галактика NGC 1275 (Персей А) входит в число тех галактик Сейферта, в которых линия λ 3727, наблюдаемая в центральной области, сильно расширена. Иными словами, и в этом случае происходит интенсивное истечение вещества из ядра. Наличие двух ядер в радиогалактике Лебедь А указывает как будто на происшедший недавно процесс разделения ядра, что, в связи с развитыми выше соображениями, должно привести к образованию подсистем с различными центрами, а в дальнейшем—к образованию двойной галактики.

Во всяком случае пример NGC 5128 (Центавр А) также говорит о том, что ядра галактик способны выбрасывать либо огромные облака релятивистских электронов, либо же вещество, способное в дальнейшем создавать такие облака.

Так или иначе, радиогалактики являются системами, в которых центральные ядра проявляют огромную активность вплоть до создания новых сгущений, новых подсистем, а возможно и новых галактик. Поэтому в данном случае мы можем смело говорить о *космогонической активности ядер*, хотя нам не известно, за счет каких масс проявляется эта активность.

д) *Нам известны гигантские галактики, из центральных областей которых происходит истечение струй.* В последних содержатся голубые галактики с абсолютными величинами порядка —15^m, т. е. имеющими большую светимость, чем сгущение в NGC 4486. Примерами подобных галактик являются NGC 3561 и IC 1182. Выброс таких сгущений—еще один вид космогонической активности ядер галактик.

е) *Тот факт, что спиральные рукава берут начало от самих ядер галактик, свидетельствует о том, что и зарождение спиральных рукавов непосредственно связано с ядром.*

ж) *Радионаблюдения центра нашей галактики, произведенные Парийским и другими, свидетельствуют о том, что состояние ядра, состоящего как будто преимущественно из звезд поздних типов, резко отличается от состояния других группировок подобных звезд (например, шаровых скоплений).* Само ядро нашей Галактики является источником тепловой радиоэмиссии, в то время как окружающая область с диаметром порядка 500 пс—областью сильного нетеплового излучения. Эти факты говорят о том, что физическое состояние указанных ядер сильно отличается от состояния обычных звездных группировок.

Одна из важнейших задач, которые стоят перед нами в области изучения истечения вещества и выбросов из ядер галактик,—переход к количественным оценкам выбрасываемых масс. Это одинаково относится как к галактикам, центральные части которых испускают линии излучения, так и к радиогалактикам и другим случаям, когда мы имеем дело с дискретными выбросами.

Уже имеющиеся скудные факты говорят о том, что эти данные могут привести к противоречию с законом сохранения энергии (и вещества) в его современной форме, ограниченной известными нам формами энергии, и потребовать обобщения этого закона.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы видим, что важнейшие процессы в жизни больших галактик определяются активной деятельностью их ядер. Эта деятельность выражается в различных формах, о которых говорилось выше. Наиболее интересны, однако, два вида активности ядер. Один из них связан с образованием спиральных рукавов, а другой—с формированием звезд и звездных скоплений сферической составляющей. По-видимому, эти явления происходят на разных этапах развития и сопровождаются соответствующими изменениями в ядрах. Вместе с тем следует отметить, что сам процесс возникновения каждого типа подсистем в различных случаях должен иметь разный характер. Так, например, галактика М 32 не содержит, по-видимому, шарообразных скоплений, в то время как другой спутник туманности Андромеды NGC 205 содержит по крайней мере девять шаровых скоплений. Самое удивительное заключается в том, что шаровые скопления присутствуют в галактиках с очень малым градиентом плотности. Если принять гипотезу образования галактик из первоначальных диффузных облаков, то кажется естественным, что такие плотные образования, как шаровые скопления, возникли в системах, где имеются области очень высокой плотности, т. е. где имеются и большие градиенты плотности. Однако, конечно, такие качественные рассуждения не могут считаться удовлетворительными. Существенно лишь, что *количество шаровых скоплений, приходящееся на единицу светимости сферического населения, меняется от системы к системе.* Таким образом мы получаем дополнительный параметр для характеристики сферических систем и подсистем. Как этот параметр связан с другими параметрами этих же систем (полная светимость, градиент плотности), должно быть выяснено из наблюдений.

Статистические данные, относящиеся к кратным галактикам и к скоплениям галактик, говорят о том, что эти системы не могли образоваться путем взаимного пленения прежде независимых друг от друга галактик. Поэтому компонентам указанных систем нужно приписать совместное происхождение. Этот вопрос был подробно рассмотрен в нашем докладе на Сольвейской конференции 1958 года.

В свете упомянутых выше данных о выбрасывании из ядер сгустков, превращающихся затем в целые галактики умеренной или низкой светимости, и о делении ядер становится вероятным представление о возникновении кратных систем и целых групп в результате деления одного первоначального ядра на несколько ядер. Возможно, что это деление происходит последовательно.

В тех случаях, когда в группе имеется центральная галактика высокой светимости, возникновение слабых галактик должно быть связано главным образом с деятельностью ядра галактики высокой светимости.

Об очень большой активности ядер галактик-сверхгигантов говорит тот факт, что радиогалактики обычно являются одними из самых

ярких членов скоплений, в которые они входят. Если же в скоплении имеется одна явно доминирующая галактика, то это обычно бывает сама радиогалактика.

Наблюдения показывают, что хотя все большие скопления содержат сверхгигантские галактики, только небольшая часть последних является радиогалактиками. Таким образом, радиоизлучательная активность должна быть относительно кратковременной фазой в истории развития галактик. Следует думать, что выделение радиоизлучающих агентов представляет собой явление, сопровождающее удаление из ядер более мощных масс и, возможно, происходящее лишь на определенном этапе того или иного космогонического процесса.

Хотя внегалактическая астрономия имеет большие возможности и в отношении изучения активности ядер, все же наши сведения о различных видах этой активности крайне скудны. Еще меньше мы знаем о параметрах, характеризующих интегральные свойства этих ядер (светимость, масса, цвет, размеры, вращение). В связи с этим в этой области внегалактической астрономии имеется самое обширное поле исследования. Перечислим некоторые возникающие здесь вопросы.

1. *Все ли галактики имеют ядра; если нет, то каковы характеристики галактик, не имеющих ядер?*

2. *Определение интегральных характеристик ядер для возможно большего числа галактик.* При этом нужно учитывать трудность этой задачи по отношению к галактикам с большим градиентом плотности. Вместе с тем следует отметить, что у многих галактик типа Sc ядро выделяется настолько хорошо, что может быть исследовано без большого влияния околоядерного центрального сгущения.

3. *Определение зависимостей между интегральными параметрами ядер и интегральными параметрами галактик.*

4. *Исследование спектра ядер на предмет выявления эмиссионных линий, явлений вращения и истечения.*

5. *Исследование связи между ядром и перемычкой в галактиках с перемычкой. Связь между перемычкой и явлением истечения из ядра.*

6. *Исследование галактики с кратными ядрами. Изучение лучевых скоростей отдельных компонент таких ядер.*

7. *Зависимость числа шаровых скоплений от природы ядра галактики.*

Хотя мы привели выше некоторые соображения космогонического характера, относящиеся к происхождению галактик, мы все время стремились все же оставаться на почве фактов и не вдаваться в далекие спекуляции. Анализ наблюдений показывает, что явления, относящиеся к происхождению галактик, настолько необычны, что их было бы невозможно предвидеть, исходя из каких-либо теоретических предвзятых положений. Здесь мы снова сталкиваемся с поразительным явлением, постоянно повторяющимся в истории науки: когда она вторгается в новую область явлений, она находит неожиданные, качественно новые закономерности, выходящие за пределы прежних представлений, что делает каждую такую область явлений тем более интересной. Поэтому нам нужно еще более тщательно собирать факты и наблюдения, ибо лишь увеличение фактических данных, более точные сведения о реальных объектах, большая информация о строении раз-

личных частей галактик и тщательный анализ этих сведений могут помочь нам в разрешении возникающих здесь трудных вопросов.

Примечание. Доклад представляет собой одну из трех первых лекций, посвященных актуальным проблемам современной астрономии, организованных по решению МАС на его XI съезде в Берлине в 1961 г. для всех участников. С тех пор такие лекции, так называемые лекции по приглашению (Invited Discurce), стали наиболее выдающимися событиями на съездах МАС. В этом докладе В. А. Амбарцумян впервые дал космогоническое истолкование факту существования подсистем внутри галактик в свете представления об активности их ядер.

СВЕРХАССОЦИАЦИИ В ОТДАЛЕННЫХ ГАЛАКТИКАХ

§ 1. Как хорошо известно, Большое Магелланово Облако содержит значительное количество О-ассоциаций. В своем подавляющем большинстве они как по своим размерам, так и по интегральной светимости сходны с ассоциациями нашей Галактики. Согласно исследованиям Бока и его сотрудников [1], абсолютные величины более ярких ассоциаций в БМО концентрируются около $-10^{m}.0$ и $-11^{m}.0$.

Однако большой комплекс 30 Doradus как по размерам, так и по светимости намного превосходит другие ассоциации. Для этого комплекса $M=-15^{m}.0$ и диаметр порядка 600 пс. С этим комплексом не может сравниться ни одна из известных О-ассоциаций в нашей Галактике или в ММО. Вполне возможно, что этот комплекс отличается от других ассоциаций также некоторыми качественными характеристиками. Если это так, то целесообразно рассматривать 30 Doradus как представителя некоторого специального класса объектов, родственного О-ассоциациям.

То, что в данном случае действительно имеются качественные отличия видно хотя бы из того, что 30 Doradus содержит заметное число звезд Вольфа-Райе, абсолютная величина которых порядка $-7^{m}.0$. В противоположность этому ряд весьма богатых ассоциаций не содержит вовсе звезд Вольфа-Райе. Примером может служить богатая ассоциация Ориона в нашей Галактике.

Кроме того, звездное скопление, находящееся в центре комплекса 30 Doradus, содержит по крайней мере сотни сверхгигантов. По богатству сверхгигантами и по своим линейным размерам (около 45 пс) это скопление резко отличается от открытых скоплений в нашей Галактике и в Магеллановых Облаках.

Так или иначе комплекс 30 Doradus заслуживает специального изучения. Мы назвали этот комплекс сверхассоциацией. Настоящая заметка посвящена вопросу о наличии сверхассоциаций в отдаленных галактиках.

Для исследования частоты встречаемости сверхассоциаций в галактиках были использованы снимки галактик, полученные на 21"-м рефлекторе Шмидта. На пластинках, полученных с помощью этого телескопа, изображения сверхассоциаций подобны изображениям звезд, если галактика находится на расстоянии, превышающем 10 миллионов пс. Это подобие соблюдается особенно точно при малых экспозициях, когда периферийные части сверхассоциаций на снимках не получаются и эффективные диаметры их становятся меньше. Вместе с тем при малых экспозициях общий фон данной галактики не мешает фотометрической оценке яркости конденсации. Иными словами в таких случаях мы имеем возможность сравнивать изображения сверхассоциации с фо-

---

Superassociations in Distant Galaxies. Доклад на Международном симпозиуме в Канберре, 18—28 марта 1963 г. Опубликован в трудах симпозиума „The Galaxy and the Magellanic Clouds", IAU—URSI Symposium 20, ed. F. J. Kerr and A. W. Rodgers, Australian Ac. Sci., Canberra, 1964, 122. Сообщ. Бюраканск. обсер., 33, 3, 1963. (Соавторы: С. Г. Искударян, Р. К. Шахбазян и К. А. Саакян)

кальными изображениями звезд в окружающей галактику области неба или в стандартной площадке. Если мы имеем дело с более близкими галактиками, сравнение со звездами может приводить к ошибкам, превосходящим $0^m.5$, так как изображения будут отличаться от звездных.

Мы приводим здесь предварительные данные, основанные на изучении 68 глактик, принадлежащих главным образом типу Sc. Наблюденные галактики (за исключением двух) были выбраны из каталога Шапли—Эймс случайным образом, если не считать того, что преимущество отдавалось Sc галактикам, а эллиптические галактики вовсе не рассматривались. Галактики, лучевые скорости которых неизвестны, исключались из программы наблюдений.

Для составления списка сверхассоциаций необходимо было установить нижнюю границу их абсолютной величины в фотографических лучах. Само собой разумеется, что такая граница, отделяющая сверхассоциации от обычных О-ассоциаций, поневоле должна быть условной. Мы приняли в качестве нижней границы $M_{pg} = -13^m.5$. Это означает, что самые слабые сверхассоциации по меньшей мере в десять раз ярче, чем многие богатые О-ассоциации*.

Однако при составлении рабочего списка следует иметь в виду, что ошибки в оценке яркости конденсаций должны оказать односторонний статистический эффект, приводя к кажущемуся увеличению числа сверхассоциаций. В самом деле, эти ошибки должны приводить к тому, что часть объектов с истинными абсолютными величинами от $-13^m.5$ до $-14^m.5$ будет приниматься за обычные ассоциации и в то же время некоторые объекты с истинными абсолютными величинами от $-12^m.5$ до $13^m.5$ будут приниматься за сверхассоциации. Но поскольку число конденсаций в этом последнем интервале несомненно гораздо больше, чем число конденсаций в интервале от $-13^m.5$ до $-14^m.5$, то число ассоциаций, принятых за сверхассоциации, будет гораздо больше, чем число сверхассоциаций, ошибочно принятых за ассоциации. Это может создать представление о большем обилии сверхассоциаций, чем это имеет место в действительности. Для того, чтобы компенсировать это явление, мы решили, что на данном этапе целесообразно оставлять в списке сверхассоциаций только те объекты, для которых получающаяся расчетная абсолютная величина $M_{pg} \leqslant -14^m.0$.

В результате оказалось, что из 68 галактик только 12 содержат сверхассоциации. Данные об этих 12 галактиках приводятся в табл. 1.

В третьем столбце этой таблицы приведено количество сверхассоциаций, встречающихся в каждой из галактик, а в четвертом, пятом и шестом столбцах приводятся последовательно значения средней абсолютной величины сверхассоциаций M_{sa}, абсолютные величины галактики и ее ядра. Обращает на себя внимание то, что часто галактика содержит не одну, а несколько сверхассоциаций. Что касается средней светимости сверхассоциаций, то они несколько ниже определенных нами светимостей ядер. Вместе с тем сверхассоциации отличаются от ядер намного более голубым цветом.

Из таблицы также очевидно, что сверхассоциации особенно часто встречаются в сверхгигантских галактиках, абсолютная величина ко-

---

* Здесь и в дальнейшем при определении абсолютных величин различных конденсаций в отдаленных галактиках мы принимаем шкалу расстояний Сандейджа, считая, что постоянная закона красного смещения равна $H = 75 \frac{км}{сек \cdot Мпс}$.

Таблица 1

Галактики со сверхассоциациями

NGC	Тип	N_{SA}	$\bar{M}_{SA}$	M_{pg}	M_c
1961	Sb	3	—16.1	—21.5	—17.1
2276	Sc	3	15.0	20.7	15.9
3991	Haro	2	17.0	—	нет
3995	Sc	4	14.8	20.3	17.0
4303	Sc	4	14.4	21.6	17.1
4496	SBc	1	14.9	19.8	нет
5676	Sc	2	15.5	20.8	16.0
5678	Sc	2	15.5	20.5	16.0
6217	Sc	4	14.7	19.8	16.6
6412	Sc	1	15.5	19.4	15.7
6643	Sc	3	14.8	20.0	15.3
7448	Sc	2	16.2	20.8	16.6

торых порядка $-20^m.5$ и выше. Из наблюденных 48 галактик типов Sc и SBc десять галактик, содержащих сверхассоциации, имеют среднюю абсолютную величину $-20^m.4$. Вместе с тем средняя абсолютная величина 37 галактик тех же типов, лишенных сверхассоциаций, равна $-19^m.0$. Единственная галактика Sb, приведенная в табл. 1, также является системой весьма высокой светимости.

В табл. 2 даны числа N всех наблюденных галактик типа Sc для различных интервалов абсолютных величин. Далее приведены значения N′ чисел галактик, содержащих сверхассоциации, для тех же интервалов. Наконец, в последнем столбце таблицы приведены значения ν среднего числа сверхассоциаций, приходящихся на одну галактику данного интервала светимости.

Таблица 2

Интервал M	N	N′	ν
$M > -20.0$	28	3	0.2
$-20.5 < M < -20.0$	11	1	0.4
$M < -20.5$	8	6	2.0

Эта таблица особенно убедительно свидетельствует, что сверхассоциации встречаются почти исключительно в сверхгигантских галактиках.

По-видимому, в случае иррегулярных галактик положение несколько иное. У нас еще нет достаточно данных, однако галактика NGC 275 типа Apo, содержащая по меньшей мере пять сверхассоциаций, имеет абсолютную величину $-19^m.0$. Точно так же пример БМО свидетельствует о том, что в иррегулярных галактиках сверхассоциации могут встречаться даже в случаях, когда светимости этих галактик относительно невысоки.

§ 2. Мы решили дополнить полученные на основании наших снимков данные о сверхассоциациях путем поисков сверхассоциаций на изображениях некоторого количества галактик на картах Паломарского атласа.

При этом были сделаны два обзора: а) обзор 250 объектов из числа тех галактик каталога Шапли—Эймс, для которых известны лучевые скорости и б) яркие члены скопления галактик в Большой Медведице.

При этом некоторая часть галактик была исключена из рассмотрения по причине сильной передержки их изображений на картах,

Для многих других галактик перелержка частично мешала выявлению сверхассоциаций, тем не менее они были включены в наш обзор.

В первом обзоре из 250 галактик типов Sb, Sc и Irr около 100 галактик было исключено из-за передержки их изображений на картах Паломарского Атласа. Из оставшихся 150 галактик только 21 содержит сверхассоциации. Общее количество сверхассоциаций 23. Некоторые из галактик наверняка имеют по несколько сверхассоциаций. В табл. 3 приводится распределение по морфологическим типам всех рассмотренных галактик и галактик, содержащих сверхассоциации.

Таблица 3

Тип	Общее число галактик	Число галактик, содержащих сверхассоциации
Sb—SBb	26	3
Sc—SBc	111	14
Irr	12	4

Грубо были оценены яркости найденных сверхассоциаций. Абсолютная величина самой яркой из них равна -15^m5. Грубые оценки цветов найденных нами сверхассоциаций дают для показателя цвета значения от 0^m0 до $+0^m6$.

Для второго обзора (скопление в Большой Медведице) были рассмотрены пять пар карт Паломарского Атласа: PP $+60°$ 11^h14^m; $+60°$ 11^h00^m; $+54°$ 12^h02^m; $+54°$ 11^h24^m и $+48°$ 11^h54^m. Оказалось, что из 137 галактик, которые имеют видимые большие диаметры больше чем 1′.1, у 13 галактик имеются сверхассоциации. Общее количество сверхассоциаций в них оказалось равным 14. В табл. 4 приводится распределение по морфологическим типам всех рассмотренных галактик, а также галактик, содержащих сверхассоциации.

Таблица 4

Тип	Общее число галактик	Число галактик, содержащих сверхассоциации
S0	13	—
Sa—SBa	24	—
Sb—SBb	30	—
Sc—SBc	46	7
Irr	24	6

Приняв модуль расстояния скопления равным 31^m5, мы определили, что абсолютные величины найденных нами сверхассоциаций доходят до -15^m0.

Грубые оценки цветов показывают, что для найденных сверхассоциаций они заключены в пределах от $+0^m2$ до -0^m5, иными словами, в этом отношении сверхассоциации резко отличаются от ядер галактик.

§ 3. Как известно уже из работы Шепли и Пераскевопулоса [2] большая часть светимости 30 Doradus обусловлена гигантской газовой туманностью (туманность Тарантула). Однако 30 Doradus содержит сотни голубых сверхгигантов, причем наиболее богатое скопление этих сверхгигантов расположено в центре всего комплекса.

С другой стороны, представляется возможным оценить нижнюю границу продолжительности жизни подобных комплексов. Дело в том,

что ширина эмиссионных линий в спектре туманности позволяет считать, что скорости движения различных элементов туманности по отношению к ее центру, как правило, не превосходят 25 км/сек. Примем грубо для средней величины v скорости газов туманности 10 км/сек. Поскольку диаметр D комплекса составляет 600 пс, то для качественного изменения его состояния требуется время $t = \frac{D}{v} = 6.10^7$ лет. Продолжительность жизни комплекса должна значительно превосходить эту цифру. Но даже беря за основу эту цифру, мы убеждаемся, что только за современный период развития комплекса должно было появиться порядка десяти поколений сверхгигантов, поскольку время жизни одного поколения ярких сверхгигантов меньше 10^7 лет. Таким образом, за время существования сверхассоциации 30 Doradus в ней должны были возникнуть тысячи звезд высокой светимости.

Пример ассоциации Ориона показывает, что в ассоциациях, содержащих в себе туманности, образуются также звезды низкой светимости, причем число возникающих звезд низкой светимости (звезды типа Т Тельца, вспыхивающие звезды) может быть почти на два порядка выше. Поэтому возможно, что за время существования сверхассоциации, подобной 30 Doradus, в ней возникают сотни тысяч и более звезд. Еще в 1939 году была сделана попытка определения массы туманности 30 Doradus [3]. Полученное тогда значение $2.10^6 M_\odot$ нуждалось в пересмотре, главным образом вследствие введения новой шкалы расстояний. Такая переоценка была выполнена Джонсоном [4], принявшим во внимание еще ряд других факторов. Согласно Джонсону, масса 30 Doradus достигает $5.10^6 M_\odot$. Поэтому неудивительно, что с этой туманностью могут быть генетически связаны сотни тысяч звезд.

Мы оставляем в стороне вопрос, остаются ли возникшие звезды в дальнейшем в составе скоплений или рассеиваются. Точно так же мы не обсуждаем дальнейшую судьбу туманности. Решение этих вопросов в значительной степени зависит от того, какая из двух точек зрения на сущность генетической связи между звездами и туманностями верна: точка зрения возникновения звезд из туманности или гипотеза о совместном образовании звезд и туманностей из других дозвездных тел.

§ 4. Для суждения о физической природе комплекса 30 Doradus имеют большое значение результаты радионаблюдений. Согласно Метюсону [5], 30 Doradus является источником сильного радиоизлучения, которое состоит из двух составляющих: тепловой и нетепловой. Нетепловое радиоизлучение исходит из более широкой области, в то время как тепловое излучение сконцентрировано в центральной части. Положение аналогично тому, что мы имеем в районе центра нашей Галактики. Однако это не означает, что сверхассоциации по своей физической природе тождественны с ядрами галактик. Вместе с тем этот факт говорит о принципиальном различии между ассоциациями и сверхассоциациями.

Отметим, что согласно McGee [6] нейтральный водород в БМО часто встречается в виде облаков, масса каждого из которых заключена в пределах от 10^5 до 10^7 масс Солнца. Диаметры этих облаков достигают во многих случаях 500 пс и более. По своему местоположению эти облака иногда совпадают с облаками HII и молодыми звездными ассоциациями. Таким образом, вполне возможно, что неко-

торые из этих образований по размерам и массе сходны с 30 Doradus, хотя они не содержат столь большого количества горячих гигантов.

С другой стороны, существенно, что подобные облака характерны именно для БМО. Наблюдения показывают, что в ММО мы не имеем столь больших облаков и распределение нейтрального водорода является более плавным.

Стоит более подробно остановиться на этом различии. При этом мы должны принять во внимание, что резко выраженная фрагментарная структура нейтрального водорода в БМО наблюдается одновременно с весьма интенсивным процессом звездообразования. Вместе с тем более однородная структура межзвездного газа в ММО наблюдается при не меньшей, а несколько большей плотности газа, причем процесс звездообразования, хотя и менее интенсивный, чем в БМО, протекает уже довольно долго, свидетельством чего является большое число открытых скоплений умеренно молодых и среднего возраста.

Посмотрим, как эта совокупность фактов может быть истолкована с точки зрения различных взглядов на эволюции галактик.

Как известно, согласно наиболее распространенному взгляду молодые звезды возникают из диффузного вещества, которое сначала было более однородным, а затем вследствие неустойчивости разделилось на облака, из которых в дальнейшем образовались звездные ассоциации и скопления. С этой точки зрения газовая компонента в БМО прошла уже большую часть процесса фрагментации, а в настоящее время в этих фрагментах имеет место мощный процесс звездообразования. Но тогда возникает трудность с интерпретацией наблюдаемой ситуации в ММО. В самом деле, как примирить отсутствие фрагментации с имевшим место в прошлом довольно интенсивным процессом звездообразования. Если же считать, что фрагментация не является необходимым условием для протекания процесса звездообразования, то почему в ММО, где плотность межзвездного газа выше, звездообразование идет менее интенсивно, чем в БМО.

Могут возразить, что дальнейшая разработка вопроса может привести к устранению этих трудностей. Однако посмотрим, как рассматриваемые факты могут быть истолкованы с противоположной точки зрения, развитой в работах одного из авторов настоящей статьи. Согласно этой последней, звезды и туманности возникают в ассоциациях (а теперь мы можем прибавить и в сверхассоциациях) совместно, из дозвездных тел пока неизвестной природы. Согласно этой точки зрения, каждая из газовых туманностей (нейтральных или ионизованных) в БМО возникла вместе с соответствующей группой звезд из одного дозвездного тела. Точно так же из одного дозвездного тела возникла сверхассоциация 30 Doradus, включая и ее гигантскую туманность. Фаза развития, переживаемая БМО, характеризуется таким образом превращением (или лучше сказать распадом) относительно большого числа дозвездных тел. Получившиеся газовые массы еще не успели рассеяться в системе, из-за чего мы наблюдаем фрагментарное строение нейтрального водорода.

Иное положение в ММО, где процессы распада дозвездных тел произошли в несколько более отдаленном прошлом. Очевидно, что газовые массы здесь уже успели перемешаться. Таким образом, по крайней мере качественно, второе истолкование не вызывает никаких недоумений.

Итак, следует отдать предпочтение тому взгляду, что сверхассоциация 30 Doradus, как и другие большие газовые и звездные комплек-

сы, образовались каждое из одного дозвездного тела относительно высокой плотности. При этом нет нужды предполагать, что с самого начала это дозвездное тело непосредственно разделилось на звезды и газ. Факты, относящиеся к богатым ассоциациям в нашей Галактике, заставляют думать, что звезды возникают в них неодновременно, т. е. что мы имеем разные поколения, следовательно, следует допустить, что происходило последовательное деление первоначальной протозвезды сперва на промежуточные массы, а уже последние в разное время разделялись непосредственно на звезды и выделяли газ.

Представление о том, что в ассоциации Ориона мы имеем звезды, возникшие в различные эпохи, нашло свое подтверждение в работах Г. Аро [7], который привел прямые свидетельства в пользу различного возраста вспыхивающих звезд и звезд типа T Тельца. Как мы видели выше, развитие комплекса 30 Doradus было связано с появлением целого ряда поколений O—B звезд. Это вновь говорит в пользу гипотезы последовательной фрагментации первоначальной протозвезды.

Авторы выражают благодарность д-ру Вестерлунду (Упсала) за предоставление копии снимка 30 Doradus в ультрафиолете, полученного на Обсерватории Маунт-Стромло (Австралия). На этом снимке особенно четко можно видеть распределение сверхгигантов в сверхассоциации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bok B. J. and Bok P. F. M. N., 124, 435, 1962.
2. Shapley H. and Paraskevopoulos J. S. Ap. J., 86, 340, 1937.
3. Амбарцумян В. А. Теоретическая астрофизика. М.—Л., 1939.
4. Johnson H. M. P.A.S.P., 71, 425, 1959.
5. Mathewson D. S. Australian Symposium „The Galaxy and Magellanic Clouds". 1963.
6. McGee R. X. Australian Symposium „The Galaxy and Magellanic Clouds". 1963.
7. Haro G. Preprint, 1963.

НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ О ПРИРОДЕ ЯДЕР ГАЛАКТИК

В настоящее время считается несомненным, что явление радиогалактик тесно связано с процессами, протекающими в ядрах галактик. Поэтому кажется целесообразным сделать здесь несколько общих замечаний о ядрах галактик.

В нашем Сольвейском докладе в 1958 г. и в лекции на съезде в Беркли (1961 г.) мы пытались показать, что многие явления, наблюдаемые нами в настоящее время в галактиках, мы можем свести к активности ядер. Предполагалось, что благодаря такой активности ядро играет существенную роль в образовании и эволюции соответствующих галактик. В то время общее впечатление было такое, что мы сильно переоцениваем роль ядер в эволюции галактик. Однако в свете последних достижений мне кажется, что в этом отношении мы были скорее осторожны.

Наша информация о происходящих в радиогалактиках процессах все еще очень ограничена. Тем не менее, мы можем с определенностью говорить, что явление радиогалактики должно рассматриваться как одна из форм активности ядра.

Имеется также несколько других форм активности ядер галактик. Их описание приведено в моем докладе в Беркли.

Поскольку ядра удаленных галактик обычно имеют очень малые угловые размеры, большей частью ниже предела разрешения наших снимков, и поскольку во многих случаях мы даже не можем различать их на фоне общего поля данной галактики, то чрезвычайно трудно судить о природе ядер.

Конечно, спектральные данные очень важны и во многих случаях они дают большое количество информации. Поэтому мы не должны считать положение безнадежным, имея в виду, что в случае звезд (исключая наше Солнце) мы по существу находимся в таком же положении.

Первой проблемой, которая возникает при изучении ядер, является проблема их населения. Являются ли ядра простыми звездными системами, подобно шаровым скоплениям, обладающими некоторой степенью динамической автономии, или они содержат что-либо еще? Если они не являются простыми звездными системами, то какие тела другого рода они содержат в себе?

В свете имеющихся в настоящее время свидетельств мы можем допустить, что в каждом ядре имеются три возможные составные части: звезды, газ и сверхмассивные незвездные тела, которые ответственны за необычные энергетические формы активности ядер, а также за возникновение газовых масс.

Some Remarks on the Nature of the Nuclei of Galaxies. Сообщение на объединенной дискуссии E (Радиогалактики) на XII съезде МАС в Гамбурге, 27 августа 1964 г. Опубликовано в трудах съезда МАС: Transactions of the IAU, 12B, Academic Press, London—New York, 1966, p. 578.

В зависимости от состояния активности ядра одна из этих составляющих может стать более выдающейся, чем другие. Например, в ядрах, которые находятся в состоянии низкой активности (пассивные ядра) в оптической области больше всего дает себя знать звездная составляющая. Я не собираюсь вдаваться в детали, но мне кажется, что может быть разработана классификация ядер на основе этих общих представлений.

Одним из преимуществ, которое мы имеем при исследовании ядер галактик, является то, что мы всегда можем сравнить состояние ядра с состоянием окружающей галактики. И это может привести нас к некоторым ценным выводам. Если состояние галактики определяет состояние ее ядра, то мы можем ожидать один тип корреляции между параметрами, описывающими оба состояния. Однако если активность ядра сама имеет первостепенное значение и влияет на всю историю развития окружающей галактики, то мы должны иметь корреляцию другого типа.

Выбор параметров, описывающих галактики и ядра, с целью исследования корреляции между ними, является делом удобства и наблюдательных возможностей. Например, мы можем попытаться обнаружить корреляцию между интегральными абсолютными величинами галактик и их ядер.

Гораздо проще исследовать корреляцию между следующими параметрами: а) морфологический тип галактики и б) некоторое число, оценивающее степень выделения его ядра на фоне при наблюдении с данным разрешением и в пределах определенного интервала расстояний от наблюдателя. Естественно, что предпочтительнее брать узкий интервал таких расстояний.

Некоторая работа в этом направлении в настоящее время проводится в нашей обсерватории на пластинках небольшого масштаба, полученных на нашем Шмидт-телескопе средних размеров (21 дюйм).

Числа, оценивающие степень выделения ядра, видимого на фоне галактики, объясняются в табл. 1

Таблица 1

Степень выделения ядер на изображениях галактик

Балл	Изображение центральной части	Интерпретация
1	В центре нет заметных конденсаций	Нет ядра
2	Слабая конденсация в центре	Возможно, существует ядро
3	Сильная концентрация в центре, но не имеется звездообразного изображения	Ядро определенно существует, но не может быть отличимо от фона
4	Звездообразное ядерное изображение при коротких экспозициях, но туманное при больших экспозициях	Ядро видно на фоне плотных частей балджа
5	Звездообразное ядерное изображение, даже когда экспозиции отличаются от предельной	Яркое ядро, которое отчетливо выделяется на фоне

На рис. 1 приводятся гистограммы, которые дают распределение оценок для каждого подтипа класса спиральных галактик с перемычкой, полученные нашими астрономами Товмасяном и Каллогляном из их наблюдений*.

Мы видим, что распределения сильно различаются для различ-

* См. Сообщ. Бюраканск. обс., 36, 31, 1964.

ных подтипов. Следовательно, морфологический тип галактики определяет вероятность обладания более или менее заметным ядром.

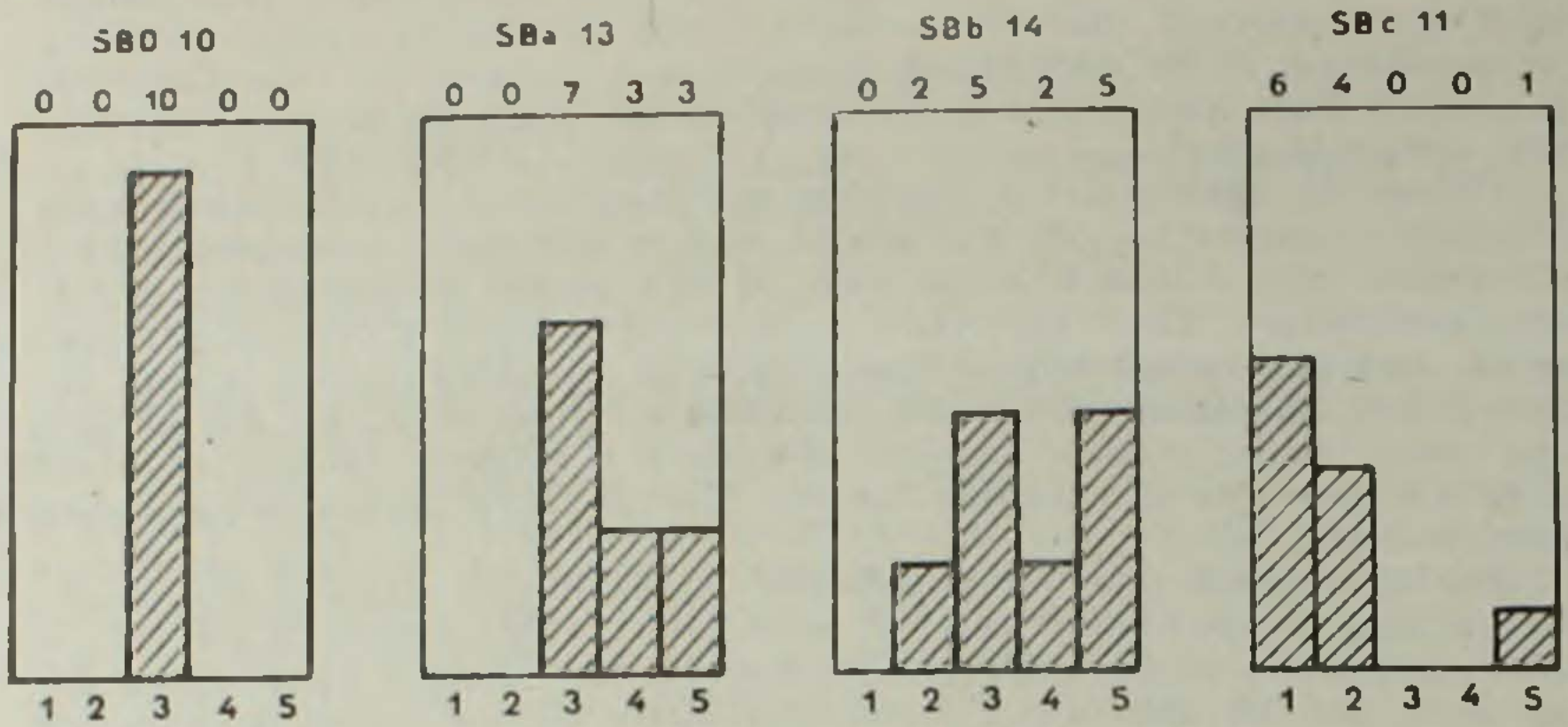


Рис. 1 Гистограммы, показывающие оценки выделения (рельефности) ядер для различных подтипов галактик с перемычкой. Под диаграммами даны значения оценок, а сверху—количества соответствующих галактик. Под буквами, обозначающими подтип, дано полное количество галактик этого подтипа.

Однако это не означает, что состояние галактики определяет состояние ядра. Чтобы показать это, мы взяли из той же работы Товмасяна и Каллогляна абсолютные величины ядер, имеющих оценки 4 и 5, и сравнили их с абсолютными величинами соответствующих галактик (рис. 2). Для менее выдающихся ядер мы не можем вывести их абсолютные величины, как это следует из объяснений табл. 1. Но они определенно должны быть расположены в нижней части рис. 2. Таким образом, мы можем быть уверены, что корреляция между M_r и $M_я$ действительно очень слабая.

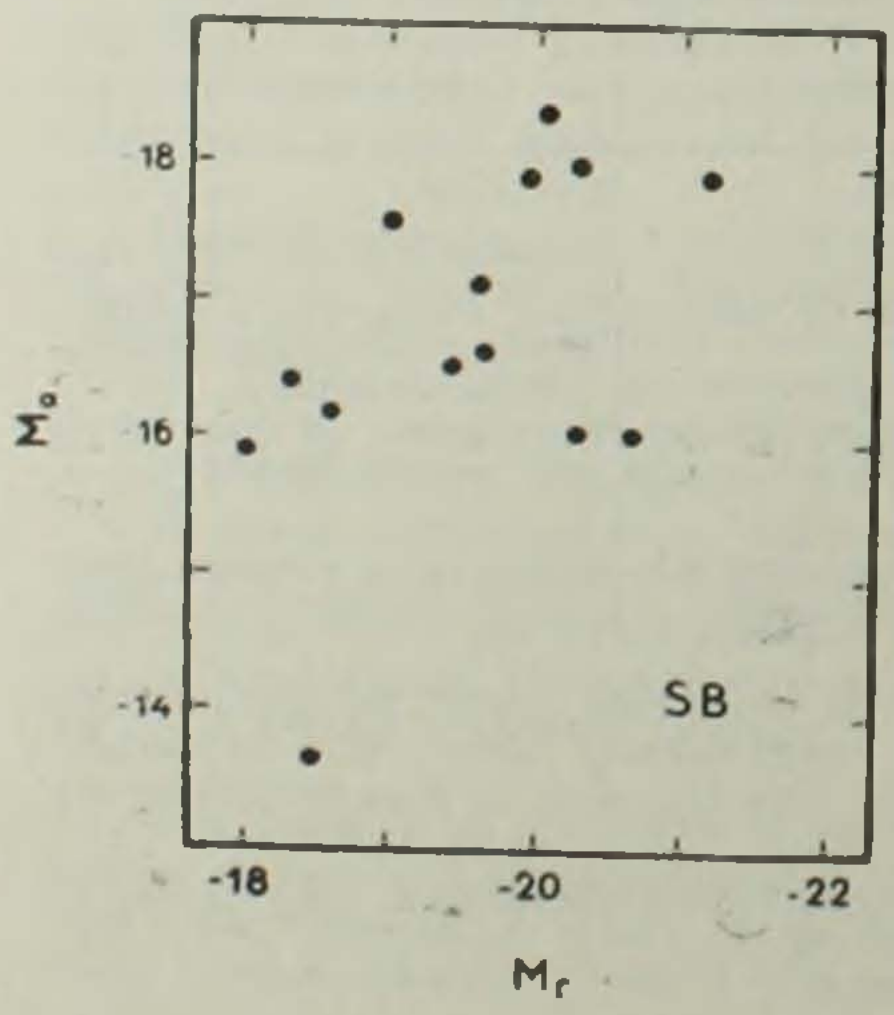


Рис. 2. Корреляция между фотографическими абсолютными величинами галактик (M_r) и их ядер ($M_я$) для SB—галактик. Показаны только галактики с оценками 4 и 5. Галактики с оценками 3 располагаются где-то в нижней части диаграммы, тем самым увеличивая дисперсию точек.

Конечно, преждевременно идти дальше в интерпретации этих данных. Но мы можем надеяться, что имея больше данных об интегральных свойствах ядер (величины, цвета, спектры), мы будем в гораздо более выгодной позиции при суждении об их природе. И это, возможно, поможет нам лучше понимать ядра, которые способны производить явление радиогалактики.

Примечание. Более обстоятельное рассмотрение вопросов, изложенных в настоящем сообщении, содержится в докладе В. А. Амбарцумяна на 13-й Сольвейской конференции в 1964 г.

О ЯДРАХ ГАЛАКТИК И ИХ АКТИВНОСТИ

ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Настоящий доклад является моим вторым сообщением на Сольвейских конференциях. Первый доклад об эволюции галактик был прочитан на Сольвейской конференции 1958 года. Он касался главным образом эруптивной активности ядер галактик, выброса больших масс из этих ядер и других процессов, связанных с быстрым освобождением больших количеств энергии в ядрах. В настоящем сообщении я хотел бы еще раз подробно остановиться на той же теме — активности ядер.

Нужно заметить, что положение докладчика по такой теме в 1958 году было гораздо труднее, чем сейчас. В то время нужно было доказывать в противоположность существовавшему общепринятому мнению, что радиогалактики являются не результатом столкновения пар галактик, а представляют звездные системы, в ядрах которых имели место гигантские взрывы, приведшие к образованию больших облаков релятивистских электронов. Полагаясь на некоторое число косвенных свидетельств, я тогда должен был показывать, что из галактик иногда могут выбрасываться огромные массы *обычного вещества**. Теперь, когда опубликована прекрасная работа Сандейджа и Линдса относительно галактики M 82, я думаю, что уже нет места для сомнений на этот счет.

С другой стороны, доступная теперь информация о галактиках различных морфологических и физических типов гораздо богаче. Это прокладывает путь к вскрытию природы этих основных образований Вселенной.

Как и в 1958 году, я снова попытаюсь начать не с предвзятых мнений, а основываясь на наблюдательных данных. Предвзятые мнения часто препятствуют достижению правильных выводов, даже если последние определенным образом подтверждаются наблюдениями. Мне кажется, что такие предубеждения все еще существуют. По-моему, любая недооценка роли, которую играют ядра в эволюции галактик, дает пример такой предвзятой концепции. В упомянутом выше сольвейском докладе, так же, как и на нашей лекции по приглашению в Беркли в 1961 году, было представлено достаточное количество данных, свидетельствующих об активной и, возможно, даже основной роли ядер в эволюции галактик. Не обращая внимания на эти факты, некоторые исследователи все еще пытаются объяснить необычные явления, которые мы наблюдаем в ядрах, в рамках представления о быстрой или медленной концентрации к ядру окружающей материи. От-

---

On the Nuclei of Galaxies and their Activity. Доклад на XIII Сольвейской конференции в Брюсселе в сентябре 1964 г. Опубликован в трудах конференции: The Structure and Evolution of Galaxies, Interscience Publishers, London—New York—Sydney, 1965, p. 1.

* В напечатанном английском тексте имеется сноска: «под «обычным веществом» Амбарцумян понимает «нерелятивистскую плазму».

сюда идея коллапса как причины наблюдаемых взрывов. Я думаю, что чем раньше мы откажемся от этой идеи, тем скорее придем к правильным объяснениям. Действительно, кажется странным следующее положение.

Новые наблюдения все больше и больше указывают на истечение материи из центра, на взрывы, струи и выбросы, тогда как в то же самое время некоторые теоретики все больше и больше говорят в пользу конденсации, падения материи к центру и коллапсов. При этом не приводятся какие-либо убедительные факты в поддержку гипотезы конденсации больших масс окружающей материи к ядру галактики.

В противоположность этому проблема воздействия наблюдаемых крупномасштабных взрывов и выбросов из ядра на жизнь окружающей галактики пока не заслужила нужного внимания теоретиков.

Поэтому нам кажется, что астроном, привыкший изучать и анализировать *факты*, должен сосредоточивать внимание главным образом на следующих двух проблемах:

1) изучение природы ядер и протекающих в них процессов;

2) влияние этих процессов на эволюцию галактики в целом.

Что касается теоретического объяснения необычных процессов, происходящих в ядрах, то мы должны пройти через обычные две стадии. Первая стадия — правильная интерпретация наблюдений. Когда наблюдательные данные скудны, то существенно, прежде всего, составить ясное представление о том, что происходит и в чем физическая природа наблюдаемого явления. Затем наступает вторая стадия. Составив общее представление о том, что происходит, мы пытаемся выяснить причину явления и объяснить его происхождение. В астрофизике за решением первой проблемы в большинстве случаев скоро следует удачное решение второй проблемы. Но часто для того, чтобы как следует решить вторую проблему, требуется значительное время.

К сожалению, иногда замечается тенденция перескочить через первую стадию. В частности, такая поспешность замечается в проблеме взрывных процессов в ядрах галактик. Хотя причина для такой поспешности вполне понятна, я тем не менее думаю, что в настоящее время мы должны обратить внимание в основном на первую стадию. В этом сообщении мы ограничим себя первой стадией, оставляя объяснение наблюдаемых явлений на будущее.

ФОРМЫ АКТИВНОСТИ ЯДЕР

Наблюдения показывают, что ядра галактик не являются изолированными системами. В дополнение к излучению они также испускают обычную материю в окружающее пространство. Этот процесс может протекать различным образом. Поэтому имеется основание говорить о различных формах или типах активности ядер. Наблюдаемые формы активности, включая и те, которые могут считаться спорными, приводятся ниже. Мы приходим к заключению о существовании этих типов на основе интерпретации наблюдений, хотя эта интерпретация часто не является однозначной.

а) Спокойное истечение обычной газовой материи из области ядра со скоростью десятков или сотен километров в секунду. Лучшей иллюстрацией такого истечения служит явление, наблюдаемое в M 31 в спектральной линии λ 3727. Такое же истечение имеет место в нашей собственной Галактике и в Малом Магеллановом Облаке.

б) Непрерывное испускание потока релятивистских частиц или других агентов, производящих электроны высоких энергий. В результате этого образуется радиогало вокруг ядра на метровых и дециметр-

ровых волнах. Такое явление наблюдается вокруг ядра нашей Галактики. Согласно Метьюсону и Роуму, радиочастотное излучение в Sc-галактиках в дециметровой области концентрируется в области вокруг ядра, а диаметр радиоизображения в несколько раз меньше диаметра оптического изображения галактики (NGC 253, 4945, 5236, а также Sb-галактика NGC 1068).

в) Эруптивные выбросы газовой материи. Примером таких явлений служит M 82. Другим возможным примером является NGC 2685. Такие явления, по всей вероятности, имеют место также и в радиогалактике NGC 1275, где наблюдается газовое облако, движущееся со скоростью 3000 км/сек относительно центра галактики.

г) Эруптивные выбросы концентраций релятивистской плазмы. Примеры: NGC 4486, NGC 5128 и многие другие радиогалактики.

д) Выбросы несколько более плотных голубых сгущений, имеющих абсолютные величины в интервале от -14^m0 до -17^m7. Такие концентрации могут рассматриваться как недавно рожденные галактики. Примеры: NGC 3561 и IC 1182. Возможные случаи деления ядер на два или более сравнимых компонента с последующим образованием двойных или кратных галактик могут быть также отнесены к таким явлениям.

е) Истечение вещества, из которого впоследствии образуются спиральные рукава (гипотетическая форма активности).

ж) Выброс вещества перемычек в SB-галактиках (гипотетическая форма активности).

з) Выброс вещества, из которого образуется звездное население сферических подсистем (гипотетическая форма).

Вполне возможно, что некоторые из этих процессов совпадают друг с другом, представляя различные стороны того же самого активного процесса. Мы можем взять, например, радиогалактику Гидра А, в непосредственной окрестности которой наблюдается очень интересный голубой объект. Весьма вероятно, что выбросы радиоизлучающего облака и голубого объекта имели место одновременно. Хотя эти явления взаимно связаны, возможно также, что они имели место в некоторой последовательности. Все эти формы активности могут дополняться взрывами, которые приводят к образованию квазизвездных источников типа 3C 273. Последние явления превосходят другие формы активности по масштабу. Такие взрывы могут, возможно, означать начало формирования новой галактики или даже целого скопления галактик.

О ПРИРОДЕ ЯДЕР

С точки зрения мощности ядер наблюдаемые галактики могут быть сгруппированы в пять классов:

1) Галактики без каких-либо заметных ядер и без какого-либо значительного сгущения в центре. Значительное сгущение в центре должно указывать на присутствие ядра, возможно очень слабого. Многие иррегулярные галактики относятся к этому классу. Эллиптические карликовые галактики типа Скульптора также должны быть включены в эту группу.

2) Галактики, имеющие спокойные ядра сравнительно низкой светимости. Этот класс может включать в себя галактики, у которых ядро более чем на четыре величины слабее интегральной светимости самой галактики. M 31, NGC 5194, M 33 и, возможно, наша Галактика входят в этот класс.

3) Галактики со спокойными ядрами высокой светимости, когда ядро слабее всей галактики на 1.5—4 величины. Спектры ядер в классах 2 и 3 являются непрерывными. Могут присутствовать эмиссионные линии λ 3727 и другие. Хотя эти линии могут иногда достигать значительной степени интенсивности, они не показывают ни заметного расширения, ни разделения на компоненты. Примеры: NGC 4303, NGC 3162.

4) Сейфертовские галактики с очень яркими ядрами, светимость которых составляет значительную часть светимости всей галактики. Имеется большое число эмиссионных линий. Они показывают либо расширение, либо расщепление, вызванные большой скоростью движения имеющихся в ядре газовых облаков.

5) Компактные галактики, в число которых могут войти и звездообразные радиогалактики, так же, как и многие другие компактные объекты, обнаруженные оптическими средствами (Цвикки). В этом случае мы можем считать, что светимость в целом концентрируется в ядре галактики.

Ядра класса 2 имеют малые размеры. Их диаметры порядка нескольких парсеков или нескольких десятков парсеков. В классах 3, 4 и 5 встречаются ядра больших размеров, диаметры которых могут измеряться сотнями парсеков. Например, ядро галактики типа SBb, NGC 3504 имеет диаметр порядка 100 пс, с некоторым возрастанием яркости к центру. Другие ядра показывают иногда более регулярное распределение энергии по диску. Однако эта запутанная проблема распределения яркости по диску ядер требует очень большой разрешающей силы телескопов и может рассматриваться как полностью неизученная.

Непрерывный спектр ядер галактик классов 2 и 3 указывает на то, что источником светимости является звездное население, которое отличается, но мало, от звездного населения центральных областей таких галактик, как M 31 и M 81. Однако в этих ядрах уже присутствует газовая составляющая. Данные относительно линии λ 3727 в области ядра M 31 указывают на сравнительно спокойное и непрерывное истечение материи из таких ядер. Хотя этот поток и небольшой, за большой промежуток времени может вытекать масса до $10^8 M_\odot$. Следовательно, возникает вопрос об источниках вытекающих газов.

В случае ядер сейфертовского типа (класс 4) мы можем уже утверждать, что в дополнение к звездной компоненте ядро содержит также и газовую компоненту, которая по крайней мере в определенных случаях, состоит из изолированных дискретных облаков, вылетающих из ядра со скоростями в тысячи километров в секунду. Такие большие скорости не оставляют места для сомнения в том, что дискретные газовые облака, о которых говорилось выше, зародились внутри ядер. Это неизменно ведет нас к заключению о том, что они были выброшены всего несколько десятков тысяч лет тому назад из более плотных тел. Это означает, что такие ядра содержат тела, которые на настоящей стадии эволюции ядер проявляют огромную эруптивную активность. Поэтому ядра сейфертовского типа галактик должны бы, собственно, называться возбужденными ядрами. В то же время нет основания полагать, что указанные выше облака могут быть выброшены членами обычного звездного населения ядер, особенно, если принять во внимание тот факт, что массы некоторых облаков могут быть, по крайней мере, порядка сотен $M_\odot$ и больше. Мы неизбежно приходим к заключению, что такие ядра содержат одно или более сверхмассивных незвездных тел, из которых выбрасываются газовые облака.

Что касается компактных объектов класса 5, то нужно заметить, что во всяком случае часть из них содержит сверхмассивные тела незвездной природы. Конечно, мы имеем в виду квазизвездные радиогалактики. Существенно, однако, что большая часть радиоизлучения исходит в этом случае непосредственно из такого тела. Судя по распределению энергии в спектре, доходящее до нас излучение нетепловое и характеризуется ультрафиолетовым избытком.

Нужно заметить, однако, что наличие ультрафиолетового избытка типично также и для ядер большинства сейфертовских галактик (класс 4). Более того, Маркарян показал, что многие галактики, которые должны быть отнесены к категориям 2 и 3, также имеют ультрафиолетовый избыток, который имеет, вероятно, нетепловое происхождение. Все это дает серьезное основание полагать, что незвездные тела существуют также и в ядрах галактик таких категорий. Разница заключается в том, что и этих случаях различные признаки, указывающие на присутствие таких тел, являются значительно менее явными, чем в категориях 4 и 5. В частности, светимость сверхмассивных тел в видимой части спектра слаба по сравнению со светимостью звездного компонента. Истечение газов происходит с меньшей мощностью и имеет спокойную природу.

Вот почему мне кажется, что анализ наблюдательных данных приводит нас к следующему выводу: каждое ядро содержит сверхмассивное тело, которое может быть или в эруптивном состоянии (квазизвездные галактики), или в возбужденном, активном состоянии (сейфертовские галактики), или пока еще в состоянии слабой активности (галактики 2 и 3).

Это означает, что ядро состоит из трех компонентов: *звездного населения, газа и сверхмассивного тела*. Кроме этого, будучи автономной по отношению к галактике механической системой, ядро динамически развивается вне зависимости от остальной части галактики.

О ПРИРОДЕ СВЯЗИ МЕЖДУ ЯДРОМ И ГАЛАКТИКОЙ

Сделанное выше допущение о том, что каждое ядро содержит, как правило, сверхмассивное незвездное тело, находится в полном соответствии с точкой зрения, высказанной в нашем сообщении в Беркли, согласно которой ядро играет существенную, если не доминирующую роль в эволюции каждой галактики. Действительно, не является более спорным тот факт, что происхождение и эволюция, по крайней мере, некоторых из подсистем, составляющих галактику, обусловлены самим ядром. Например, подсистема, состоящая из релятивистской плазмы, которая так заметно выделяется в радиогалактиках. Пример галактик типа M 82 показывает, что в эволюции обычной газовой компоненты ядро может играть решающую роль. Однако предположения, сделанные в докладе в Беркли, о том, что как спиральные рукава, так и население второго типа возникают из вещества, выброшенного из ядра, остаются еще недоказанными и должны быть проверены различными методами. Я хотел бы сформулировать несколько соображений, за отсутствие строгости в которых я заранее приношу извинения.

Кажутся возможными две крайние точки зрения:

1) Происхождение ядра обусловлено процессом эволюции самой галактики. Последующая эволюция внешних частей галактики практически не зависит от ядра или, чтобы быть более точным, зависит, но незначительно, только от гравитационного воздействия ядра.

2) Активность ядра приводит к образованию различных компо-

ментов галактики, что объясняет решающую роль ядра в формировании галактики, хотя, конечно, подсистемы звезд, однажды образованных, эволюционируют после этого сами по себе, завися от ядра, так же, как и от других подсистем, согласно законам звездной динамики.

Теперь возникает вопрос, какова должна быть ожидаемая связь между параметрами, характеризующими ядро и галактику.

Очевидно, что если правильна первая гипотеза, то состояние галактики будет объяснять состояние ядра. В случае второй гипотезы состояние ядра должно быть в некоторой степени независимым от состояния галактики. Чтобы быть более точным, в последнем случае состояние галактики должно быть объяснено посредством всей активности ядра за предыдущий период, то есть за всю историю ядра. Это означает, что состояние галактики должно коррелироваться с современным состоянием ядра, в той мере, в какой о его истории можно судить по известному состоянию ядра.

До того, как сослаться на факты, нужно заметить что наблюдения позволяют детально характеризовать состояние галактики, в то время как наша информация относительно ядер всегда очень скудна. Вот почему даже такое косвенное рассмотрение проблемы встречается с трудностями, поскольку не имеется снимков ядер с очень большим угловым разрешением. Тем не менее, нужно подчеркнуть, что в ряде случаев, где ближайшие галактики содержат сравнительно яркие ядра, мы можем грубо оценить некоторые из их интегральных характеристик, такие, как светимость и показатель цвета. Определение диаметров ядер возможно только в нескольких случаях. Поэтому мы должны искать корреляцию состояния галактик со значениями только этих двух интегральных параметров ядер. Но значения этих двух параметров не могут с уверенностью определять всю историю ядра. Из сказанного следует, что мы можем ожидать лишь слабую корреляцию между состоянием галактик и указанными выше интегральными характеристиками ядер.

За прошедший год в нашей обсерватории было получено несколько сотен снимков галактик с целью определения характеристик их ядер. До оценки каких-либо количественных параметров наши астрономы стремились качественно оценить степень выделения ядра на фоне галактики. Была применена произвольная шкала для обозначения степени выделения ядра, значения различных оценок которой объяснены в табл. 1.

В случае оценок 3, 4, 5 мы считаем, что ядра определенно существуют, но только при баллах 4 и 5 возможна фотометрическая оценка. В случае низких баллов возможно оценить лишь верхний предел светимости ядра, который составляет только часть наблюдаемого центрального сгущения.

Значительность ядра в галактиках типов SB не очень тесно коррелируется с морфологическим подтипом галактики. Так, например, мы имеем оценки 4 и 5 в таких подтипах, как SBa, SBb, тогда как в подтипах SB0 и Sc их почти нет. Как правило, в SBc галактиках, очевидно, нет каких-либо ярких ядер.

С телескопом, имеющим другое фокусное расстояние, мы получили бы гистограммы, отличные от показанных здесь*. По-видимому, изменение легко предвидеть. При увеличении углового разрешения некоторые галактики будут смещаться вправо (в системе нашей класси-

* В английском издании доклада гистограммы отсутствуют. Здесь мы их не восстановили, имея в виду, что они приводятся в предыдущем сообщении настоящего тома (см. с. 70).

Таблица 1

Выделение ядер на изображениях галактик

Оценка	Образец (вид изображения центра)	Интерпретация
1	Нет заметной конденсации в центре	Нет ядра
2	Слабая конденсация в центре	Возможно, имеется ядро
3	Сильная концентрация в центре, однако нет звездообразного изображения	Определенно имеется ядро, однако оно неразличимо от фона
4	Звездообразное ядерное изображение при коротких экспозициях, но туманное при больших экспозициях	Видно ядро, погруженное в плотную часть „балджа"
5	Звездообразное ядерное изображение, даже когда экспозиции отличаются от предельной	Яркое ядро, которое резко выделяется на фоне

фикации). Только после таких качественных оценок становятся возможными количественные оценки по методу, который скоро будет опубликован нашими астрономами.

При попытке вывести корреляцию между абсолютной интегральной величиной ядра и абсолютной (интегральной) величиной галактики для всей группы SB галактик и для Sc галактик, рассматривая только те случаи, когда ядра оценены баллами 4 и 5, видно, что в обоих случаях эта корреляция не очень тесная. Это свидетельствует об относительной независимости состояния ядра от параметров, характеризующих галактику. Независимость состояния ядра от светимости галактики является чем-то заслуживающим особого внимания. С другой стороны, мы видели выше, что у SB галактик имеется несомненная корреляция ядра с морфологическим подтипом. Наконец, в случае гигантских эллиптических галактик преобладают ядра с низкой светимостью, что служит примером более тесной корреляции. И наоборот, мы можем найти ядра различных светимостей или можем даже вообще не видеть ядро в эллиптических галактиках низкой светимости (сравни M 32, NGC 205, 185, 147). Наличие тесной или слабой корреляции, наблюдаемой у исследуемого класса галактик, сильно поддерживает вторую гипотезу, то есть предпочтение должно быть дано предложению, согласно которому ядро влияет на эволюцию галактик.

Мы должны попытаться дать более четкие очертания нашим представлениям. Допустим, что гигантские галактики начинают свою жизнь как эллиптические системы, в которых ядра тоже молодые и пока еще не обладают достаточно богатым звездным населением. С увеличением активности ядер повышается их светимость. В то же время в галактике возникают новые подсистемы. Поэтому, вероятно, что ядра с высокой светимостью будут встречаться в галактиках Sa, Sb, SBa и SBb. Наконец, галактики Sc, SBc и те из иррегулярных, которые содержат население I типа (Магеллановы Облака и другие), кажутся наиболее старыми системами. Ядра высокой светимости редко встречаются в галактиках типа Sc, в то время как в SBc и иррегулярных галактиках ядра не должны наблюдаться. При последней стадии, по-видимому, имеет место ослабление и исчезновение ядер.

Астрономы, занимающиеся исследованием эволюции галактик, обычно принимают противоположное направление эволюции и считают, что объекты типа Магеллановых Облаков являются наиболее молодыми. Они утверждают, что последние системы содержат большое

число молодых звезд высокой светимости. Мне кажется, что астрономы, которые придерживаются этой точки зрения, не считаются с тем, что нельзя путать молодость галактики с молодостью определенной части ее населения. Грубо говоря, мы знаем города, которые имеют историю в тысячи лет, хотя средний возраст их жителей молодой. С другой стороны, недавно возникшие современные курортные поселки имеют население, состоящее главным образом из выздоравливающих больных пожилого возраста. Со временем в районах санаториев может возникнуть промышленность, что в будущем может привлечь туда большое число молодых жителей.

Конечно, это очень грубое сравнение, так как я не очень верю в концепцию о возможности образования нескольких последовательных поколений звезд из одного и того же вещества. Поэтому такое сравнение галактик и городов весьма условно.

Таким образом, нашей отправной точкой является предположение, что в начальной стадии развития звездное население, по крайней мере внешне, напоминает нам то, что мы условно называем населением типа II. Однако это должно быть молодой разновидностью населения II. Образование населения I типа должно относиться к более поздней стадии, когда образуются спиральные рукава из выброшенного из ядра вещества.

НАЧАЛЬНЫЕ СТАДИИ ЭВОЛЮЦИИ ГАЛАКТИК

Теперь возникает вопрос, можем ли мы указать галактики, состоящие из населения типа II с более или менее прямыми признаками их молодости. Еще в 1958 году на Сольвейской конференции мы указывали, что галактика M 82, входящая в группу M 81, показывает скорость, которая, вероятно, превышает скорость ухода относительно центра тяжести этой группы. Отсюда, естественно, следует, что возраст галактики должен быть порядка 10^8 лет (или $2 \cdot 10^8$ лет). Хорошо известная работа Сандейджа и Линдса возбудила интерес к галактикам этого типа, и я хотел бы остановиться на этом вопросе более подробно.

Список де Вокулера, содержащий новую классификацию 1500 ярких галактик, включает 12 объектов типа M 82. Из них одна галактика находится на южном небе, и мы не имеем в нашем распоряжении ее снимка. Вместо нее я добавил галактику NGC 520, которая, несомненно, принадлежит к тому же типу. Из этих двенадцати галактик три (NGC 972, 3955 и 4753) являются изолированными объектами. В их окрестностях нет другой, сравнимой по светимости или диаметру галактики. Что касается галактик NGC 972 и NGC 4753, лучевые скорости которых известны, то можно с точностью утверждать, что в окружающих их объемах диаметром в 500 000 пс нет ни одной галактики, которая была бы слабее соответствующей галактики на 4 величины или менее. Они кажутся действительно изолированными объектами с довольно большой абсолютной величиной ($-20^m 0$).

Из девяти неизолированных объектов два являются компонентами двойных систем (NGC 5195 и NGC 5448). В обоих случаях второй компонент является Sc галактикой, спиральная ветвь которой вытянута к рассматриваемому объекту. Семь галактик типа M 82 входят в бедные группы, состоящие из четырех или пяти объектов, не считая возможных объектов очень низкой светимости. Галактики M 82 и NGC 3077, входящие в группу M 81, могут служить примерами таких объектов. Описанные выше особенности являются настолько выдающимися, что могут служить пробным камнем для гипотез, объясняющих происхождение этих галактик.

Очевидно, мы можем предполагать, что в наиболее ранней стадии эволюции вновь сформированная галактика должна иметь очень низкую светимость и активное ядро. Со временем светимость должна расти. Если группы молодых галактик имеют положительные полные энергии, то мы должны иметь более молодые объекты среди групп меньших линейных размеров. Рассматривая галактики типа M 82 как такие молодые объекты, мы должны ожидать, что они должны иметь более низкие светимости в группах малых размеров и более высокие светимости—в группах больших линейных размеров. После окончательного распада группы мы должны иметь изолированные галактики типа M 82 с наивысшей возможной светимостью. Но это то, что мы наблюдаем на самом деле. Все объекты типа M 82 низкой светимости входят в компактные группы. Из трех галактик с высокими светимостями одна (NGC 520) является членом группы очень больших размеров, а две другие являются изолированными объектами.

О НЕТЕПЛОВОМ ИЗЛУЧЕНИИ ЯДЕР

Известно, что объекты типа 3C 273 обладают спектром, который резко отклоняется от кривой Планка. Распределение энергии в спектре этих объектов, очевидно, может быть лучше объяснено в рамках синхротронного излучения. Кроме того, можно полагать, что в излучении многих других ядер также имеется нетепловой компонент. Так, согласно Минковскому, ядро радиогалактики NGC 6166 особенно отчетливо видно в ультрафиолетовых лучах. Как указывалось выше, на основе анализов цветов центральных частей галактик, в которых имеется несоответствие морфологических особенностей со спектром, сделано заключение (Маркарян), что в излучении ядер таких галактик имеется голубой избыток. Наконец, получив фотографии голубой струи из галактики NGC 3561, Цвикки показал, что непрерывный спектр простирается далеко в сторону ультрафиолетовой части. Во всех этих случаях мы едва ли можем ожидать наличия значительного количества голубых звезд в ядрах этих галактик. Вот почему ультрафиолетовый или голубой избыток должен быть приписан нетепловому излучению.

Исследования, проведенные в Бюракане, установили, что некоторое число SB галактик с ядрами высокой светимости существенно краснее, чем их ядра. Иногда показатель цвета ядер +0.2. Хорошим примером служит галактика NGC 3504. Все это заставляет нас полагать, что нетепловое излучение ядер является довольно частым явлением. С другой стороны, наличие нетеплового излучения означает активность незвездных тел, содержащихся в ядре.

Хотя в настоящее время трудно судить о природе рассматриваемого нетеплового излучения, проявляющегося главным образом в виде ультрафиолетового избытка, тем не менее я хотел бы сделать два замечания об этом эффекте.

1) Мы никоим образом не предполагаем, что это нетепловое излучение исходит непосредственно из незвездного массивного тела. Наоборот, это нетепловое излучение исходит непосредственно из диффузного вещества, находящегося внутри ядра. Однако источником энергии излучения диффузного вещества все же оказывается предполагаемое незвездное тело. Эта энергия может передаваться диффузной материи, скажем, посредством частиц высокой энергии или, как в случае механизма релятивистских электронов, она может излучаться непосредственно этими частицами.

2) Наличие мощного ультрафиолетового избытка в далеком

ультрафиолете может иногда приводить к появлению эмиссионных линий, связанных с флуоресценцией. Наши астрономы обратили внимание на это в связи с наличием излучения H_α в некоторых участках M 82. Однако можно представить более поразительные примеры такого явления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение я хотел бы сказать несколько слов о теоретическом объяснении необычных явлений, связанных с ядрами галактик. Естественно, очень трудно говорить про объяснение явлений, когда мы имеем очень скудные знания об их сущности. Однако очевидно, что очень быстрые преобразования энергии играют существенную роль в этом случае. Такие быстрые процессы преобразования и освобождения энергии возникают в системах, которые характеризуются неустойчивостью возможных состояний. Релятивистская теория гравитации, с этой точки зрения, кажется наиболее подходящим направлением. Поэтому можно полностью понять тех авторов, которые ищут решение в рамках этой теории. Новиков, который работает вместе с проф. Зельдовичем, сделал первую попытку построить релятивистские модели, содержащие такие локальные взрывы.

Такие модели являются, конечно, очень полезными, и они заслуживают более детального исследования. Но пока работа по интерпретации наблюдаемых явлений все еще, даже в грубых чертах, не закончена (выше мы называли эту работу первой стадией теоретического исследования), трудно провести сравнение между построенными различными моделями и действительностью.

ОБСУЖДЕНИЕ

Р. Оппенгеймер. Не правда ли, что если наблюдаются неядерные характеристики галактик, то они не определяют свойств ядра?

В. Амбарцумян. Это важный вопрос, и, насколько мы можем судить по данным, представленным во второй половине моего доклада, корреляция ядерных характеристик с характеристиками всей галактики иногда (для некоторых типов галактик) очень слаба.

Л. Спитцер. Какие наблюдательные характеристики были использованы для классификации галактик как «объектов типа M 82»?

В. Амбарцумян. Иррегулярная форма и присутствие сильного внутригалактического поглощения. Но, чтобы быть беспристрастными, я использовал классификацию де Вокулера.

Р. Минковский. Я хотел бы добавить несколько замечаний о гигантских E-галактиках. При просмотре крупномасштабных снимков можно видеть различные случаи, начиная от сильного центрального пика, иногда содержащего, возможно, отдельное маленькое ядро, до довольно широкого центрального максимума.

Дисперсия радиальных скоростей в системах с сильными центральными пиками обычно меньше, чем в системах, которые показывают только широкий максимум и где наблюдается дисперсия лучевых скоростей в 700 км/сек или больше. Ярчайшие галактики в скоплениях принадлежат к этому второму виду: так как многие радиогалактики являются ярчайшими галактиками в скоплениях, то они также имеют тенденцию быть в этом классе.

В. Амбарцумян. Можете вы видеть ядро NGC 4486 на снимках 200″ телескопа?

Р. Минковский. NGC 4486 имеет сильный пик интенсивности. В эмиссионной линии λ 3727 маленькое ядро очевидно: в непрерывном спектре не легко определить, имеется ли ядро или только высокий пик. NGC 6166 определенно имеет широкий максимум интенсивности: маленькое звездное ядро, вероятно видимое только в линии λ 3727, было наблюдено Е. М. Бэрбидж.

Дисперсия скоростей и распределение интенсивности несут информацию о массе. Отсутствие фотометрических данных не позволяет в настоящее время делать каких-либо заключений о массах.

Е. М. Бэрбидж. Некоторые из ядер голубоватого цвета, относящиеся к описанному проф. Амбарцумяном классу 3, находятся в быстром вращении, в частности, некоторые из спиральных галактик с перемычкой. Ядро NGC 1097, как это показано, например, в Кейпском атласе южных галактик, на снимках с короткой экспозицией состоит из маленького круглого ядра, состоящего, вероятно, из звезд и окружающего кольца, судя по спектру, содержит много газа и находится в быстром вращении. Ядро NGC 1365 не проявляет такой структуры, однако быстро вращается, и градиенты скорости при различных позиционных углах показывают, что во вращении имеется компонент некругового движения. Радиус всей структуры в обоих случаях достаточно большой—порядка сотен парсеков.

Из относительных интенсивностей эмиссионных линий можно заключить, что возбуждение в газе, вероятно, обусловлено О и В-звездами. Нам кажется, что голубоватый цвет (также и в NGC 3504), возможно, обусловлен значительным количеством таких звезд. Однако само внутреннее ядро в NGC 1097 имеет, вероятно, звездное население позднего типа.

Ф. Хойл. Если эллиптические галактики являются молодыми, то, мне кажется, мы должны признать, что их звездные населения не могут быть II типа в смысле Бааде, то есть они не могут иметь диаграмму цвет-величина, сходную с той же диаграммой для шаровых скоплений. Причина этого в том, что эти диаграммы принадлежат звездам с массами порядка солнечной массы, а для них эволюционное время жизни большое. Может быть наиболее чувствительную проверку масс можно сделать по звездам горизонтальной ветви. Вычисления д-ра Дж. Фолкнера показали, что массы должны быть меньше солнечных, если звезды расположены слева от горизонтальной ветви в послегелиевых вспыхивающих стадиях.

Резюмируя, можно сказать, что если правильно, что некоторые эллиптические галактики являются молодыми, то, я думаю, мы должны признать, что их население не может быть населением нормального типа II.

Б. Стремгрен (Хойлу). Не прокомментируете ли Вы возможность значительной потери массы в процессе той стадии эволюции, когда звезда находится близ своей наивысшей светимости, и об изменениях в расчетных возрастах звезд горизонтальной ветви, которые получатся, если принять во внимание такую потерю массы?

Ф. Хойл. Чтобы уменьшить возраст до 10^8—10^9 лет, как того требует д-р Амбарцумян, начальная масса должна превышать 2 $M_\odot$. При этом будет подразумеваться потеря массы, превышающей $M_\odot$, что кажется высоким. По моему мнению, начальные массы звезд шаровых скоплений не превышают $M_\odot$, так что я подозреваю, что потеря массы очень небольшая.

Л. Бирман (Е. М. Бэрбидж). Какая масса получается из Ваших

данных для вращающихся ядер галактик с диаметрами в несколько сот парсек, о которых Вы упоминали?

Е. М. Бэрбидж. Массы, грубо оцененные в кеплеровском приближении по максимальной разности скоростей, порядка 10^9 солнечных масс.

Дж. Р. Бэрбидж (Амбарцумяну). Я хотел бы для уяснения спросить о причинах, побудивших Вас заключить, что возраст М 82 только порядка 10^8 лет. Это основано на Вашей интерпретации динамических аргументов, согласно которым Вы полагаете, что М 82 уходит из группы М 81, или Вы используете аргументы о том, что форма М 82 и бурная активность в этой галактике предполагают, что она молодая?

В. Амбарцумян. Я использую только динамический аргумент.

Я. Г. Оорт. В свете большой важности вывода относительно возможно очень молодого возраста этих галактик мне кажется нужно рассмотреть возможность того, что в системе галактик М 81—М 82 имеется большая масса, чем указывается светящимися галактиками.

В. Амбарцумян. Конечно, оценка возраста М 82, которую я привел, основана только на том, что она имеет скорость большую, чем скорость ухода из группы М 81. Все члены группы М 81—М 82 хорошо известны, и поэтому верхний предел светящейся массы может быть уверенно определен. Любые оценки несветящейся массы будут совершенно произвольны. Моя идея заключается в том, что М 81 может быть намного старше М 82 и что только М 82 (и, может быть, NGC 3077) произошли недавно.

Б. Росси, Л. Бирман и *Л. Вольтер* свои выступления посвятили обсуждению вероятной интерпретации галактических источников рентгеновского излучения.

Примечание. В этом докладе впервые подробно рассмотрены наиболее характерные формы активности ядер галактик и разработаны принципы классификации галактик по степени различимости их ядер на общем звездном фоне центральной области. Целью такого подхода является изучение природы ядер на основе предполагаемой связи между интегральными характеристиками ядер и соответствующих галактик.

ОБ АКТИВНОСТИ ЯДЕР ГАЛАКТИК

До последнего времени астрономы обращали относительно мало внимания на ядра галактик. Это, по-видимому, было вызвано двумя причинами. С одной стороны, их трудно изучать, так как мы их наблюдаем на ярком фоне центрального сгущения соответствующей галактики. Иногда они совершенно теряются на этом фоне, и о них вовсе нельзя получить никакой информации. С другой стороны, роль ядер в жизни соответствующих галактик недооценивалась. Ничего не было известно об активности ядер.

В настоящее время положение дел изменилось. Ядра галактик привлекают всеобщее внимание. Причину многих явлений в галактиках мы теперь видим в активности ядер. В докладе на съезде МАС в Беркли мы позволили себе назвать эту активность «космогонической». Дело в том, что благодаря активности ядра в окружающей галактике появляются новообразования. За прошедшие после Беркли пять лет стали известны новые факты, подтверждающие космогонический характер указанной активности. Однако для краткости удобнее говорить просто об «активности» ядер.

§ 1. Уже давно известно, что некоторые из ближайших к нам галактик (члены Местной группы) имеют небольшие по размерам центральные ядра. Радиусы их измеряются всего несколькими парсек. Из них самой высокой фотографической светимостью ($M=-12$) обладает ядро M 32.

Вне Местной группы наряду с такими ядрами встречаются ядра гораздо более высокой светимости. Иногда и радиусы ядер бывают большими, доходя до сотен парсек. Очевидно, что ядра низкой светимости, такие, как у M 31, NGC 205, было бы трудно и даже практически невозможно обнаружить на расстояниях, превышающих 10 мегапарсек.

§ 2. Вместе с тем известны галактики, у которых, несмотря на весьма благоприятные условия наблюдений, ядра не наблюдаются. К числу таких галактик принадлежат Большое и Малое Магеллановы облака, системы в Печи и Скульпторе.

Для того, чтобы можно было решить на основе наблюдений, имеет ли данная галактика ядро, желательно иметь какое-либо *рабочее определение* ядра галактики, тем более, что различные авторы приписывают слову «ядро» различный смысл.

§ 3. Очевидно, что определение ядра должно быть выбрано так, чтобы оно охватывало приведенные примеры.

Можно условиться считать, что галактика имеет ядро, если выполняется одно из следующих условий:

Вводный доклад на симпозиуме Международного астрономического союза № 29 по нестационарным явлениям в галактиках в Бюракане, в мае 1966 г. Опубликован в трудах симпозиума: Нестационарные явления в галактиках. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1968, с. 11.

а) на фоне неразрешимой на звезды центральной части галактики наблюдается звездообразный объект;

б) если центральная часть разрешается на звезды, то имеется звездообразный объект, значительно превосходящий по светимости (скажем, не менее, чем на три величины) наиболее яркие из звезд;

в) в центральной части галактики имеется протяженный объект высокой поверхностной яркости с большим значением градиента на его границе

$$-\frac{d\log I}{d\log r}.$$

Если не выполняется ни одно из этих условий, это еще не означает, что у галактики нет ядра. В таком случае мы можем лишь констатировать, что мы его не наблюдаем.

§ 4. К сожалению, мы лишены сколько-нибудь подробной информации о геометрической структуре ядер, поскольку единственное ядро, которое имеет достаточный для подробного изучения угловой диаметр,—ядро нашей Галактики—закрыто от нас поглощающими облаками. Можно, однако, надеяться, что в ближайшие годы мы будем иметь возможность определить распределение оптической яркости по диску нескольких протяженных ядер, таких, как у NGC 1068, NGC 3504 и аналогичные.

Точно так же интересные данные следует ожидать от наблюдений ядра нашей Галактики на сантиметровых волнах при высоком угловом разрешении.

Если же исключить эти надежды, то можно сказать, что в отношении ядер галактик мы находимся в таком же положении, как в отношении звезд, т. е. мы должны рассматривать их как точечные объекты.

А это означает, что изучение ядер галактик должно основываться главным образом на определении их интегральных характеристик: интегральных звездных величин, интегральных спектров, цветов, радиовеличин, диаметров и т. д.

С другой стороны, огромное косвенное значение для познания природы ядер галактик имеет исследование результатов их активности. Например, мы не можем прямо наблюдать ядро галактики M 82 на фоне ее центральной части. Но известные нам два факта: происшедший там взрыв, сопровождавшийся выбрасыванием больших масс газа, и наличие интенсивного радиоизлучения от небольшой области вокруг центра не только свидетельствуют о существовании ядра у этой галактики, но и говорят о наличии у этого ядра определенных свойств.

Поскольку изучение интегральных характеристик звезд оказалось весьма плодотворным для выяснения их истинной природы, можно думать, что исследование интегральных параметров, характеризующих ядра галактик и их активность, позволит решить вопросы, касающиеся природы ядер.

§ 5. Наблюдения показывают, что у различных галактик светимость ядер составляет различную долю интегральной светимости галактики: от менее чем одной тысячной у M 31 до десятков процентов у некоторых галактик Сейферта.

Наконец, имеются случаи, когда мы наблюдаем *изолированное* ядро без окружающей его структуры. По крайней мере, некоторые из компактных галактик Цвикки являются подобными изолированными

ядрами. Мы можем считать, что в этих случаях вся (или почти вся) светимость галактики обусловлена ее ядром.

§ 6. Абсолютные фотографические величины занимают огромный диапазон от —5 до —18. В отдельных случаях ядра могут иметь еще более высокую светимость.

§ 7. Спектральные наблюдения показывают, что в состав ядер, как правило, входит звездное население, а часто и небольшие количества диффузного вещества. В большинстве случаев цвет B—V мало отличается от среднего цвета звездного населения центральных частей той же галактики. Поэтому имеются некоторые основания считать, что в лучах B и V большая часть излучения ядра обусловлена обычным звездным населением. Иначе обстоит дело с ультрафиолетовым излучением.

В ядрах обычно присутствует также некоторое количество диффузного вещества. Однако ни звезды, ни диффузное вещество не могут быть, по-видимому, ответственны за те формы активности ядер, которые связаны с огромным энерговыделением (10^{57}—10^{60} эрг) за короткие промежутки времени, или за выброс очень больших масс вещества. Поэтому, как возможное решение вопроса, следует допустить существование в некоторых ядрах весьма массивных тел незвездной природы, ответственных за многие формы их активности.

§ 8. Следует отметить, что благодаря своему центральному положению ядро динамически автономно по отношению к остальной системе. Поэтому с чисто механической точки зрения эволюция ядра может изучаться независимо от механического состояния окружающей звездной системы. Относительно высокая звездная плотность ядер (превосходящая 10^4 звезд на кубический парсек) наводит на мысль о том, что на определенном этапе развития в нем могут нарушаться некоторые свойства, характерные для системы гравитирующих точечных масс (к числу этих характерных свойств относится то, что длина свободного пробега во много раз больше диаметра системы, и то, что радиационным взаимодействием звезд можно пренебречь).

Нетрудно, однако, видеть, что такие нарушения свойств «идеальных звездных систем» приобретут существенное значение тогда, когда поверхностная яркость ядра станет приближаться к поверхностной яркости звезд. Это соответствует плотностям 10^{11}—10^{12} звезд на кубический парсек.

При известных нам массах ядер (до 10^{10} масс Солнца) столь высокая плотность может быть достигнута, если ядро или значительная часть его массы сосредоточится внутри объема, меньшего, чем один кубический парсек. Столь высокая плотность не соответствует имеющимся данным о средних плотностях ядер. Но наличие у ядер подобных центральных сгущений придало бы им много необычных свойств и может быть позволило бы объяснить некоторые формы их активности.

Существование в ядрах сверхмассивных тел, способных претерпевать время от времени взрывы с большим выделением вещества и энергии, также должно обусловить крайнее своеобразие динамики и внутреннего строения ядра. Поэтому с чисто динамической точки зрения ядра должны быть далеко нетривиальными системами.

§ 9. Различные формы активности ядер были рассмотрены в докладе автора на Сольвейской конференции 1958 года [1].

Обзорная статья Бэрбидж, Бэрбиджа и Сандейджа [2] содержит много новых фактов, особенно относящихся к эруптивным формам активности. Поэтому мы здесь ограничимся простым перечислением

различных форм активности, тем более, что в течение всего этого симпозиума мы будем рассматривать и сопоставлять различные данные, относящиеся к этому явлению.

Автор придерживается того взгляда, что активность ядра является основным фактором, определяющим формирование каждой галактики. С этой точки зрения, и спиральные рукава, и население сферической составляющей (гало) каждой галактики возникли у галактик в результате активности центрального плотного ядра как следствие разного рода выбросов и истечений. Но постановка этих вопросов во всей их широте привела бы к необходимости рассмотреть всю проблему происхождения галактик и скоплений галактик, что выходит далеко за пределы задач настоящего симпозиума. Поэтому в данный момент целесообразно исключить из рассмотрения различные возможные *предположительные* формы активности, и говорить только о тех формах, на существование которых более или менее прямо указывают наблюдения.

§ 10. Это прежде всего те формы активности, которые связаны с относительно большим выделением энергии.

Такими формами активности, в частности, являются:

а) радиовспышки (приводящие к превращению галактики на некоторое время в радиогалактику);

б) взрывы, сопровождаемые выбросом протяженных газовых облаков с массой порядка миллионов солнечных масс (M 82);

в) непрерывное истечение вещества;

г) выбросы струй и компактных голубых галактик (IC 1182 и другие).

§ 11. Во много раз меньше количество энергии выделяется в связи со способностью ядер значительного числа спиралей и пересеченных спиралей длительное время поддерживать вокруг себя существование радиоизлучающего облака диаметром в несколько парсек.

Примером такого облака может служить протяженное образование вокруг центра нашей Галактики, которое испускает длинноволновое радиоизлучение. Во многих других спиралях и пересеченных спиралях такие же центральные облака имеют гораздо более высокую радиосветимость (иногда в сотни раз большую, чем у нашей Галактики). Такие облака существуют, по-видимому, в течение сотен миллионов лет. Для этого, однако, необходимо, чтобы энергия облака непрерывно или дискретными порциями в течение длительного времени пополнялась за счет энергии ядра.

§ 12. Другой вид более спокойной активности связан с наличием интенсивного ультрафиолетового излучения в спектре околоядерных областей некоторых галактик. Факты, относящиеся к встречающемуся иногда несоответствию между морфологическим типом галактики и показателем цвета ядра, так же, как и прямые наблюдения ультрафиолетовых частей спектров у некоторых ядер, свидетельствуют об испускании ядрами излучения, нехарактерного для их звездного населения. Вероятно, это излучение возникает не только в самом ядре, но и в окружающей его области. Возможно, что оно имеет незвездное и нетепловое происхождение. При этом мы не имеем в виду так называемые «горячие пятна» в околоядерных областях, которые могут состоять из горячих звезд и эмиссионных туманностей. Для поддержания этого аномального ультрафиолетового излучения также требуется постоянный приток энергии из ядра в окружающее пространство.

§ 13. Если еще несколько лет тому назад данные об активности ядер были настолько скудны, что многие сомневались в самом существовании этой активности, то теперь, когда астрономы приступили уже к подробному изучению вопроса, стало ясно, что мы имеем дело с весьма сложным комплексом явлений, не находящих простого объяснения. Прежде чем пытаться найти теоретическое объяснение, следует дать классификацию как самих ядер и их состояний, так и различных форм их активности. К сожалению, это очень трудное дело.

Может быть, различные формы активности следует отличать друг от друга по степени их продолжительности.

Тогда следовало бы отличать:

а) явления взрывного характера, куда войдут пункты а), б) и г) из § 10.

б) формы активности промежуточной продолжительности. Сюда следует прежде всего отнести формы активности, которые проявляются ядрами галактик Сейферта. В период этой активности в ядре происходит выбрасывание газовых облаков, имеющих значительные массы (порядка тысяч масс Солнца) и движущихся со скоростями более тысячи километров в секунду;

в) медленные процессы истечения вещества из ядра. К числу медленных проявлений активности следовало бы отнести наличие аномальных излучений из ядра и окружающей его области.

§ 14. Следующей задачей должны быть поиски зависимости форм активности ядер от тех или иных внешних параметров, их характеризующих. Однако мы пока можем сказать очень мало о значениях этих параметров для конкретных галактик. Поэтому настоятельно необходимо наличие более богатых наблюдательных данных. Исследование ядер надо вести параллельно с исследованием центральных (околоядерных) областей в целом. В частности, важны исследования центральных частей в том духе, в каком это производится Воронцовым-Вельяминовым.

Нам кажется, что прежде всего следует выяснить, у каких галактик какого-либо каталога (напр., Шэпли и Эймс) мы сможем выделить ядра и определить, скажем, их светимости. Ясно, что мы можем это сделать наиболее успешно для тех галактик, которые имеют ядра относительно высокой светимости. На самом деле возможность излучения ядер зависит и от яркости окружающего фона. Для того, чтобы получить первую ориентировку в этом вопросе, мы приступили в Бюраканской обсерватории к классификации галактик по степени четкости выделения в их фотографических изображениях. Это делается посредством оценки в пятибалльной шкале, причем балл 5 приписывается тем галактикам, у которых имеется на наших снимках совершенно четкое звездообразное ядро; балл 3 означает, что хотя само ядро незаметно, но быстрое увеличение яркости к центру галактики свидетельствует о его присутствии. Балл 1 означает, что в галактике нет бросающегося в глаза центрального сгущения. Баллы 2 и 4 соответствуют промежуточным случаям. Заметим, что это еще не есть настоящая классификация ядер. Это скорее грубая классификация ситуаций, наблюдаемых в центральных частях галактик.

К настоящему времени такие оценки произведены в Бюракане для нескольких сот галактик.

§ 15. Встает вопрос, в какой степени подобные оценки независимы от масштаба снимка. Предварительные результаты произведен-

лых сравнений дают основание считать, что увеличение масштаба, как правило, не ведет к уменьшению балла, с той оговоркой, что, например, ядро, имеющее оценку 5, на снимке большого масштаба может оказаться уже не точечным и таким резким, как на снимке малого масштаба.

Поэтому представляется достаточно обоснованным фотометрирование ядер галактик в случае баллов 4 и 5 как звездообразных объектов.

В случае же баллов 1—3 мы можем давать с данным инструментом лишь верхнюю границу светимости ядра, оставляя открытой возможность наблюдения ядра с инструментами длиннофокусными.

§ 16. Полученные результаты, в частности, пересеченных спиралей уже частично опубликованы Каллогляном и Товмасяном [3, 4]. Результаты некоторых других серий измерений будут доложены здесь в течение симпозиума нашими сотрудниками.

Имеющийся материал пока не дает оснований для широких сравнений и выводов. Подробности вы узнаете из дальнейших докладов, но мне здесь хотелось бы упомянуть о том, что распределение галактик по введенным выше баллам (оценкам) различно для различных морфологических типов. Это позволяет надеяться установить связь характеристик ядер с типом галактики.

С другой стороны, по-видимому, взрывы, сопровождающиеся большим энерговыделением, происходят в галактиках, где светимость ядер невелика.

Наоборот, более медленные формы активности ассоциируются с более яркими ядрами.

§ 17. Конечно, нас очень интересует вопрос о том, как меняются интегральные параметры, характеризующие ядро, при том или ином взрывном процессе или в процессе эволюции.

Только длительное и глубокое изучение ядер позволит ответить в будущем на этот вопрос.

Можно спросить, не происходят ли большие взрывы в результате таких процессов, когда состояние системы меняется радикально или система исчезает совсем. В этих случаях, а также в случае коллапсов, как их описывают теоретики, мы не должны иметь повторения аналогичных друг другу взрывных явлений.

Между тем такое повторение встречается. Примером может служить радиогалактика Центавр А.

§ 18. Поскольку другим видам активности ядер будет посвящено много сообщений, я хотел бы остановиться здесь на выбросах струй и сгустков из ядер галактик.

Первым примером галактики со струей, включающей в себя сгустки, послужила радиогалактика NGC 4486. Тот факт, что струя выходит из ядра, дал основание говорить о выбросе струй из центрального ядра. Вторым интересным примером явилась относительно мощная струя с одним сгустком из галактики, фотография которой была приведена Цвикки в его статье в *Ergebnisse der exakten Naturwissenshaften*. Эту галактику мы отождествили с NGC 3561. В новом каталоге де Вокулёра этот объект имеет номер А 1108. Радиальная скорость, определенная Цвикки, не оставляет сомнения в том, что сгусток (А 1108 С) не является случайной проекцией. Он является небольшой галактикой с отрицательным показателем цвета и имеет абсолютную величину —16.

В дальнейшем оказалось, что и струя, выходящая из IC 1182,

находящейся в скоплении Геркулеса, также содержит голубые сгустки, причем абсолютная величина одного из них порядка—17.

Однако имеются случаи, когда голубые галактики встречаются вблизи гигантских галактик, не будучи связаны струями с их ядрами.

В свое время ряд таких голубых объектов был найден здесь, в Бюракане. Из них я хотел бы отметить очень голубой объект в непосредственном соседстве с галактикой Гидра А и два голубых объекта около одной D-галактики, которые обнаружены два года тому назад Саакян. Интересно, что во всех этих случаях голубой объект находится в соседстве с галактикой типа D.

Этот вид голубых объектов отличается от голубых галактик Аро малыми размерами и относительно высокой поверхностной яркостью. Поэтому можно принять предложение Цвикки считать их компактными голубыми галактиками.

Эта группа фактов заслуживает особого внимания, так как указывает на возможность весьма интересных процессов выброса относительно плотных масс или, может быть, даже объектов, которые в дальнейшем взрываются, по пути превращаясь в голубые галактики.

Конечно, необходимо учесть, что и эти объекты могут иметь разную природу. Как показал Цвикки, в спектре голубого сгустка А 1108С доминирует излучение в линии λ 3727. С другой стороны, совсем не так обстоит дело в случае голубого объекта около Гидра А, как это следует из спектральных снимков Маркаряна.

Следует особо отметить явления нестационарности, наблюдаемые и в других голубых галактиках. Оставаясь в сфере объектов аморфного вида (без спиральных рукавов), я хотел бы упомянуть об очень интересных спектральных наблюдениях весьма компактной радиогалактики 0521—36 каталога Болтона и других, произведенных Вестерлундом и Стоксом в Австралии. Эта галактика, имея абсолютную величину в системе В, равную—21,5, в то же время по диаметру не превосходит 5000 парсек (мною данные пересчитаны на постоянную Хаббла, равную 75 км/сек на мегапарсек). Галактика имеет большой ультрафиолетовый эксцесс (U—B=—0.30). Ширина эмиссионных линий свидетельствует о движениях газа со скоростями порядка 1000 км/сек. Таким образом, этот объект высокой светимости показывает много признаков, характерных для нестационарных галактик. Очевидно, что объект, исследованный Вестерлундом и Стоксом, является во многих отношениях переходным к квазарам. Существенная разница, однако, заключается в том, что он, очевидно, входит в скопление галактик, правда, значительно более слабых, чем он сам.

§ 19. В заключение я хочу поставить вопрос, который имеет фундаментальное значение для понимания эволюции галактик и развития нестационарных процессов в них.

Целый ряд явлений мы объясняем, предполагая, что взрыв происходит в самом ядре галактики. Особенно это относится к радиовспышкам. С другой стороны, некоторые наблюдатели обратили внимание на наличие в ряде галактик образований, которые можно рассматривать как результат эксцентричного взрыва. При этом я говорю не о явлениях масштаба звездных ассоциаций, а о явлениях гораздо более крупного масштаба, когда много групп звезд располагается в виде кольца вокруг некоторого центра. Такого типа образования существуют, например, в Большом Магеллановом Облаке.

Интересно наличие такого образования в южной галактике 3955,

о которой будет сказано в сообщении Товмасяна. Интересно, что эта галактика (согласно каталогу де Вокулёра) принадлежит к тому же морфологическому типу, что и M 82.

Поскольку вне ядра мы обычно не имеем источников, способных к быстрому освобождению очень больших количеств энергии, возникает мысль о возможности случаев, когда энергия взрыва выносится из ядра каким-то носителем, а затем ее освобождение происходит на некотором расстоянии от ядра. Гипотеза о возможности подобных процессов позволила бы объяснить огромный класс явлений, но я бы предупредил против возможной тенденции применять ее во всех случаях, когда мы имеем дело с различного рода структурами на периферии галактик.

§ 20. Вместе с тем следует отметить, что затронутый вопрос имеет тесную связь с проблемой возникновения групп галактик в плане тех проблем, которые обсуждались на конференции в Санта-Барбара (нестационарность скоплений галактик).

В частности, предположение о возможности выброса из ядер таких компактных голубых галактик, о которых речь шла выше, заставляет нас не забывать, что многие проблемы физики галактик связаны с вопросами эволюции скоплений галактик.

§ 21. Вопрос о механизме активности ядер галактик тесно связан с вопросом о природе квазизвездных объектов. Как уже указывалось, имеются объекты, занимающие промежуточное положение между галактиками и квазизвездными объектами. Однако обсуждение вопросов, связанных с квазизвездными объектами, выходит за пределы настоящего доклада.

ЛИТЕРАТУРА

1. Амбарцумян В. А. Solvay Conference Report, 1958
2. Burbidge E. M., Burbidge G. R., Sandage A. R. Rev. Modern Phys., 35, 947, 1963.
3. Каллоглян А. Т., Товмасян Г. М. Сообщ. Бюракан. обс., 36, 31, 1964.
4. Товмасян Г. М. Астрофизика, 1, 197, 1965.

ДИСКУССИЯ

Я. Б. Зельдович. В работе моей и Подурца рассматривается крайне идеализированная задача эволюции системы точечных масс. Система звезд нормального размера за счет физических столкновений эволюционирует гораздо быстрее и при меньшей плотности, по сравнению с эволюцией точечных масс за счет гравитационного взаимодействия.

В. А. Амбарцумян. Каких свойств массивных тел требуют наблюдательные данные? Сохраняются ли масса, энергия, момент вращения? Как известно, предположение об образовании вращающейся галактики из компактного массивного тела связано с трудностями именно в связи с моментом вращения.

В. А. Амбарцумян. Массы ядер, определяемые по моменту вращения, оказываются порядка 10^{8}—10^{10} $m_\odot$. Наблюдений более массивных ядер не имеется. Однако данные очень скудны.

Конечно, имеются трудности, связанные с моментом вращения. В этой связи интересно, что явления струй и выбросов, о которых говорилось выше, связаны главным образом с галактиками, которые не характеризуются быстрым вращением.

ВСТУПИТЕЛЬНОЕ СЛОВО ПРИ ОТКРЫТИИ СИМПОЗИУМА ПО ЯДРАМ ГАЛАКТИК В ВАТИКАНЕ

1. Подавляющее большинство галактик имеет максимум плотности где-то вблизи их центра инерции. Эту *область максимума* плотности удобно называть *центральной частью* данной галактики.

В астрономической литературе иногда эта центральная часть рассматривается как *ядро* галактики. Чрезвычайно желательно исключить эту неопределенность, т. к. не эту область максимальной плотности с очень нечеткими границами мы будем обсуждать ниже. В некоторых более близких галактиках, например, M 31, M 32, M 33, мы видим, что имеется звездообразное или почти звездообразное изображение, наложенное на эту область максимальной плотности. Во многих далеких галактиках ограниченное угловое разрешение не позволяет нам увидеть схожие звездоподобные образования. Они, по-видимому, теряются на ярком фоне центральной части. Однако в некоторых далеких галактиках это наложенное звездоподобное образование имеет достаточно высокую светимость для того, чтобы наблюдаться даже в тех случаях, когда угловое разрешение фотографий умеренное (1″-2″). Таков, например, случай сейфертовских галактик. Подобное, однако менее выделяющееся звездоподобное образование мы наблюдаем на фотографических изображениях многих других (главным образом спиральных) галактик. Гораздо более удобно применить название «ядро» как раз к этим образованиям, так как они показали нам ряд чрезвычайно интересных явлений, открытие которых оказало влияние на всю современную внегалактическую астрономию.

2. Спектроскопическое исследование наиболее выделяющихся ядер показывает, что внутри ядер имеют место процессы, которые отличаются от явлений, происходящих в других частях галактик. Мы будем говорить об этих процессах чуть позже. Отметим здесь только некоторые из них: бурные движения газовых облаков, значительный избыток ультрафиолетового излучения, относительно быстрые изменения яркости, извержения струй и сгущений.

Присутствие одного или нескольких из этих процессов характеризуется словом *активность* ядер. В настоящее время имеются случаи, когда не видно никакого звездоподобного дискретного изображения в центре галактики, однако имеются четкие признаки ядерной активности. Естественно допустить, что в этих случаях в галактике имеется ядро, однако его полная светимость в видимых лучах настолько мала, что его изображение не видно из-за присутствия яркого фона обычного звездного населения. Более высокое разрешение в таких случаях может показать нам присутствие небольшого ядра.

Тем не менее, никакие признаки ядра не были найдены в некоторых *ближайших* галактиках. Примеры: Малое Магелланово Облако

Introduction to the Vatican Symposium „Semaine d'Etude sur les Noyaux des Galaxies—13—18 avril 1970" Pontificiae Academiae Scientiarum Scripta Varia, № 3, 5. 9, 1971.

и система Скульптора. Мы можем только спекулировать о возможном присутствии ядра в прошлой истории этих систем или о возможности найти в настоящее время остатки того, что когда-то было ядром такого типа галактики.

В то же время все имеющиеся данные делают почти достоверным, что все спиральные галактики, так же как и эллиптические галактики высоких и промежуточных светимостей, имеют ядра различных относительных яркостей. Другими словами, мы можем сказать, что почти все галактики высоких и промежуточных светимостей имеют ядра, однако возможно, что большая часть карликовых галактик лишена ядер.

Конечно, мы не знаем точно, где лежит граница между галактиками, обладающими ядрами и не имеющими ядер.

Может быть, не существует четкой границы и разница только в светимости и значительности ядер различных галактик. Во всяком случае, это очень трудная проблема, подлежащая изучению.

3. Широко известно, что имеется много общего между квазарами (квазизвездные радиоисточники) и активными ядрами галактик. Известно также, что наряду с квазарами, которые являются сравнительно редкими объектами, мы наблюдаем оптические квазизвездные объекты. Согласно исследованиям Сандейджа и его сотрудников, число квазизвездных объектов *данной видимой величины* более чем в сто раз превышает число квазаров той же звездной величины.

Отношение еще больше, когда мы берем соответствующие пространственные *концентрации* (плотности) тех же объектов. Мы знаем, что квазары имеют оптические (фотографические) абсолютные светимости между —24 и —26. Квазизвездные объекты имеют, по-видимому, несколько большую дисперсию светимостей и их средняя светимость должна быть порядка —23. Это делает вероятным, что пространственная плотность квазизвездных объектов более чем в 1000 раз превышает плотность квазаров. Это означает, что оптические квазизвездные объекты в некоторых отношениях гораздо более важны, чем квазары. Положение можно сформулировать следующим образом.

Квазизвездные объекты имеют значительную дисперсию светимостей. Наиболее яркие из них испускают также интенсивное радиоизлучение и известны как квазары.

Такое обилие квазизвездных объектов во Вселенной является свидетельством против короткого времени их жизни. Нам кажется, что предположение о том, что квазизвездные объекты имеют среднюю продолжительность жизни, меньше, чем 10^9 лет, связано со многими трудностями. Однако, если мы рассматриваем состояние квазара как особо активную фазу в эволюции квазизвездных объектов, то возможно допустить, что общая продолжительность этой фазы гораздо короче (порядка 10^7—10^8 лет, но вряд ли меньше).

Для квазизвездного объекта или квазара высокой светимости ($M_M = -25$) такая большая продолжительность жизни означает, что общее количество энергии, испущенное в форме электромагнитного излучения, включая сильное инфракрасное излучение, должно быть 10^{63} эрг—количество, эквивалентное около $5 \cdot 10^8 M_\odot$.

Правда, мы можем допустить, что продолжительность жизни квазизвездных объектов очень *высокой светимости* короче 10^9 лет, но даже в случае объектов с $M_M = -22.5$ проблема источников энергии представляется очень трудной.

4. Одной из наиболее важных задач изучения активных ядер и квазизвездных объектов является обнаружение связи между различными формами активности.

Хотя изучение радиогалактик открыло путь для выявления явлений, которые мы обсуждаем, однако в настоящее время ясно, что радиоисточники составляют только небольшую часть галактик с активными ядрами и квазизвездных объектов. Во всяком случае таково положение, когда мы говорим о сильных радиоисточниках. Вполне возможно, что все активные ядра испускают и в радиочастотах. Однако, по-видимому, мы не в состоянии обнаружить такие слабые источники.

Гораздо шире распространена среди ядер галактик активность в виде присутствия ультрафиолетового излучения нетеплового и *незвездного происхождения* и присутствие эмиссионных линий. Так как почти во всех случаях интенсивные эмиссионные линии возникают посредством процессов флуоресценции, подобно процессам в газовых туманностях нашей Галактики, возможно сосредоточить наше внимание на непрерывной эмиссии в ультрафиолете.

В случае квазизвездных объектов, благодаря большим красным смещениям, присутствие ультрафиолетового излучения обнаруживается вполне уверенно. Однако для большинства галактик общее излучение ядра (как абсолютное, так и видимое) очень слабо, и только небольшая часть галактик показывает ультрафиолетовый избыток, приходящий от ядра. Тщательное изучение галактик с ярким ультрафиолетовым континуумом было выполнено в Бюраканской обсерватории. В результате было найдено, что около двух процентов галактик в интервале видимых величин 13.5 и 17.5 имеет сравнительно яркий ультрафиолетовый континуум. Около 600 таких «ультрафиолетовых» галактик было уже найдено Маркаряном и пять списков, содержащих 500 галактик с ультрафиолетовым избытком, уже опубликованы. Более сотни галактик из этих списков уже были наблюдены разными наблюдателями (Хачикян, Видман, Сарджент, Аракелян, Дибай, Есипов), и в настоящее время ясно, что не менее чем 80% галактик Маркаряна имеют сильные эмиссионные линии. Таким образом, наблюдения поддерживают представления о том, что сильные эмиссионные линии строго коррелируют с ультрафиолетовым избытком.

В настоящее время имеются все основания допустить, что избыток, наблюдаемый в близком ультрафиолете этих галактик, распространяется до далекого ультрафиолета, как в случае квазизвездных объектов, и что существует максимум спектрального распределения, если рассматривать интенсивности в шкале длин волн [$I(\lambda)$]. Свяжем этот факт с наблюдениями галактик, выполненными с помощью орбитальных астрономических обсерваторий, запущенных американскими астрономами. Они показали, что некоторые нормальные галактики (например, M 31) показывают возрастание интенсивности к далекому ультрафиолету, что свидетельствует о максимуме интенсивности за 2000 А. По-видимому, мы можем полагать, что ядерная область каждой галактики является источником нетеплового и незвездного излучения, которое имеет максимум в далеком ультрафиолете. То, что мы наблюдаем с поверхности Земли, является только относительно слабым крылом этого излучения. В тех случаях, когда избыток *большой* (как в случае сейфертовских или некоторых N галактик), *мы можем* выделить крыло. Однако в большинстве случа-

ев ультрафиолетовый избыток слаб и его близкое ультрафиолетовое крыло еще слабее, и мы не можем его обнаружить.

Если эта экстраполяция верна, то мы можем предполагать, что все ядра испускают такого рода ультрафиолетовое излучение, но в галактиках с активными ядрами эта эмиссия гораздо более интенсивная. Поэтому кажется, что наблюдение излучения ядер в далеком ультрафиолете становится весьма важным для понимания активности ядер.

Все эти вопросы связаны с проблемой слабой активности ядер нормальных галактик. Однако даже в нормальных галактиках мы, по-видимому, время от времени имеем бурные события. Голландские астрономы показали из наблюдений на волне 21 см, что имеется истекающее движение некоторых изолированных облаков, выходящих из ядра нашей Галактики под значительным углом к плоскости Галактики.

Что касается источника ультрафиолетового излучения, то не имеется никаких сомнений в том, что это излучение идет от источника небольшого диаметра (меньше 10^{17} см), и очень характерные иррегулярные изменения являются свидетельством в пользу этого. Как можем объяснить мы эти изменения? Если механизм излучения имеет синхротронную природу, то, вероятно, изменения интенсивности излучения вызваны изменением потока частиц, которые выбрасываются центральным телом, имеющим меньший объем.

Инфракрасная эмиссия представляет другую, очень важную форму активности некоторых ядер. Имеются свидетельства о том, что в ядрах некоторых галактик Маркаряна содержится пыль. Однако она не является реальной причиной инфракрасной эмиссии.

5. Другой формой ядерной активности является выброс газовых облаков. В случае менее активных ядер мы, по-видимому, имеем спокойное истечение материи из ядра. Мы имеем некоторые возможности оценить потерю массы активными ядрами.

В случае NGC 4151 Андерсон и Крафт (Ap. J., 158, 859, 1969) вычислили, что потеря массы находится где-то между $10 \div 1000\ M_\odot$ в год. Если допустить, что продолжительность в сейфертовской фазе $5 \cdot 10^7$ лет и брать ниже значение для потери массы в год, то получим полную потерю порядка $5 \cdot 10^8\ M_\odot$. Таким образом, активность должна быть связана с большими изменениями в состоянии ядра.

Другим примером является NGC 1275. По-видимому, гигантская волокнистая газовая структура, которую мы наблюдаем в этой галактике, имеет массу в несколько раз $10^8\ M_\odot$.

Таким образом, истечение газа из ядер в виде облаков или оболочек указывает на существенные эволюционные изменения в массах ядер. Вместе с тем, мы должны допустить, что в начальной стадии эволюции масса активного ядра составляет значительную часть массы всей галактики.

Мы можем только делать предположение относительно дальнейшей судьбы газов. Когда движения чрезвычайно бурные (более чем 1000 км/сек), галактика теряет эти газы. В случае небольших скоростей истечения из ядра газы могут образовать некоторую систему облаков вокруг ядра. Может быть, постоянный уход массы из таких галактик, как NGC 4159 и Маркарян 9, является причиной исключительной слабости оболочек, окружающих ядра этих галактик.

Как вы знаете, сейфертовские галактики были определены как класс объектов, в которых разрешенные линии имеют гораздо большие ширины, чем запрещенные (в особенности N_1 и N_2). Однако

необходимо отметить, что если эмиссионные спектры сейфертовских галактик объяснить как излучение многих газовых облаков, выброшенных из ядер, тогда только что отмеченная спектральная особенность будет означать только, что значительная часть излучения эмиссионных линий исходит из облаков малых масс. Расширяющееся облако малой массы может дать заметное количество излучения, только когда оно плотное, т. к. светимость пропорциональна M^2/V.

Однако при высокой плотности и малом объеме оно не может испускать запрещенные линии. Но когда благодаря расширению плотности убывает, то полное излучение бывает чересчур слабым, чтобы наблюдаться. Таким образом, в таких облаках мы не видим какие-нибудь запрещенные линии. Обратное положение мы имеем в случае облаков больших масс. В этом случае мы будем наблюдать за сравнительно долгое время как разрешенные, так и запрещенные линии. Теперь уже все зависит от скорости расширения этих больших облаков. Если они имеют небольшую скорость удаления, они образуют узкие запрещенные линии. Если же скорость расширения велика, мы должны наблюдать широкие запрещенные линии. Теперь важно, что *существует группа галактик, которые показывают одинаково расширенные разрешенные и запрещенные линии.*

Примером могут служить галактики Маркаряна 3, 6 и 39. Но это обратное тому, что мы имеем в случае спектров сейфертовского типа. В то же самое время физические причины одни и те же. Только значения масс облаков различные. Таким образом, многие другие галактики имеют активные ядра типа ядер сейфертовских галактик. Иногда говорят о спиральной структуре сейфертовских галактик. Мне кажется, что эта особенность не существенна для них. С точки зрения морфологии более важен вид ядер. Мы можем отметить, что многие галактики, обладающие сейфертовскими спектрами, похожи по своей структуре на N-галактики, введенные профессором Морганом. Следовательно, более целесообразно обсуждать их морфологию в связи с морфологическими особенностями, наблюдаемыми у N-галактик. Профессор Морган имеет некоторые важные новые идеи по этому вопросу, и я надеюсь, что он расскажет нам об этом подробно позже. Однако в этой связи мне хотелось бы задержаться на пункте, который был подчеркнут недавно Маркаряном и Аракеляном.

В своем обзоре ультрафиолетовых галактик Маркарян разделил все ультрафиолетовые объекты на два класса. Первый—s-галактики, которые являются сильно сконцентрированными объектами со спектральным распределением, похожие на квазизвездные объекты, и второй—d-объекты, которые имеют диффузные границы, где эмиссионные линии излучаются большим объемом соответствующих галактик.

В настоящее время известны красные смещения 42 CS-объектов (сконцентрированных, сфероидальных), однако только для 23 объектов выполнены фотоэлектрические исследования и, следовательно, только для них мы можем определить более или менее надежные абсолютные величины.

Для средней абсолютной величины и цвета квазизвездных объектов Маркаряи и Аракеляи дают: $M_{\text{з}} = -19.2$, $B-V = +0.57$, $U-B = -28$, по сравнению со средними значениями, полученными из опубликованных данных об N-галактиках: $M_{\text{в}} = -21$, $B-V = +0.9$, $U-B = -0.27$.

s-галактики Маркаряна находятся хотя в общем гораздо бли-

же, чем N-галактики, как правило, не наблюдались как радионсточники.

Следовательно, можно сказать, что квазизвездные объекты Маркаряна вместе с N-галактиками образуют один большой класс объектов. Оптически наиболее яркие из этих объектов часто являются радиогалактиками. Число квазизвездных объектов в данном объеме в несколько сотен раз больше, чем число N-галактик.

Мы имеем то же положение в случае квазизвездных объектов и квазизвездных радиоисточников и в случае D—E-галактик и соответствующих радионсточников.

6. *Радиочастотная эмиссия.* Здесь мы имеем одну из наиболее важных проблем. Мы понимаем, что сильная радиочастотная эмиссия всегда связана с активностью ядер. Однако вид связи между активностью ядер и радиочастотной эмиссией должен быть различным в различных случаях. Очевидно, в случае квазаров и N-галактик связь прямая, т. к. оптическое излучение в этих случаях является излучением, идущим от ядер. Однако в случае D и E радиогалактик, в которых во многих случаях радиоэмиссия идет от облаков релятивистского газа, расположенного вне галактики, и оптическая светимость обусловлена светом звездного населения, эта связь не прямая и объяснение должно быть найдено в тесной связи между ядром и звездным населением всей галактики. Каждая теория, которая объясняет активность ядер и возникновение радиогалактик, должна объяснять также эти простые факты.

Другой важный вопрос связан с процессом образования релятивистских электронов. Модели, допускающие, что облака были выброшены прямо из ядра, встречают некоторые трудности. Гораздо легче допустить, что облака были образованы когерентными телами, выброшенными из ядра. В этом случае мы должны предполагать, что каждое из этих выброшенных тел ведет себя как активный центр, излучающий релятивистские электроны. Это вызов уже теоретикам.

7. *Плотные тела, выброшенные из ядер.* По разным поводам я имел возможность говорить о струях, выходящих из ядер некоторых гигантских галактик. Галактика NGC 1486 лишь один пример. Струи в NGC 3561 и IC 1182 подобны по форме, однако состоят главным образом из классического газа. Сгущения в этих струях имеют яркий ультрафиолетовый избыток и эмиссионные линии. В этом отношении они ведут себя как компактные галактики с активными ядрами. Имеются некоторые сгущения этого типа, которые отличаются от этих примеров только отсутствием струй, соединяющих сгущение с ядром первичной галактики. Некоторые из них показывают спектры, похожие на спектры конденсаций в струях вышеназванных галактик. Можно спросить, что мы не имеем прямого свидетельства, что эти объекты (сгущения) имеют ту же природу, что и активные ядра галактик. Однако кажется, что такой аргумент не очень сильный. Если мы наблюдаем звезду, которая имеет ту же спектральную особенность, что и Солнце, мы легко допускаем, что такая звезда является телом такого же вида, как Солнце.

Следовательно, мы должны рассмотреть, как очень вероятное, что эти небольшие голубые объекты имеют по крайней мере некоторые (если не все) свойства активных ядер галактик.

Из всего того, что мы знаем об активности ядер, одно ясно, что ядро может образовать вокруг себя газовую оболочку. В случае нашей Галактики мы почти уверены, что межзвездный газ обогащается истечением из ядра Галактики. Следовательно, вполне естественно,

что мы наблюдаем в этих сгущениях эмиссионные линии. Таким образом, мы приходим к представлению о фрагментации ядер и образовании новых галактик.

8. Чтобы объяснить противоречия больших масс галактик, получаемых при применении теории вириала к скоплениям и группам галактик, было сделано предположение, что скопления галактик образуются посредством последовательной фрагментации некоторого первоначального тела и что соответствующие скопления и группы являются системами с положительной энергией. В течение пятнадцати лет, которые прошли после этого предположения, сделано много попыток ввести в скопления некоторые гипотетические скопления материи (например, нейтрального водорода). Однако эти попытки были не очень успешны. Следовательно, предположение остается в первоначальной форме. Я не имею ничего добавить к оригинальным аргументам, кроме факта, что концепция фрагментации и идея об активности ядер были тесно связаны, и теперь, когда вторая концепция подтверждена прямыми наблюдениями, настало время обсудить концепцию фрагментации очень тщательно. Однако если мы приписываем активности ядер некоторого рода универсальность, то, я думаю, мы должны принять, что каждая галактика строится вокруг своего ядра благодаря активности последнего. В этом случае формирование шаровых скоплений и вообще II типа населения является уже одним из видов ядерной активности. То же самое мы можем допустить относительно возникновения спиральных рукавов.

Мне хотелось бы подчеркнуть здесь, что в настоящее время риск, связанный с такой гипотезой, гораздо меньше, чем тогда, когда мы не имели никакого представления об энергетике ядер. В действительности кинетическая энергия движения всех звезд в какой-либо галактической системе порядка 10^{59} эрг, в то время как мы знаем уже некоторые энергии, которые освобождаются из ядер и на один или два порядка выше указанного значения.

9. Конечно, то, что мы наблюдаем, это некоторое число внешних проявлений активности некоторых массивных тел, которые скрыты в центральной части ядра. Большая продолжительность активного процесса в ядрах делает вполне ясным, что никакие процессы коллапса и аккреции не могут объяснить такую непрерывную активность.

На настоящей стадии мы не знаем почти ничего об этих центральных телах. Единственное, что известно, что они способны производить большие количества энергии как в форме дискретных порций, так и непрерывного истечения.

Эти тела, по-видимому, нестабильны. Они легко изменяют свое физическое состояние, но в то же время продолжают действовать в течение очень долгого времени. Они выбрасывают иногда большие массы порядка $10^8 M_\odot$, однако после такого выброса продолжают свою активность, может быть, менее интенсивно. Эти центральные тела ядер галактик и квазизвездных объектов представляют вызов для теоретиков.

10. Как обычно бывает в астрономии, когда делаются большие открытия, теоретики пытаются дать объяснения новым фактам почти сразу. Однако в этот раз мы имеем дело с очень сложными явлениями. Трудно даже понять, что происходит во внешних частях ядра, которые прозрачны и доступны нашим наблюдениям. Следовательно, необходимо некоторое терпение. На этой стадии мы должны попытаться понять лучше внешнее проявление активности ядер и получить правильную общую картину рассматриваемых процессов. Только тогда придет вторая

стадия, когда теоретики дадут объяснения глубоким процессам и физике генерации энергии. Для того, чтобы сделать первую стадию короче, мы должны поставить ударение на наблюдение и на систематизацию результатов наблюдений.

Систематизация и классификация объектов так же важны, как и классификация соотношений, которые мы находим между различными фактами и формами активности.

Природа бесконечно более сложна и разнообразна, чем кажется нам, не имеющим до недавнего времени никакой информации об этих удивительных процессах. Изучим эти процессы с терпением и будем основывать наши заключения главным образом на наблюдательных данных.

ДИСКУССИЯ

Председатель Д. Ж. К. О'КОННЕЛ

Морган. Я хотел бы поддержать замечание профессора Амбарцумяна, касающееся необходимости выбора единой точки зрения — критерия классификации наибольшей значительности. А предварительную классификацию нужно бы провести не отвлекаясь на другие эффектные явления.

Лоу. Мне бы хотелось сказать по поводу мощности ультрафиолетового континуума. В попытке построить модели инфракрасных явлений существует проблема, это проблема подавления ультрафиолета. Трудность не в построении модели инфракрасного явления, а в подавлении ультрафиолета. Трудно построить IR без выработки излучения более высокой энергии, чем наблюдается.

Остерброк. В связи с наблюдениями ультрафиолетового континуума галактик я хотел бы сказать, что мы специально обсудили это предварительно с моими коллегами из Висконсинского университета, которые выполнили измерения на Орбитальной Астрономической Обсерватории. Их первый материал относительно М 31, кажется, показывает очень сильный ультрафиолетовый избыток. Но данные в то время не были полностью редуцированы. Теперь уже кажется, что UV избыток не такой большой, как казалось вначале. С другой стороны, данные продолжают указывать на UV избыток для центра М 31, в том смысле, что между 3000 А° и 2000 А° имеется значительно больше излучения, чем от звезд главной последовательности того же спектрального типа, или показателя цвета B—V. Окончательная редукция в абсолютных энергетических единицах до сих пор еще не полна.

Оорт. Профессор Амбарцумян говорил о возможности образования целой галактики из ядра в результате выброса. Однако есть одна большая трудность, которая заключается в приобретении углового момента. Угловой момент характерен для всей Вселенной, особенно для спиральных галактик, что, по-моему, создает большую трудность.

Амбарцумян. Угловой момент, о котором упомянул профессор Оорт, конечно, является проблемой и я всегда думаю над ней. Но мне кажется есть много возможностей объяснить наблюдаемый угловой момент. Давайте рассмотрим, для простоты, каким образом мы можем иметь явное нарушение закона сохранения момента. Если мы имеем ядро, из которого выброшены две струи равной массы и скорости в противоположных направлениях, то в этом случае ядро не изменит

свою скорость. Но если одна из струй состоит из вещества, которое по некоторым причинам остается долго в плотном виде, а вещество второй струи легко рассеется через некоторое время, то мы будем иметь лишь одну оставшуюся струю и мы увидим явное нарушение закона момента. Например, в случае, когда ядро протягивается в струю, которая дает плотное видимое сгущение, то мы можем ожидать, что само ядро получит импульс в противоположном направлении. Но там может быть диффузное необнаруженное извержение в противоположном направлении, которое уносит этот импульс. Таким образом, можно представить случаи, где имеется явное нарушение углового момента, но где есть кое-какое неизвестное компенсирование. Наблюдения Арпа допускают нечто в этом роде.

Оорт. Но не угловой момент.

Амбарцумян. Легко привести пример подобного типа, приводящего к явному нарушению углового момента. Я согласен, что все что я сказал, это не реальное объяснение. Положение неясное, но есть много возможностей.

Оорт. Я согласен, что совершенно неожиданные вещи, которые мы не можем объяснить, становятся ясными.

Е. М. Бербидж. Я также сильно обеспокоена проблемой углового момента, так как в некоторых обычных спиральных галактиках, когда изменяются вращения во внешних областях, оказывается, что значительная величина углового момента находится во внешних областях. Я буду удивлена, если истечение из ядра не будет сочетаться с приобретением вещества из внешних областей галактик: возможно, что падение вещества, идущее асимметричным путем или со слабым эффективным вращением далеко от центра, может обеспечить угловой момент.

Оорт. Нужно будет тогда много вещества, скорости которого были бы подходяще ориентированы.

Хойл. Я думаю можно здесь различить спиральные и эллиптические галактики. Возьмем вначале спирали, где мы можем быть уверены в наличии углового момента. Чтобы создать систему с угловым моментом с помощью процесса выброса, нужно будет вещество с существенно нулевым полным угловым моментом и чтобы происходило разделение этого вещества на две части: одна, которая остается для формирования галактики, и другая, которая рассеется в бесконечность. Тогда будет иметь место сохранение углового момента, с плюсом для части, которая останется, и с минусом для рассеивающей части, давая в результате нулевое целое.

КОМПАКТНЫЕ ГРУППЫ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК

Изучение компактных галактик и их систем указывает на необычную физическую природу этих объектов, на важное значение их в физике и эволюции галактик.

Цвикки [1] был первым, кто оценил важность компактных галактик и провел их систематическое изучение. Он выявил следующие закономерности:

1. Среди компактных галактик встречаются и синие и довольно красные объекты.

2. Часто компактные галактики входят в состав пар, триплетов и т. д.

3. Существуют скопления компактных галактик. Они состоят из нескольких дюжин объектов, многие из которых описаны как довольно красные. Синие объекты в этих скоплениях встречаются очень редко. Размеры скоплений компактных галактик сравнимы с размерами обычных скоплений галактик.

Важное исследование Робинсона и Бамплера [2] дало новый импульс поискам компактных галактик; они показали, что скопление Шахбазян 1, обнаруженное в Бюракане [3], является далеким скоплением компактных галактик, обладающим довольно необычными свойствами. Это побудило Арпа, Барбиджа и Джонсона [4] рассматривать его как уникальное по своим характеристическим свойствам скопления галактик. Фактически Паломарский Атлас не содержит другой группы галактик, равной или превосходящей группу Шахбазян 1 одновременно по числу членов, по компактности и по компактности членов групп.

Однако группа Шахбазян 1 может также рассматриваться как экстремальный представитель более широкого класса групп компактных галактик, которые либо беднее по числу членов, либо богаче, но менее компактны. Такой подход к проблеме о существовании компактных групп компактных галактик обещает быть довольно плодотворным.

Компактность—основная характеристика галактик—членов компактных групп обзора. Поэтому, чтобы выделить компактные галактики и их группы из совокупности всех галактик, нужно прежде всего располагать определенным практическим критерием, позволяющим отнести галактику к типу компактной. Иными словами, нужно иметь определенные критерии компактности.

Цвикки был совершенно прав, когда предлагал рассматривать высокую поверхностную яркость как критерий компактности галактик. Высокое значение этой величины фактически характеризует как-то состояние «возбужденности», вызывающей необычно высокую поверхностную яркость компактных галактик.

Доклад на Третьей Европейской астрономической конференции, Тбилиси, 1—5 июля 1975 г., 251.

(Соавторы: Л. В. Мирзоян, М. Б. Петросян, Р. К. Шахбазян).

Доклад был представлен Л. В. Мирзояном.

Опыт изучения компактных галактик привел к выводу [5], что в качестве поправки к этому определению, предложенному Цвикки, удобно считать компактными те галактики, средняя поверхностная яркость которых в красном цвете выше 20^m с квадратной секунды дуги.

Изучение карт Паломарского обзора неба показало, что существует некоторое число компактных групп компактных галактик, содержащих небольшое число (порядка дюжины) членов. Большая часть членов этих групп удовлетворяет установленному определению компактности.

С другой стороны, согласно данным каталога Вокулера [6], только 1/25 часть всех галактик имеет среднюю поверхностную яркость в красном цвете выше $20^m/D''$, т. е. являются компактными [4]. Однако нет сомнений, что подавляющее большинство наблюденных компактных групп компактных галактик являются не результатом случайного проектирования, а реальными физическими системами. Большинство галактик этих групп имеют красные звездные величины в пределах 17^m5—18^m5. Как было показано [5], насыщенность изображений на картах Паломарского обзора является для них достаточным условием компактности.

Спектроскопические наблюдения группы Шахбазян 78 [5, 7] показали, что ярчайшие его члены—звезды. На фотографии группы Шахбазян 129, полученной на 5-метровом телескопе Паломарской обсерватории [5], все объекты имеют звездоподобные изображения. Однако только спектроскопические наблюдения членов этой группы позволят нам определить их истинную природу. Эти данные указывают на то, что в опубликованных списках компактных групп компактных галактик [8—12] может встречаться некоторое число групп, состоящих на самом деле из звезд или из случайных группировок галактических звезд и галактик. Однако большая часть этих групп является, без сомнения, реальными физическими системами, состоящими из компактных и нескольких некомпактных галактик. Естественно, что объекты, проектирующиеся на группы, также были включены в списки членов компактных групп [8—12].

Более 250 систем [8—10, 12] включены до сих пор в списки компактных групп компактных галактик, составленных астрономами Бюраканской астрофизической обсерватории Академии наук Армянской ССР и Центрального института астрофизики Академии наук ГДР. Несомненно, общее число компактных групп компактных галактик до предела Паломарского атласа по всему небу должно быть значительно больше: порядка одной тысячи.

Группа Шахбазян 1 [2, 3], содержащая, по меньшей мере, 20 галактик, является сравнительно богатой группой компактных галактик. Линейный диаметр этой группы порядка 200—300 тысяч парсек [2, 5]. Некоторые члены группы довольно компактны.

Среди компактных групп компактных галактик, включенных в списки, встречаются и группы более компактные, чем группа Шахбазян 1, однако большинство из них менее компактны.

Спектроскопические наблюдения компактной группы Шахбазян 1 [2], а также ярчайших галактик компактной группы Шахбазян 123 [7] свидетельствуют об очень малой дисперсии лучевых скоростей в этих системах по сравнению с другими группами из некомпактных галактик. Однако, как показали наблюдения группы Шахбазян 4 [13], малая дисперсия лучевых скоростей не является характерным свойством всех компактных групп компактных галактик. Тем не ме-

нее, существование среди этих групп систем с малой дисперсией скоростей галактик является очень важным свойством этого класса.

В отличие от случая большой дисперсии лучевых скоростей, когда имеют место сильные отклонения от теоремы вириала, подобные отклонения в этом случае исключены. Иными словами, даже в случае нестабильности системы дисперсия скоростей не может быть во много раз меньше, чем вириальная, если мы не поймали систему прямо во время начала коллапса. Последнее, конечно, невероятно. Следовательно, значение массы системы, полученное из теоремы вириала должно быть близким к реальному. Это приводит к очень низкому значению (порядка единицы и меньше) отношения массы к светимости—M/L. Отсюда следует, что, по крайней мере, некоторые члены компактных групп компактных галактик по своей природе отличаются от обычных галактик таких же светимостей.

Предположив, что красные компактные галактики состоят из физически однородного класса объектов, нужно будет принять, что даже в случае, когда дисперсия лучевых скоростей в группе большая, например, в группе Шахбазян 4 [13], отношение M/L имеет такое же малое значение. Большая дисперсия лучевых скоростей в этом случае может быть отнесена за счет нарушения состояния равновесия системы.

В связи с обсуждаемой проблемой нужно отметить, что данные о вращении компактных галактик I ZW 129 и II ZW 70 подтверждают малое значение отношения M /L [14]. В частности, для компактной галактики I ZW 129 это отношение оценено равным 0.18 [14]. С другой стороны, хорошо известно, что для нормальных галактик это отношение равно нескольким единицам или значительно больше. Согласно исследованиям О'Коннеля и Крафта [14] малое отношение M/L и наблюдаемое распределение энергии в спектре галактики I ZW 129 свидетельствует о том, что функция светимости звезд, возникших в ней, существенно отличается от соответственной функции для окрестности Солнца. Однако, как показывают наблюдения [14], компактная галактика I ZW 129 кинематически отличается, но мало, от нормальных галактик.

Нужно отметить, что компактные галактики, включенные в списки компактных групп, часто являются очень красными объектами. Так, например, согласно определениям Берингена и Каллогляна [15], большая часть компактных галактик в компактных группах Шахбазян 17, 18, 41 и 42 имеют показатели цвета B—V, значительно превышающее 1. Это не удивительно, поскольку при поисках компактных групп [8—12] особое внимание уделялось цвету и были отобраны группы, состоящие в основном из объектов красного цвета.

Однако существование голубых компактных галактик не подлежит сомнению. Исходя из этой общей точки зрения Саржент [15] полагает, что компактные галактики представляют чрезвычайно неоднородный класс объектов.

Среди голубых компактных галактик известны, например, I ZW 17 и II ZW 40, для которых отношение масса—светимость значительно превышает единицу [17]. Компактные галактики заметно различаются друг от друга по относительному содержанию газа. Так, например, масса ионизованного водорода в галактике I ZW 129 по приближенным оценкам достигает 0.07 его общей массы [14], в то время как его доля в галактиках I ZW 17 и II ZW 40, по меньшей мере, на порядок меньше [17].

Нельзя исключить и то, что имеется некоторая неоднородность

также среди красных компактных галактик. Высокая поверхностная яркость компактных галактик может быть обусловлена как необыкновенно низким отношением масса-светимость, так и необычно высокой концентрацией звезд в них. Какая из этих возможностей имеет место в каждом отдельном случае—предмет специального исследования.

Большая часть компактных групп компактных галактик содержит в своем составе также и некомпактные галактики. Однако интересно отметить, что большая часть галактик в скоплениях компактных галактик, особенно в скоплениях компактных галактик Цвикки ZWCl 0152+3337, ZWCl 1700+3322, ZWCl 0054.6—127, ZWCl 1710.4+ +6401 [1], в определенном интервале абсолютных звездных величин являются компактными. Это означает, что в вышеприведенных скоплениях значительное число компактных галактик имеют близкие друг к другу светимости. В результате, наблюдается уверенный максимум в функции светимости этих галактик, соответствующий упомянутому выше интервалу абсолютных звездных величин.

Подобное распределение компактных галактик по их светимостям указывает на то, что наблюдаемая стадия компактной галактики может простираться на существенную часть возраста скопления.

Компактные галактики в компактных группах по форме большей частью эллиптические или сферические. Кроме того, среди них встречаются спиральные галактики, число которых значительно меньше. Однако яркие иррегулярные галактики, по-видимому, в компактных группах отсутствуют [5].

Геометрические конфигурации компактных групп представляют большой интерес. В отличие от обычных групп и скоплений галактик большая часть компактных групп не показывает заметной концентрации к центру системы. Меньше чем 10% всех известных групп показывают признаки концентрации. Более того, наблюдается низкая плотность галактик в центральных областях некоторых групп. Значительная часть компактных групп аномальны по форме. Среди компактных групп компактных галактик часто встречаются цепочки и системы цепочек. Особенно интересны группы, которые имеют формы незамкнутых кривых (с пустотой посередине). Мы можем характеризовать их как группы периферийной структуры.

Эти структуры иногда крайне необычны. Так, например, структура группы Шахбазян 65 так необычна, что нуждается в специальной интерпретации. Это не группа, а скорее скопление галактик в форме греческой буквы Ω с пустотой посередине. Скопление галактик Шахбазян 65, несомненно, находится на большем от нас расстоянии, чем группа Шахбазян I и значительно богаче последней. Если принять, судя по видимым яркостям галактик, что лучевая скорость группы Шахбазян 65 близка к 50000 км/сек, мы получим для его диаметра значение около 800 кпс. Это значительно больше диаметра группы Шахбазян I. Группа Шахбазян 65 превосходит группу Шахбазян I также по другим характеристикам (число членов, масса и т. д.).

Большая часть компактных групп компактных галактик выглядит хорошо изолированными, однако не исключено, что та или иная группа является ядром более широкой системы, периферийная часть которой состоит из значительно более слабых галактик. Подсчеты числа галактик в последовательных кольцах, окружающих системы Шахбазян 31, 41 и 84 на снимках, полученных в первичном фокусе 4-метрового телескопа Национальной обсерватории Китт Пик [5], показывают заметное убывание их плотности по мере удаления от

ядра, что определенно указывает на наличие объектов, накладывающихся на галактики фона и связанных с данной группой. В случае групп Шахбазян 34, 35 и 43 это убывание менее выражено. Итак, можно полагать, что, по крайней мере, в некоторых случаях компактные группы компактных галактик являются достаточно плотными ядрами более широких и протяженных скоплений. Этот вопрос заслуживает серьезного внимания.

В этой связи нужно отметить интерпретацию компактных групп компактных галактик, данную Эйнасто и др. [18]. Они рассматривают их как ядра так называемых гипергалактик, систем, совершенно отличных от скоплений галактик. Добавим, что группа *Аполлон* [4] кажется наиболее богатой из исследованных компактных групп компактных галактик. Она состоит, по меньшей мере, из двух дюжин компактных галактик [8—12].

В заключение хотелось бы отметить, что компактные группы компактных галактик образуют интересный класс систем галактик и их детальное изучение может пролить свет на физику и эволюцию галактик.

ДИСКУССИЯ

Дейч. Не трудно ли определять средние поверхностные яркости компактных объектов, поскольку рассеяние света на фотографической эмульсии увеличивает изображение?

Мирзоян. Нет, критерий средней поверхностной яркости в самом деле очень полезен для определения компактности галактик. Однако совершенно другой вопрос, как определить этот параметр на снимках, полученных с разными телескопами.

Гугенайм. Вы отметили, что красные компактные галактики выглядят как эллиптические галактики, но по наблюдениям в линии 21 см в Нанси мы нашли, что содержание нейтрального водорода в них довольно большое. Как вы определяете массы?

Мирзоян. Основную разницу, которую мы отметили, это то, что красные компактные галактики в компактных группах выглядят более сферическими, чем классические эллиптические галактики. Мы оценили массы по теореме вириала, используя практическое отсутствие дисперсии в радиальных скоростях галактик в группах Шахбазян 1 и 123. Мы использовали также данные О'Коннеля и Крафта из их исследования вращения двух компактных галактик I ZW 129 и II ZW 70.

Примечание. Этот доклад был сделан в то время, когда списки групп компактных галактик еще не были подвергнуты подробной проверке. Как оказалось, многие из галактик, включенных в эти списки, имеют средние поверхностные яркости ниже 20^{m} с квадратной секунды.

Дело еще в том, что имея центральную область высокой поверхностной яркости, многие из этих галактик показывают при фотометрировании обширную периферию низкой поверхностной яркости. Поэтому требуется включить в определение компактной галактики также указание на слабейшую изофоту, до которой распространяется интегрирование при усреднении.

Неучет указанного эффекта внес в прошлое много неопределенностей в опубликованные списки компактных галактик.

ЛИТЕРАТУРА

1. Zwicky F., Zwicky M. Catalogue of Selected Compact Galaxies and Post. Eruptive Galaxies, 1971.
2. Robinson L. B., Wampler E. J., Ap. J., 179, L35, 1973.
3. Шахбазян Р. К. Астрон. Цирк. СССР, № 177, II, 1957.
4. Arp H. C., Burbidge G. R., Jones T. W. P.A.S.P., 85, 423, 1973.
5. Ambartsumian V. A., Arp H. C., Hoag A. A., Mirzoyan L. V. Astrofizika, 11, 193, 1975.
6. Vaucouleurs G. de, Vaucouleurs A. de. Reference Catalogue of Bright Galaxies, 1964.
7. Mirzoyan L. V., Millen J. S., Osterbrock D. E. Ap. J., 195, 637, 1975.
8. Шахбазян Р. К. Астрофизика, 9, 495.
9. Шахбазян Р. К., Петросян М. Б. Астрофизика, 10, 13, 1974.
10. Петросян М. Б. Астрофизика, 10, 471, 1974.
11. Байер Ф. В., Петросян М. Б., Тирш Г., Шахбазян Р. К. Астрофизика, 10, 327, 1974.
12. Байер Ф. В., Тирш Г. Астрофизика, 11, 217, 1975.
13. Линдс С. Р., Хачикян Э. Е. Частное сообщение.
14. O'Connell R., Kraft R. P. Ap. J., 175, 335, 972.
15. Бериген Ф., Каллоглян А. Т. Астрофизика, 10, 21, 1974.
16. Sargent W. L. W. Ap. J., 160, 405, 1970.
17. Sargent W. L. W., Searle L., Ap. J., 162, L155, 1970.
18. Einasto J., Jaaniste J., Joeveer M., Kaasik A., Kalamees P., Saar E., Tago E., Traat P., Vennik J., Chernin A. D. Tartu Astr. Obs. Preprint № 48, 1974.

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЗВЕЗДАХ

К СТАТИСТИКЕ ВСПЫХИВАЮЩИХ ОБЪЕКТОВ

В настоящем сообщении я хочу коснуться двух вопросов: один из них связан со статистикой вспышек красных карликов в звездных агрегатах, т. е. в скоплениях и ассоциациях, а второй относится к Сверхновым звездам, т. е. к объектам, вспышки которых не повторяются.

1. ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ПЛЕЯДАХ

Трудно переоценить значение работ Аро по изучению вспыхивающих звезд в звездных агрегатах. Фактически ему удалось установить, что если изменения блеска типа RW Возничего характеризуют раннюю молодость звезды (грубо говоря, возраст до 10^7 лет), то вспышки типа UV Ceti соответствуют молодости звезды в гораздо более широком смысле, когда возраст ее не превосходит величину порядка 10^8 лет.

Ярким примером этого являются Плеяды, где к настоящему времени уже открыто до 70 вспыхивающих звезд. Остановимся вкратце на этом примере.

Покажем прежде всего, как можно пытаться оценить полное число вспыхивающих звезд в каком-либо агрегате на основе наблюдений, которые далеко не достаточны для выявления всех вспыхивающих звезд.

Допустим, что наблюдения велись только некоторое время t, в течение которого выявлены все вспышки с амплитудой, большей, чем некоторая минимальная амплитуда ε, выраженная в звездных величинах. Разумеется, при этом речь идет о наблюдениях с определенным инструментом, мощность которого ограничивает исследуемую совокупность звезд некоторой величиной m_0.

На самом деле, некоторые из вспышек, происшедших за время наблюдений, могут остаться незамеченными, но мы можем ввести некоторое эффективное время, несколько меньшее, чем суммарная длина всех фотографических экспозиций. Точно так же предельная звездная величина различна для вспышек разной амплитуды, и при большой амплитуде могут получаться вспышки звезд, которые в минимуме не получаются на снимках даже при больших экспозициях. Тем не менее, можно говорить о какой-то эффективной предельной звездной величине в минимуме, слабее которой вспышки не обнаруживаются.

Сделаем еще два допущения: примем, что последовательность вспышек каждой звезды носит характер случайного стационарного потока событий, распределенного по оси времени согласно закону Пуассона, и что средняя частота вспышек для всех вспыхивающих звезд агрегата одна и та же.

В кн.: Звезды, Туманности, Галактики. Труды симпозиума, посвященного 60-летию академика В. А. Амбарцумяна. Бюракан, 16—19 сентября 1968 г. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1968, с. 283.

Если N есть полное число всех вспыхивающих звезд в агрегате и ν—средняя частота вспышек у отдельной звезды, то при указанных условиях математические ожидания чисел звезд, не испытавших за время t ни одной вспышки, имевших по одной вспышке и по две вспышки за тот же промежуток времени, выразятся соответственно формулами:

$$n_0 = Ne^{-\nu t}, \tag{1}$$

$$n_1 = Ne^{-\nu t}\nu t, \tag{2}$$

$$n_2 = Ne^{-\nu t}\frac{\nu^2 t^2}{2}. \tag{3}$$

Деля (3) на (2), получаем

$$\nu t = 2\frac{n_2}{n_1}, \tag{4}$$

и, деля (2) на (1),

$$\nu t = \frac{n_1}{n_0}. \tag{5}$$

Сравнивая (5) с (4), имеем:

$$n_0 = \frac{n_1^2}{2n_2}. \tag{6}$$

Формула (6) позволяет определить математическое ожидание числа не вспыхнувших звезд через м. о. чисел звезд, вспыхнувших по одному и два раза.

Заменяя *приближенно* математические ожидания чисел звезд, вспыхнувших один и два раза, реально наблюденными числами звезд, вспыхнувших соответственно по одному и два раза, мы получаем таким образом практическую *возможность найти число не вспыхнувших вспыхивающих звезд*, а прибавив сюда полное число всех обнаруженных за время t вспыхнувших звезд, мы получим оценку *полного числа вспыхивающих звезд*.

Согласно данным Аро [1], к 1966 году в Плеядах наблюдались вспышки у 60 различных звезд. Из них только по одной вспышке наблюдалось у 52 звезд, а по две вспышки наблюдалось у 5 звезд. Подставляя эти числа вместо n_1 и n_2 в (6), находим для числа вспыхивающих, у которых не наблюдалось ни одной вспышки, $n_0 = 260$. Прибавив сюда полное число звезд, у которых наблюдались вспышки, получаем для полного числа всех вспыхивающих звезд $N = 320$.

С другой стороны, можно принять, что все эти звезды должны иметь видимую визуальную величину в минимуме $V > 13.25$, так как самая яркая из обнаруженных вспыхивающих звезд имеет в минимуме $V = 13.30$. Число известных звезд Плеяд (включая и звезды, обозначенные Джонсоном и Митчеллом [2] как вероятные члены) ярче $V = 13.25$ равно 211. Так как они известны, их суммарная масса может быть подсчитана прямо на основании соотношения масса-светимость. Полная масса первых 211 более ярких членов Плеяд оказывается равной 262 $M_\odot$. Поскольку общая масса Плеяд из динамических соображений оценивается приближенно в 400 $M_\odot$, то получается, что полная масса всех членов Плеяд слабее $V = 13.25$ должна

быть порядка 140 $M_\odot$. Но в эти более слабые звезды должны входить все 320 вспыхивающих звезд.

С другой стороны, рассмотрим, какую среднюю массу следует приписать вспыхивающим звездам.

Для этого используем тот факт, что самая яркая из вспыхнувших звезд имеет в минимуме видимую величину $V=13.3$, а наиболее слабая, для которой наблюдалась вспышка, $V=19.5$ (на самом деле имеется лишь оценка $m_{pg}=21.5$, что при $CI=2.0$ дает приведенное значение). Это означает, что абсолютные визуальные величины обсуждаемых 320 вспыхивающих звезд в их минимуме заключены между 7.8 и 14.0, что соответствует интервалу значений масс от 0.60 $M_\odot$ до 0.12 $M_\odot$. Поскольку распределение вспыхивающих звезд по массам неизвестно, то трудно оценить среднее значение их массы. Однако арифметическое среднее приведенных предельных значений 0.36 $M_\odot$ не должно быть слишком завышенной оценкой, так как функция светимости Плеяд в этой области убывает.

В таком случае для суммарной массы всех вспыхивающих звезд мы должны иметь значение около 120 $M_\odot$. Сравнивая это число с полученной выше суммарной массой всех звезд слабее $V=13.25$ и учитывая, что, вероятно, имеются еще вспыхивающие звезды слабее, чем $V=19.5$ в минимуме, которые мы пока не наблюдаем и которые, очевидно, не входят в полученное число $N=320$, мы приходим к следующему заключению.

Все звезды слабее видимой величины $V=13.25$ в Плеядах или подавляющее большинство их являются вспыхивающими.

Этот вывод приобретает еще более твердую почву по следующим соображениям. Выше, при выводе формулы (6), мы считали, что вспышки всех звезд подчиняются закону Пуассона с одним и тем же значением параметра ν, т. е. с одной и той же средней частотой вспышек. На самом деле эти частоты должны быть различны, и можно представить некоторые данные в пользу того, что они на самом деле различны. Легко показать, что при наличии дисперсии значений ν формула (6) приведет к меньшему значению N, чем реальное число вспыхивающих звезд, у которых не наблюдалось ни одной вспышки.

Поэтому реальное число вспыхивающих звезд до $V=19.5$, вспышки которых еще не наблюдались, должно быть несколько больше, чем 260, а полное число их больше, чем 320.

Учитывая все это, вряд ли можно допустить, что больше, чем 10% всех членов Плеяд, более слабых, чем $V=13.25$, являются не вспыхивающими. Вполне возможно, что не вспыхивающими являются только некоторые из более ярких звезд такого рода, например, часть тех, которые находятся в промежутке от $V=13.25$ до $V=14.00$.

2. ПРОБЛЕМЫ, ОТНОСЯЩИЕСЯ К ВСПЫХИВАЮЩИМ ЗВЕЗДАМ В ПЛЕЯДАХ

Из сказанного следует, что замечательные наблюдения Аро и его сотрудников не только установили наличие вспыхивающих звезд среди слабых членов Плеяд, но и позволяют сделать гораздо дальше идущее заключение: почти все, а может быть и все звезды Плеяд слабее $V=13.25$ являются вспыхивающими переменными.

Таким образом, вся задача дальнейшего изучения слабых звезд в Плеядах в известном смысле переворачивается. В дальнейшем мы не столько должны быть заинтересованы в подтверждении многочис-

ленности вспыхивающих звезд, сколько в доказательстве существования слабых членов, которые вовсе не вспыхивают.

Казалось бы, сделанный нами вывод о том, что практически все «слабые» звезды Плеяд, т. е. у которых $V > 13.25$, являются вспыхивающими, является вполне естественным, ибо физическая природа всяких двух звезд в Плеядах, имеющих одинаковую светимость, должна быть одинакова и если одна из них вспыхивает, то должна вспыхнуть и другая.

Однако на самом деле нельзя a priori отрицать возможность того, что вспышечная активность у звезд может носить сложный характер и быть периодической или неправильной функцией времени. Например, можно было бы представить себе, что активность замирает на период в несколько лет или десятков лет, а потом снова появляется на определенное время. Поскольку наблюдения вспышек ведутся всего несколько лет, то существование звезд с временно погасшей активностью сказалось бы в наших расчетах так же, как существование не вспыхивающих звезд. Сказанное выше заставляет думать, что либо такие промежутки замирания вспышечной активности отсутствуют, либо они кратковременны и поэтому мало влияют на статистику, либо же таким свойством обладает лишь небольшое число слабых звезд Плеяд.

Другая проблема, вытекающая также из исследований Аро, относящихся к ряду различных агрегатов, заключается в следующем. Из этих исследований следует, что на более ранней стадии жизни скопления вспыхивали и более яркие, чем $V = 13.25$, звезды. Но как происходит прекращение больших вспышек? Становятся ли они более редкими или их средняя амплитуда уменьшается постепенно? Для ответа на этот вопрос необходимо сравнить статистику вспышек звезд, непосредственно примыкающих к пределу $V = 13.25$, т. е. звезд в промежутке 13.25—14.25, со статистикой вспышек более слабых звезд. Нам кажется, что эта одна из важнейших проблем физики молодых звезд.

Наконец, отметим, что применяя формулу (4), мы можем из отношения чисел звезд, у которых вспышки наблюдались дважды и однажды, определить ν и отсюда эффективную среднюю частоту вспышек, которая оказывается порядка 10^{-3}, т. е. средний промежуток между двумя последовательными вспышками одной и той же звезды порядка одной тысячи часов. Конечно, речь идет при этом о вспышках с большой амплитудой ($> 0^m.6$), которые только и могут обнаруживаться методом, применяемым Аро (последовательные десятиминутные экспозиции).

На самом деле, вероятно, частоты вспышек у звезд с разной массой различны. Вероятно, частота испытывает вековые изменения в связи с эволюцией звезды. Представляется очень важным выяснить характер этих изменений, что возможно лишь при сравнении звезд одинаковой массы, но разных возрастов. Для этого, очевидно, надо сравнить частоты вспышек в различных агрегатах.

Исходя из сказанного, мы можем утверждать, что возможно более полное исследование Плеяд в отношении вспыхивающих звезд, так же, как и вспышек в других агрегатах, является очень важной и актуальной задачей.

3. К СТАТИСТИКЕ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ

В случае Сверхновых имеются обстоятельства как облегчающие, так и более затрудняющие их статистическое изучение. Если не го-

ворить о возможных вспышках Сверхновых в ядрах галактик, то вспышки в одной и той же галактике происходят на больших расстояниях друг от друга, измеряемых обычно тысячами парсек. Поэтому можно принять их за совершенно независимые события. Это дает основание, даже несмотря на возможность повторения вспышек в какой-либо ассоциации*, утверждать, что *последовательность вспышек в каждой галактике должна представлять собой последовательность Пуассона*. Однако только на основе анализа наблюдений можно ответить на вопрос о том, насколько различны частоты вспышек *в разных галактиках*.

Согласно Цвикки, средняя частота вспышек для всей наблюдаемой совокупности галактик составляет одну вспышку в триста лет в одной галактике. По его мнению, эта частота мало меняется при переходе от одного морфологического типа к другому.

Между тем, имеются данные, на основе которых ряд авторов [3—5] пришли к выводу, что частота вспышек у галактик типа Sc высокой светимости гораздо выше, чем средняя по всем галактикам. Получаются цифры порядка одной вспышки в тридцать лет на галактику. Цвикки решительно возражает против этого вывода, утверждая, что лишь некоторые отдельные галактики, например NGC 6946, где наблюдалось уже четыре Сверхновых, имеют особенно большую частоту вспышек. Действительно, наличие такой разновидности галактик может при поверхностном изучении вопроса создать впечатление, что у галактик Sc частота вспышек вообще очень велика.

Может быть, наиболее блестящее доказательство того, что среди галактик типа Sc встречаются объекты с особо большой частотой вспышек Сверхновых, было получено в Бюраканской обсерватории. Именно, в галактике NGC 2276 за период в $6^1/_2$ лет (1962—1968) было обнаружено три Сверхновых. При этом наблюдения совсем не производились в 1963 и 1965 гг., а если судить более строго, то получается, что сумма отрезков времени, покрытая бюраканскими снимками этой галактики, едва превышает один год с небольшим. Даже если допустить, что на одну галактику типа Sc за двадцать лет приходится в среднем одна Сверхновая, то вероятность обнаружения трех Сверхновых за полтора года в случайно взятой галактике будет 1/15 000, а математическое ожидание числа галактик среди 200 галактик типа Sc с наибольшей видимой яркостью будет всего 1/75. Учитывая, что NGC 2276 внесена Арпом в его Атлас пекулярных галактик и имеет действительно очень своеобразное строение, мы должны предпочесть предложение, что в NGC 2276 частота вспышек Сверхновых особенно велика. Заметим, что эта галактика является сверхгигантом, ее фотографическая величина равна—20.0.

В силу сказанного становится правдоподобным предположение, что средняя частота Сверхновых может быть некоторой характеристикой каждой галактики, в известной степени независимой от морфологического типа. Мы подчеркиваем, лишь в известной степени независимой, так как приведенные аргументы все же не опровергают существующих прямых свидетельств в пользу того, что в гигантских Sc-галактиках средняя частота вспышек относительно велика.

---

* Сверхновые второго типа вспыхивают преимущественно в спиральных ветвях. По крайней мере часть из них вспыхивает в ассоциациях. Нельзя a priori исключать возможность того, что на определенном этапе развития в одной ассоциации происходит несколько близких во времени друг к другу вспышек. В этом смысле некоторое нарушение независимости вспышек может иметь место.

Точно так же средняя частота вспышек Сверхновых в данном скоплении галактик может оказываться важной новой характеристикой скопления. К сожалению, проведенные до сих пор наблюдения еще недостаточны для вывода значений указанного параметра как для скоплений, так, особенно, и для отдельных галактик. Что касается скоплений галактик, то для определения этого параметра у них требуется, вероятно, несколько десятков лет. Для отдельных же галактик эту работу, очевидно, придется вести главным образом в направлении выделения тех индивидуальных галактик и тех более узких морфологических типов, в которых частота вспышек относительно велика.

Наконец, остановимся на следующем вопросе: средняя частота вспышек для всей совокупности галактик, так же как и средняя частота вспышек, для каждого морфологического типа могут считаться однозначно определенными величинами только в том случае, если условиться, о каких средних идет речь.

Мы можем, с одной стороны, говорить о совокупности галактик *до данной видимой величины*. Как известно, в такой совокупности преобладают гигантские галактики. С другой стороны, мы можем говорить о совокупности всех галактик, находящихся *в определенном объеме метагалактического пространства*. Здесь будут преобладать карлики, и мы получим совсем другую среднюю частоту. Полученные до сих пор Цвикки оценки частоты, возможно, были ближе именно к первой из этих частот.

Что касается второй величины, то надо взять возможно большой объем, в котором неоднородностей нет, и это затрудняет дело. Но интересно, как предлагает Цвикки, оценить значение средней частоты вспышек и для Местной Группы галактик. Мы знаем, что за последние сто лет в М 31 вспыхнула по крайней мере одна Сверхновая. С другой стороны, за последние 50 лет во всей Местной Группе не вспыхнуло ни одной Сверхновой. Это означает, что средняя частота на одну галактику очень мала, порядка одной тысячной в год и даже меньше. В этом ничего удивительного нет, так как большинство галактик в Местной Группе карликовые. Как отмечает Цвикки, совершенно иначе будет обстоять дело, если мы отнесем к Местной Системе галактику NGC 6946, в которой за последние сто лет наблюдалось четыре вспышки. Поэтому прежде чем определять среднюю частоту, нужно точно определить границы данной группы или скопления.

Из этого примера видно также, насколько важно, чтобы слабые карликовые галактики вошли с малым весом. С этой точки зрения, нам кажется, что практически более интересной величиной является *среднее число вспышек в год на единицу светимости* в данной группе, системе или в единице объема метагалактического пространства.

Примечание. После доклада состоялось чествование В. А. Амбарцумяна, во время которого представители многих научных учреждений нашей страны тепло поздравили и приветствовали его.

ЛИТЕРАТУРА

1. Haro G. H. Stars and Stellar Systems, vol. 7, 141, 1968.
2. Johnson H. L., Mitchell R. I. Astrophys. J., 128, 31, 1958.
3. Кукаркин Б. В. Астрофизика, 1, 465, 1965.
4. Амбарцумян В. А. Астрофизика, 1, 473, 1965.
5. Kalgert P., Oort J. H., Bull. Astron. Inst. Netherl., 19, 239, 1967.

ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ПЛЕЯДАХ

Собраны данные о 46 новых вспыхивающих звездах в Плеядах, открытых главным образом в период наблюдательного сезона 1968—1969 гг. в обсерваториях Тонанцинтла, Асиаго, Бюраканской, Будапештской и Алма-Атинской (табл. 1). Вместе со 100 вспыхивающими звездами предыдущих списков обсерватории Тонанцинтла общее число обнаруженных вспыхивающих звезд в области Плеяд достигло 146. Одна из них (H II 2411) принадлежит Гиадам. Из остальных 145 звезд по одной вспышке наблюдалось у 123, по две—у 16 и более двух вспышек—у 6 звезд.

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

Все или почти все члены Плеяд с $V \geqslant 13.3$ являются вспыхивающими. При $V = 13.29$ имеется резкая граница между фотографически наблюдаемыми вспыхивающими и невспыхивающими звездами. Средняя частота больших вспышек с амплитудами $> 0^m 6$ для большинства звезд порядка 4.10^{-4} час$^{-1}$.

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

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

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

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

По существу, астрофизика уже сделала первые шаги в этом направлении. Возьмем, например, вопрос о групповом происхождении

Астрофизика, 6, 7, 1970.
(Соавторы: Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова).

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

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

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

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

Ниже делается попытка получения некоторых более конкретных результатов из имеющихся данных, главным образом тех, которые относятся к Плеядам. В дискуссию включены также данные о вспышках, наблюденных в Плеядах в течение сезона 1968—1969 гг. Более полные данные о наблюденных в Бюракане вспышках вместе с соответствующими фотографиями будут опубликованы отдельно.

2. *О статистическом анализе наблюдений вспышек в ассоциациях и скоплениях.* Наблюдения показывают, что по крайней мере некоторые звезды в звездных агрегатах испытывают время от времени вспышки. Можно считать установленным, что у каждой вспыхивающей звезды никакой периодичности вспышек не наблюдается. Наоборот, имеются указания на крайнюю неправильность в чередовании вспышек. Уже одно это наводит на мысль о том, что чередование вспышек представляет собой явление, подобное случайной последовательности событий, подчиняющихся закону, подобному закону Пуассона. На самом деле, однако, применимость закона Пуассона к какой-либо звезде проверить очень трудно, так как для этого необходимо было бы пронаблюдать у нее, по крайней мере, несколько сот последовательных вспышек. Это, конечно, очень трудная задача. Только у звезды H 11 2411, проектирующейся на Плеяды, было наблюдено 48 вспышек [13]. У всех остальных вспыхивающих звезд это число во много раз меньше. Но даже эта звезда не наблюдалась

непрерывно. Поэтому установить статистику интервалов между последовательными вспышками невозможно.

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

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

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

где ν—средняя частота вспышек, а t—суммарное время, охваченное наблюдениями звезды.

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

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

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

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

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

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

3. *Новые наблюдения вспыхивающих звезд в Плеядах.* Работа Г. Аро [17], опубликованная в 1968 году, содержала весь материал, относящийся к вспыхивающим звездам в агрегатах, вплоть до 1965 г. Эти данные показывали, что среднее число вспыхивающих звезд за

один час наблюдений в Плеядах не очень уступало тому же числу для одной из самых богатых ассоциаций—ассоциации Ориона.

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

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

Вскоре нам стали известны новые наблюдения Г. Аро и Э. Чавиры [18], которые только подтверждали этот вывод. Благодаря этим наблюдениям, выполненным в обсерватории Тонанцинтла в 1965—1967 гг., к известным в Плеядах 61 вспыхивающей звезде прибавилось еще 39 новых вспыхивающих звезд. Еще более плодотворным в этом смысле оказался сезон наблюдений 1968—1969 гг. За этот период в обсерваториях Тонанцинтла, Бюраканской и Асиаго было открыто 43 новых вспыхивающих звезды [19, 20]. Еще три вспыхивающие звезды в Плеядах были открыты в обсерваториях Конколи и Алма-Аты. Списки новых вспыхивающих звезд и новых вспышек, происшедших у ранее известных вспыхивающих звезд, приводятся соответственно в табл. 1 и 2. В них в последовательных столбцах приводятся порядковый номер (продолжение нумерации Аро), номер по каталогу Герцшпрунга и др. [21], координаты, звездная величина в минимуме (в фотографических лучах), фотографическая или ультрафиолетовая (U) амплитуда вспышки, дата вспышки, телескоп (диаметр) и ссылка на литературу. Таким образом, число известных вспыхивающих звезд достигло 145. Этот богатый материал нами использован для статистического анализа вспышек в Плеядах по методу, изложенному в разделе 2.

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

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

Таблица 1

Новые вспыхивающие звезды

№	Звезда (H-I)	α (1900)	δ (1900)	m_{pg}	Δm_{pg}	Дата вспышки (1968—1969)	Телескоп	Литература
101		3^h33^m2	24°25′	17.8	6.5 U	23/12	26″	[19]
101		"	"	"	4.8 U	24/12	"	"
101		"	"	"	5.6	26/10	21	+
102		34.8	24 50	19.0	4.5 U	25/11	26	[19]
103		36.9	23 08	16.2	0.8 U	16/12	"	"
104		38.7	24 13	19.0	5.1 U	17/12	"	"
105		41.7	23 23	16.4	2.5	26/10	"	"
106		42.1	23 11	18.4	4.9 U	16/11	"	"
107	2208	43.3	24 16	15.3	0.7 U	16/11	"	"
107	2208	"	"	"	1.8 U	18/12	"	"
108		43.9	25 06	14.8	1.3 U	12/1	"	"
108		"	"	"	0.7 U	20/1	"	"
109	2927	45.1	24 25	14.8	1.7 U	18/12	"	"
110	3019	45.4	23 47	14.6	1.0 U	22/12	"	"
111	3104	45.7	22 53	14.7	4.0 U	25/11	"	"
112		47.8	24 07	>18.2	>4.0U	13 1	"	"
113	624	39.4	24 32	16.0	1.5	1967	"	+
						28/11	21	
114		46 0	24 21	17.5	2.0	1967		"
						29/11	"	+
115		46.2	24 15	17.7	3.0	1967		
						29/11	"	+
116		33.5	25 10	18.7	3.4	17/11	"	+
117		33.7	25 53	18.4	4.2	16/10	40	+
118		37.3	24 20	17.5	3.5	16/10	"	+
119		37.8	23 25	21.0	>4.6	16/10	"	+
120		40.7	23 28	17.8	1.6	18/10	"	+
121		41.0	24 09	18.1	6.0	21/11	21	+
122		41.0	23 10	17.8	1.8	18/10	40	+
123		42.5	24 45	16.3	1.0	21/12	21	+
124		45.8	21 45	15.0	0.5	19/12	"	+
125		46.0	23 40	19.3	5.9	18/10	40.21	+
126		46.4	21 50	14.7	1.2	19/12	21	+
127		48.5	25 22	16.5	2.0	17/11	"	+
128		36.1	25 34	17.0	1.0	24/12	"	++
129		36.0	23 16	~20.0	6.4	11/1	26	+++
130		43.5	25 22	~15.4	~0.5	11/1	"	+++
131	924	40.3	23 19	16.7	0.9	17/10	24	×
132		41.7	22 30	18.5	2.7	18/10	"	×
133		30.5	24 23	18.2	2.8	18/10	"	×
134		37.4	22 49	17.1	1.0	20/10	"	×
135		45.2	24 05	17.0	1.7	24/10	"	×
136		38.5	24 57	19.0:	3.1:	24/10	"	×
137		53.0	23 27	16.8	1.2	24/10	"	×
138		33.2	23 41	17.8	4.5	28/10	"	×
139		38.7	23 12	17.8	3.3	28/10	"	×
140	1547	41.8	24 30	16.2	1.1	23/12	"	×
141		31.1	24 27	16.5	2.4	19/1	"	×
142		48.4	23 04	17.2	1.7	19/1	"	×
143		39.3	24 57	17.5	2.3	30/10	"	×
144		44.0	21 48	(17.5	(3.0	30/10	"	×
145		41.9	22 06	19.2:	3.7:	25/11	"	×
146		41.3	21 59	(19	(3.2	26/11	"	×

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

Таблица 2

Повторные вспышки ранее известных вспыхивающих звезд

1	2	3	4	5	6	7	8	9
8	357	3h38m5	23°51′	14.5	0.6 U	16/11	26″	[19]
8	•	•	•	•	1.0 U	•	•	•
8	•	•	•	•	1.2	27/10	24	×
14	906	40.2	24 22	15.9	2.2 U	16/11	26	[19]
15		40.9	23 59	18.0	2.5	26/11	24	×
21	1653	42.0	24 25	14.6	1.4 U	24/11	26	[19]
21	•	•	•	•	1.0 U	28/12	•	•
40		37.2	24 22	18.0	3.5	25/9	21	+
88	2193	43.2	23 15	15.2	2.1 U	26/12	26	[19]
93	2602	41.2	24 41	16.4	3.1 U	22/12	•	•

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

Таблица 3

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

Поэтому для статистики всегда целесообразно иметь материал, полученный на одном и том же телескопе или на сходных—близких по диаметру телескопах. Сказанное подтверждается табл. 3, составленной по данным наблюдений сезона 1968—1969 гг.

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

5. *Закон распределения числа наблюденных у случайно взятой звезды вспышек в реальном случае.* Имея в виду, что обычно можно регистрировать не все вспышки, но только некоторую их долю, сле-

дует закон распределения (2) преобразовать с учетом этого обстоятельства.

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

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

$$p_k(m) = \frac{q^k t^k}{k!} \int_0^\infty e^{-qvt} f_m(\nu) \nu^k d\nu. \qquad (3)$$

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

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

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

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

$$P_k = \frac{t^k}{k!} \int_{m_0}^\infty a(m)\, dm \int_0^\infty e^{-qvt} f_m(\nu) \nu^k d\nu. \qquad (5)$$

Обозначив в (5) $q\nu$ через ν' и изменив порядок интегрирования в полученном выражении, можем написать

$$P_k = \frac{t^k}{k!} \int_{m_0}^\infty \frac{a(m)}{q(m)} dm \int_0^\infty e^{-\nu' t} \nu'^k f_m\left(\frac{\nu'}{q}\right) d\nu' =$$

$$= \frac{t^k}{k!} \int_0^\infty e^{-\nu' t} \nu'^k d\nu' \int_{m_0}^\infty \frac{a(m)}{q(m)} f_m\left(\frac{\nu'}{q}\right) dm. \qquad (6)$$

Введем новое обозначение

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

Тогда из (6) окончательно имеем следующий закон распределения.

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

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

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

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

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

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

откуда

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

Заменяя приближенно математические ожидания соответствующими числами звезд, вспыхнувших один и два раза, мы по этой формуле легко получаем значение $\bar{n}_0$—число вспыхивающих звезд, вспышки которых еще не наблюдались.

Так, из известных в настоящее время 145 вспыхивающих звезд в Плеядах по одной вспышке наблюдалось у 123, а по две—у 16 звезд. Подставляя эти числа вместо $\bar{n}_1$ и $\bar{n}_2$, получаем

$$\bar{n}_0 = 473,$$

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

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

Далее, подставив в формулу (9) последовательно $k=0$ и $k=1$, разделив полученное выражение для $\bar{n}_1$ на выражение $\bar{n}_0$, получим формулу для определения νt:

$$\nu t = \frac{\bar{n}_1}{\bar{n}_0}. \tag{12}$$

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

Остюда, приняв для полного эффективного времени приближенное значение 750 часов (мы не знаем точно эффективное время наблюдений Л. Розино [20] и приняли для него значение ~ 100 часов),

определим среднюю частоту вспышек в Плеядах: 0.00035 час$^{-1}$ ($\nu^{-1} \approx 2900$ часов).

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

Согласно неравенству Шварца, имеем

$$\left(\int fg\,d\nu\right)^2 \leqslant \int f^2 d\nu \cdot \int g^2 d\nu. \tag{13}$$

Положим

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

В этом случае вместо неравенства (13) будем иметь

$$\left(\int_0^\infty \nu e^{-\nu t} f(\nu)\,d\nu\right)^2 \leqslant \int_0^\infty \nu^2 e^{-\nu t} l(\nu)\,d\nu \cdot \int_0^\infty e^{-\nu t} l(\nu)\,d\nu. \tag{14}$$

Умножая обе части этого неравенства на t^2, получим

$$p_1^2 \leqslant 2 p_0 p_2. \tag{15}$$

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

$$\bar{n}_0 \geqslant \frac{\bar{n}_1^2}{2\bar{n}_2}. \tag{16}$$

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

Для того, чтобы получить представление о том, насколько значение n_0 может отклоняться в результате наличия дисперсии средних частот от полученного выше нижнего предела, рассмотрим другой воображаемый частный случай, когда

$$f(\nu) = \frac{1}{b} e^{-b\nu}. \tag{17}$$

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

$$\bar{n}_0 = \frac{\bar{n}_1^2}{\bar{n}_2}, \tag{18}$$

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

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

Однако это неправильно, так как можно представить себе такое распределение, которое имеет сильный максимум или стремится к бесконечности около частоты $\nu = 0$. Этот случай резко отличается от случая (17). И хотя этот воображаемый случай на первый взгляд кажется искусственным, он имеет глубокое физическое значение. Звез-

ды, у которых частота вспышек близка к нулю, мы практически не сможем обнаружить. Все яркие звезды Плеяд, у которых вспышки, как известно, не наблюдались, можно условно считать «вспыхивающими звездами» с частотой, близкой к нулю.

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

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

Таким образом, окончательно имеем

$$\frac{\overline{n_1^2}}{2n_2} \leqslant \bar{n}_0 \leqslant \frac{\overline{n_1^2}}{n_2}. \qquad (19)$$

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

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

7. Представление наблюдений как наложений пуассоновских распределений с двумя частотами. Как мы видели, число звезд Плеяд, у которых наблюдались повторные вспышки, очень мало. В связи с этим возможности определения функции $f(\nu)$ очень ограничены. Наблюденное число ($n_2=16$) таково, что его отклонение от истинного значения может легко достигать 25% и более. Тем самым и значение $\bar{n}_0=\overline{n_1^2}/2n_2$ тоже должно определяться с такой относительной ошибкой. При таком недостатке информации лучшее, что можно сделать, это попытаться представить все наблюденные значения n_k посредством сложения двух распределений Пуассона с различными частотами.

Оказывается, что, например, наблюдения очень хорошо можно представить, допустив, что мы имеем две группы звезд: одну—многочисленную, с полным числом звезд $N_1=615$ и вторую—крайне малочисленную с $N_2=7$, причем соответствующие частоты ν_1 и ν_2 таковы, что $\nu_1 t=0.26$ и $\nu_2 t=6$, где t—суммарное эффективное время наблюдений.

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

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

В третьем столбце табл. 4 приведены наблюденные значения.

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

Таблица 4

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

Следует отметить, что принятие для общего числа вспыхивающих звезд в Плеядах значения $N = N_1 + N_2 = 622$, несколько превышающего полученное в предыдущем разделе с применением формулы (11) значение $N = 613$, вполне законно. Как было показано выше, формула (11) справедлива для случая одинаковых средних частот вспышек и дает нижнюю границу для математического ожидания числа звезд, у которых вспышки еще не зарегистрированы в общем случае, когда в системе имеются звезды с разными средними частотами вспышек.

К сказанному надо прибавить два замечания:

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

2. Группа звезд, испытывающая редкие вспышки, может на самом деле иметь довольно широкий спектр частот. Однако в настоящее время нет данных для суждения о ширине полосы частот, так как при любой введенной дисперсии частот можно также хорошо представить наблюдения, как это мы сделали, допустив только одно значение ν_1. Что касается группы из 7 звезд, показывающих большую частоту, то, по-видимому, все они, или во всяком случае большая часть их, уже обнаружены. По всей вероятности, четыре звезды, показавшие более трех вспышек, входят в эту группу. Вместе с тем вполне возможно, что хотя бы один или два представителя этой группы находятся среди 16 звезд, показавших двойные вспышки.

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

Поэтому для вывода распределения вспышек по амплитудам мы использовали только те вспыхивающие звезды, блеск которых в минимуме не слабее $17^m.5$ в фотографических лучах. Общее число таких звезд в полном списке оказалось 80, а общее число их вспышек—112. Однако 30 из указанных вспышек имеют амплитуду меньше

1^m в ультрафиолете. Но не все такие вспышки должны были быть зарегистрированы использованными телескопами, в особенности для наиболее слабых из выбранных звезд. По этой причине мы решили заняться статистикой амплитуд, имеющих $A \geqslant 1^m.0$ в ультрафиолетовых лучах. Использование амплитуд в ультрафиолете обусловлено тем, что большинство вспышек было открыто в этих лучах. Для вспышек, открытых в фотографических лучах, включенных в нашу статистику, для определения амплитуд в ультрафиолете введены приближенные поправки. При этом для упрощения расчетов было принято, что у всех вспыхивающих звезд цвет $U-B=+1^m$ в минимуме, а цвет вспышки $U-B=-1^m$.

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

Таблица 5

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

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

Об этом свидетельствует и следующий факт. Из всех зарегистрированных вспышек в Плеядах 157 имеют амплитуду $\geqslant 1^m.0$ в ультрафиолете. Из них 42 имеют амплитуду $\geqslant 5^m.0$. Между тем наиболее яркая звезда, у которой зарегистрирована такая большая вспышка, имеет блеск $16^m.7$. Из вышеупомянутых 157 вспышек 51 наблюдалась у звезд ярче $16^m.7$, остальные—у более слабых звезд. Таким образом, из 52 вспышек у ярких звезд с амплитудой $\geqslant 1^m$, включая указанную с величиной $16^m.7$, только одна имеет амплитуду $\geqslant 5^m.0$, в то время как из 105 вспышек у более слабых звезд такую большую амплитуду имеет 41. Очевидно, что по условиям наблюдений вспышки с малой амплитудой у слабых звезд (например, с амплитудой 2^m у звезд с 20^m) не могли наблюдаться. Но можно полагать, что процент потерянных вспышек не может быть много больше 50. Поэтому, даже считая, что у более слабых звезд должно было бы наблюдаться за то же время 210 вспышек, все же получается, что одна из пяти вспышек имеет амплитуду $5^m.0$. Несомненно, это не может быть результатом случайных флуктуаций и указывает на реальное возрастание средних амплитуд вспышек с уменьшением блеска.

Наблюдаемое возрастание амплитуд с уменьшением блеска, по-видимому, можно считать указанием в пользу того, что среднее зна-

---

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

чение энергии, освобождаемой при каждой вспышке, мало зависит от светимости вспыхивающих звезд*.

9. *Зависимость частоты вспышек от яркости вспыхивающих звезд.* Как было показано в разделе 7, наблюдаемое распределение вспышек вспыхивающих звезд, у которых наблюдалось n_k вспышек ($k=1$, 2 и т. д.), очень хорошо представляется суммой двух пуассоновских распределений с различными частотами. Уже одно это означает, что вспыхивающие звезды в Плеядах имеют разные частоты вспышек. При этом весьма важно то обстоятельство, что звезды, вспыхивающие относительно чаще, являются наиболее яркими объектами. Это является некоторым указанием на то, что частота вспышек зависит от яркости. В связи с этим мы попытались прямо получить частоты вспышек у звезд разной яркости на основе имеющегося в нашем распоряжении материала. С этой целью все известные вспыхивающие звезды Плеяд были разделены на три примерно равные группы по блеску: $14^m2 - 16^m7$, $16^m8 - 18^m2$, $18^m3 - >21^m5$. Используя формулы (11) и (12), мы отдельно для каждой группы вычислили общее число вспыхивающих звезд N и νt. Далее, имея в виду, что почти все наблюдения области Плеяд, послужившие для открытия вспыхивающих звезд, были выполнены на широкоугольных камерах Шмидта, мы приняли эффективное время наблюдений одинаковым (около 750 часов) для всех трех групп и определили среднюю частоту вспышек. Результаты вычислений приводятся в табл. 6.

Таблица 6

m_{pg}	n	n_1	n_2	$n_k \geqslant 3$	n_0	N	νt	ν^{-1} (часы)
$14^m2 - 16^m7$	50	37	9	4	76	126	0.487	1540
$16.8 - 18.2$	50	45	3	2	338	388	0.133	5640
$18.3 - >21.5$	45	41	4		210	255	0.195	3850

Хотя вычисленные значения N и νt, приведенные во второй и третьей строках табл. 6, должны быть отягощены большими ошибками, происходящими от малости соответствующих значений n_2, тем не менее можно считать совершенно реальным более высокое значение средней частоты вспышек для наиболее ярких звезд, приведенное в первой строке таблицы. Этот факт заслуживает большого внимания, и мы вернемся к нему в следующем разделе. С другой стороны, несомненно, что в случае слабых звезд (это особенно относится к третьей строке табл. 6) значительная часть вспышек, а именно вспышки с малой амплитудой, теряется для наблюдателей. Поэтому значения ν^{-1}, приведенные в различных строках табл. 6, несравнимы между собой.

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

* Этими замечаниями мы обязаны В. С. Осканяну.

Таблица 7

r′	$\bar{m}_{pg}$	n	n_1	n_2	$n_{k\geq 3}$	n_0	N	νt	ν^{-1} (часы)
0—46.6	17.2	49	34	10	5	58	107	0.596	1280
46.7—85.1	17.5	48	45	3	—	337	385	0.134	5600
85.2—155.7	17.8	48	44	3	1	323	371	0.136	5520

Сравнение первых двух столбцов табл. 7 показывает, что между средними расстояниями до центра и средними звездными величинами имеется определенная зависимость. Поэтому данные этой таблицы можно также рассматривать как подтверждение наблюдаемой зависимости частот вспышек от яркостей вспыхивающих звезд.

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

Мы не входим в более подробную дискуссию наблюдаемой зависимости частоты вспышек от звездной величины в минимуме по следующей причине. Серьезное значение могут иметь лишь выводы, основанные на сопоставлении сравнимых между собой величин. Если речь идет о сравнении частот вспышек, находящихся в данном интервале амплитуд, то очевидно, что недостатком рассматриваемого материала будет значительный недоучет вспышек с малой амплитудой у слабых звезд. С другой стороны, если нас интересуют вспышки, для которых энерговыделение заключено в определенных пределах, то следует учитывать, что вспышка с амплитудой в одну величину для звезд 14^m примерно равнозначна вспышке в пять величин у звезд $18^m.5$. Если мы не регистрируем у звезд 14^m вспышки меньше 0.7 величины, то не должны считать вспышек с амплитудой, меньшей четырех величин у звезд $18^m.5$.

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

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

Таблица 8

№	HH	m_v	$\overline{\Delta m_a}$	S_p	Число вспышек	Литература
8	357	13.46	1.3	K6Ve	9	[8, 18, 19]
14	906	15.24	2.1	K7—M0Ve	6	[18, 19]
17	1306	13.39	1.2	K5(e)	5	[18, 22]
21	1653	13.31	0.9	K4.5e	4	[18, 19]

Мы видим, что все четыре звезды принадлежат к группе наиболее ярких вспыхивающих звезд, а три из них находятся у самой границы (V=13.30), отделяющей область вспыхивающих звезд от невспы-

хивающих на оси визуальных звездных величин. Хотя можно возразить, что открытие вспышек у более ярких звезд несколько легче, чем у более слабых, однако наблюдательная селекция совершенно не может объяснить столь разительный результат.

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

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

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

Из этой таблицы можно сделать два вывода:

1. Между вспыхивающими и невспыхивающими звездами (конечно, речь идет о вспышках с амплитудами не менее 0.5 величины) существует резкое разграничение по звездной величине.

2. Если бы вспыхивающие звезды, заканчивающие свою деятельность, имели бы частоту вспышек, близкую для всего агрегата, то мы должны были бы обнаруживать вспышки только у одной из каждых четырех. На самом деле у всех пяти заканчивающих вспышечную карьеру звезд вспышки наблюдались. Это означает, что у этих объектов частота вспышек повышенная.

Таблица 9

HII	V	n	HII	V	n	$\overline{\Delta m_v}$
2588	13.10	0	1531	13.30	2	0.6
3187	13.12	0	1653	13.31	4	0.9
380	13.19	0	1306	13.39	5	1.2
451	13.25	0	2104	13.41	1	4.0
945	13.29	0	3019	13.45	1	1.0

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

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

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

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

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

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

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

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

1. Плеяды содержат более 600 вспыхивающих звезд-карликов. Их видимые визуальные величины больше $13^m.25$.

2. Существует резкая граница на оси визуальных величин между вспыхивающими звездами и звездами, у которых вспышки не наблюдаются. Все или почти все члены Плеяд, для которых $V\geqslant13.29$, являются вспыхивающими. У звезд, для которых $V<13.29$, вспышек не наблюдалось. Однако следует учитывать, что применяемый фотографический метод является грубым и практически позволяет регистрировать лишь вспышки с $A>0^m.5$. Вполне возможно, что применение бо-

лее точных методов к «пограничным звездам», т. е. регистрация вспышек с малыми амплитудами, приведет к смещению указанной границы в сторону более ярких звезд.

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

Следует учесть, что оценки частот в известной мере условны и зависят от чувствительности метода наблюдений. Можно быть уверенным, что если бы нам удавалось регистрировать вспышки с A = 0^m.1, то значения средних частот сильно увеличились бы.

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

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

ЛИТЕРАТУРА

1. Амбарцумян В. А., Мирзоян Л. В., Саакян Г. С., Всехсвятский С. К., Казютинский В. В. Проблемы современной космогонии. М.: Наука, 1969.
2. Шварцшильд М. Строение и эволюция звезд. М.: ИЛ, 1961.
3. Амбарцумян В. А. Эволюция звезд и астрофизика. Ереван: Изд-во АН Арм. ССР, 1947.
4. Амбарцумян В. А. Вводный доклад на симпозиуме по эволюции звезд на VIII съезде МАС. М.: Изд-во АН СССР, 1952.
5. Амбарцумян В. А. Сообщ. Бюраканск. обс., 13, 1953.
6. Haro G. Symposium on Stellar Evolution, ed. J. S hale, Astr. Obs. Nat. Univ. of La Plata, La Plata, 1962, p. 37.
7. Haro G., Chavira E. Vistas in Astronomy, Vol. 8, ed. A. Beer and K. Aa. Strand, Pergamon Press, London, 1964, p. 89.
8. Rosino L. et al. Contr. Asiago Obs., № 69, 1956, № 125, 1956; № 127, 1964; № 189, 1966.
9. Мирзоян Л. В., Парсамян Э. С. П. З. 15, 470, 1965.
10. Мирзоян Л. В., Парсамян Э. С., Чавушян О. С. Сообщ. Бюраканск. обс., 39, 3, 1968.
11. Мирзоян Л. В., Парсамян Э. С., Каллоглян Н. Л. Сообщ. Бюраканск. обс., 40, 31, 1969.
12. Mirzoyan L. V., Parsamian E. S. Non-Periodic Phenomena in Variable Stars, ed. L. Detre, Hungarian Academic Press, Budapest, 1969.
13. Haro G., Parsamian E. S. Bol. Obs. Tonantzintla, 5, № 31, 41, 1969.

14. Molina E. C. Poisson's Exponential Binomal Limit. New York, D. Van Nostrand Company. 1943.
15. Бейтмен Г., Эрдейн А. Таблицы интегральных преобразований, т. I. Преобразования Фурье, Лапласа, Мелдина. М.: Наука, 1969.
16. Амбарцумян В. А. Звезды туманности, галактики. Труды Бюраканского симпозиума. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1969, с. 283.
17. Haro G. Stars and Stellar Systems, Vol. 7, ed. B. M. Middlehurst and L. H. Aller, Univ. of Chicago Press, Chicago, 1968, p. 141.
18. Haro G., Chavira E. Bol. Obs. Tonantzintla, 5, № 31, 23, 1969.
19. Parsamian E. S., Chavira E. Bol. Obs. Tonantzintla, 5, № 31, 35, 1969.
20. Rosino L. New Flare Stars Observed at Asiago in 1968—69, private Communtcation, 1969.
21. Hertzsprung E, Sanders C., Koorman C. J. et al. Ann. Leiden Obs., 19, № 1A, 1947.
22. Johnson H. L., Mitchell R. I. Ap. J., 128, 31, 1958.
23. Bok B. J. Sky and Telescope, 10, 213, 1951.
24. Bok B. J. Ten Lectures on the Kinematics and Dynamics of our Galaxy, Stony Brook University, Long Island, 1968, p. 184.

О ПРОЦЕНТЕ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД СРЕДИ ПЕРЕМЕННЫХ ТИПА RWAUR В АССОЦИАЦИИ ОРИОНА

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

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

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

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

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

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

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

2. Известно, что среди вспыхивающих звезд в ассоциации Ориона

Астрофизика, 6, 31, 1970.

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

а) они находятся в области $4\times4^\circ$ с центром в Трапеции Ориона. Эта область особенно подробно изучалась для выявления звездных вспышек;

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

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

Отобранные 193 звезды и составляют изучаемую нами совокупность, и все выводы, которые мы сделаем, строго говоря, относятся только к ней. В нее почти не входят, например, звезды слабее $m_{pg}=16$, для которых RW-активность еще совершенно не изучена.

Три списка вспыхивающих звезд, составленные Аро [3] и Аро совместно с Чавира [4], содержат 254 вспыхивающих звезды в ассоциации Ориона. К ним мы прибавили из нового списка Розино 36 звезд, не входящих в [3, 4]. Таким образом оказалось, что к настоящему времени мы знаем 290 вспыхивающих звезд в этой области неба. Нам нужно было выяснить, какие звезды из нашего списка 193 звезд типа RW входят в состав 290 вспыхивающих звезд.

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

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

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

$$N=40$$

для полного числа вспыхивающих звезд нашей выборки. Иными словами, *около 20% отобранных RW переменных являются вспыхивающими.*

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

$$\bar{n}_k=Ne^{-\nu}\frac{(\nu)^k}{k!}. \tag{4}$$

где ν—средняя частота вспышек.

Имеем

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

что дает возможность по (4) вычислить

$$\bar{n}_3=0.5;\quad \bar{n}_4=0.03,$$

что находится в более чем хорошем согласии с наблюдениями, показывающими

$$n_3=0.5 \quad n_4=0.06.$$

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

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

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

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

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

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

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

2) UV-фаза и RW-фаза начинаются у звезды совместно, после

ее формирования, но RW-фаза кончается у каждой звезды раньше, а UV-активность продолжается.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Тем не менее, бросается в глаза, что наиболее яркие переменные звезды ($m < 13.0$) совершенно не наблюдались во вспышках. Это мож-

Таблица 1

Распределение вспыхивающих звезд среди переменных типа RW Возничего по значениям блеска в максимуме

Значение блеска в максимуме переменности	<13.0	13.0—13.7	13.8—14.5	14.6—15.3	15.4—16.1	>16.1
Число переменных	28	22	43	62	35	3
Число переменных, у которых наблюдались вспышки	0	3	7	4	2	0
Процент переменных, у которых наблюдались вспышки	0	14	16	6	6	0

но истолковать в том смысле, что звезды высоких светимостей ($M < 5.5$) проходят всю стадию RW-переменности без заметных вспышек. Это не исключает того, что у них могут быть вспышки, имеющие те же значения абсолютной энергии, что и у более слабых звезд. Просто вспышки в этих случаях могут «теряться» в большом общем излучении звезды.

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

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

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

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

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

ЛИТЕРАТУРА

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

ФУОРЫ

Объекты типа FU Ориона (фуоры) характеризуются тем, что они вдруг за короткий промежуток времени повышают свою светимость в наблюдаемой части спектра более чем в сто раз, после чего долгие годы сохраняют повышенную светимость. Дается объяснение этому явлению на основе предположения, что до подъема блеска в области, непосредственно окружающей звезду, имеются источники энергии, большая часть которой выделяется в виде энергии корпускулярного излучения. Во время подъема блеска образуется, как показывают наблюдения, оболочка, внутри которой оказываются эти внешние источники. Поэтому после подъема блеска почти вся энергия источников испускается в виде потока теплового излучения.

Проведена параллель между различиями в излучении префуора и постфуора, с одной стороны, и различиями между излучением быстрых и медленных вспышек, с другой стороны. В случае верности построенной картины медленные вспышки, возникающие в результате освобождения энергии под фотосферой, должны излучать в фотографических лучах в сто раз больше энергии, чем эквивалентные им (по энергии взрыва) быстрые вспышки.

Хорошо известно, что проблемам звездной эволюции посвящено огромное число работ, носящих главным образом теоретический характер. Авторы этих работ обычно исходят из существующей теории внутреннего строения звезд. Они рассматривают эволюцию звезды как последовательный переход от одних равновесных моделей к другим. Принимается, что эволюция звезды обусловлена ходом термоядерных реакций и постепенным расходованием вступающих в эти реакции ядер.

Мы здесь не будем критиковать такой теоретический и несколько схематический подход. Отметим лишь, что, на наш взгляд, он не оказался достаточно плодотворным. Поэтому целесообразно вновь обратить большее внимание на другой путь изучения эволюции звезд, основанный на анализе наблюдательных данных. Как известно, этот второй путь в свое время позволил получить значительную информацию о ранних стадиях развития звезд различных масс, о групповом звездообразовании и т. д.

При анализе наблюдательных данных не следует пренебрегать изучением и таких явлений, которые кажутся настолько редкими и так легко могут потонуть среди моря внешне подобных им фактов, что при поверхностном рассмотрении кажутся не столь существенными. Более того, их большая редкость может заставить ошибочно считать объекты, в которых наблюдаются эти явления, какими-то исключениями, как бы уродами, не могущими повлиять на выявление общих закономерностей звездной эволюции. Между тем, если какое-либо быстро протекающее явление происходит, скажем, лишь один раз за время жизни звезды, оно будет наблюдаться среди окружающих нас звезд

Астрофизика, 7, 557, 1971.

крайне редко, несмотря на то, что оно может быть закономерной и даже очень важной ступенью эволюции всех звезд или, скажем, звезд, имеющих массы, заключенные в определенных пределах.

Здесь мы хотим обратить внимание на одну весьма редко наблюдаемую группу явлений, которая при тщательном изучении, как нам кажется, может пролить некоторый свет на вопросы звездной эволюции.

1. *Звезды типа* FU *Ориона.* В конце прошлого года от шведского астронома Гуннара Веллина нами был получен препринт его краткого сообщения, касающийся следующего: звезда LkH 190, находящаяся в туманности Северной Америки (NGC 7000) среди группы звезд с яркими линиями (типа T Тельца и др.) и имевшая по Хербигу в 1957 г. величину $m_{pg} = 16.0$ и мало менявшая в те годы свою яркость, оказалась в 1970 г. имеющей блеск [1] $m_{pg} = 10.0$. Сравнение различных негативов указывает на то, что резкое возрастание блеска имело место в конце 1969 г. С тех пор блеск этой звезды изменился немного. Согласно фотоэлектрическим измерениям Григоряна (Бюракан), в середине июня 1971 г. ее блеск равнялся $m_{pg} = 10.8$. Нет сомнения, что в этом случае мы имеем дело с таким же резким подъемом блеска, какой имел место в 1936 г. в случае FU Ориона. Как известно, до подъема блеска звезда FU Ориона была 16-й величины, но после вспышки в 1936 году она стала ярче 10-й величины, а затем, медленно слабея, дошла, примерно, до $m_{pg} = 10.5$, причем теперь блеск почти не меняется. Таким образом, в обоих случаях звезда перешла из одного состояния, где ее блеск немного колебался около некоторого низкого уровня, в другое состояние, где он примерно в 100 раз больше.

Мы нарочно не употребляем слово «вспышка», а говорим о резком подъеме блеска, ибо речь идет об установлении нового, примерно в 100 раз более высокого уровня на длительный срок, измеряемый, по меньшей мере, сотнями лет. Чтобы избежать в таких случаях употребления термина «вспыхивающие звезды», назовем такие объекты *фуорами.*

Заметим, что P Лебедя является примером подобного же явления. Разница, с точки зрения состояния наших знаний об этих объектах, заключается в следующем.

В случае P Лебедя единственная информация о состоянии звезды до подъема блеска заключается в том, что она не была видна невооруженным глазом. Теперь же у нее $m_{pg} = 4.8$.

В случае FU Ориона мы знаем блеск и до подъема светимости ($m = 16.0$). Но только в случае LkH_α 190 мы знаем также спектр до подъема блеска, который соответствовал позднему карлику типа T Тельца [2]. К сожалению, вследствие малости дисперсии Хербиг не дал определения спектрального типа по линиям поглощения. Имеются и другие объекты, у которых наблюдалось значительное повышение блеска за короткий период с дальнейшим установлением более или менее стационарного состояния. Поэтому не следует исключать возможность после анализа соответствующих наблюдений включения их также в группу звезд-фуоров.

Существенно, что как FU Ориона, так и особенно LkH_α 190, показывают после подъема блеска спектральные особенности, характерные для звезд относительно высокой светимости. В частности, звезды LkH_α 190 наблюдаемая эмиссионная линия H_γ имеет с коротковолновой стороны абсорбционный компонент, смещенный на 420 км/сек. Иными словами, у этой звезды ныне имеет место непрерывное истечение вещества, подобное тому, которое установлено у P Лебедя. Как

известно, в результате такого истечения вокруг звезды должна возникнуть протяженная оболочка. Кроме того, оказывается, что атмосферы LkH. 190 и FU Ориона богаты литием, что является характерным для молодых звезд. Наконец, все три упомянутые звезды находятся в звездных ассоциациях.

Если придерживаться обычных представлений о звездном излучении, то переход звезды с одного уровня более или менее стационарной светимости к другому, во много раз более высокому, должен быть объяснен изменением суммарной мощности источников энергии в звезде. Однако трудно представить себе, что за несколько месяцев внутреннее строение звезды могло бы настолько измениться, чтобы суммарная мощность источников возросла бы более чем в 100 раз. Поэтому следует найти другое объяснение.

Сущность предлагаемого нами объяснения заключается в том, что в пространстве над фотосферой некоторых или всех звезд типа Т Тельца, где-нибудь в области короны или даже выше, имеются интенсивные и постоянно действующие источники энергии. Часть этой энергии выделяется в виде нетеплового непрерывного излучения в голубых, фиолетовых и ультрафиолетовых лучах. У некоторых звезд типа Т Тельца это излучение настолько сильно, что непосредственно наблюдается в виде «ультрафиолетового эксцесса» в спектре соответствующей звезды (например, XX Ориона, NS Ориона, NX Единорога). Максимум этого нетеплового излучения находится, однако, в более далеком ультрафиолете и не наблюдается с поверхности Земли. Во многих случаях простирающийся до наблюдаемого с Земли близкого ультрафиолета «хвост» этого эксцесса может быть настолько слаб, что незаметен на фоне теплового излучения самой звезды в тех же длинах волн. Тем не менее, наличие эксцесса в далеком ультрафиолете можно довольно уверенно устанавливать, исходя из наличия в спектрах этих звезд эмиссионных линий. Мы не останавливаемся здесь на вопросе о том, какая часть энергии, отдаваемой нетепловыми источниками, превращается в электромагнитное излучение и какая часть выделяется в виде кинетической энергии корпускул, выбрасываемых в окружающее пространство. Однако, если принять, что выделяемая энергия есть результат неизвестных нам первичных процессов типа ядерного распада, то коэффициент конверсии этой энергии в наблюдаемые с поверхности Земли фотографические лучи в тех случаях, когда освобождение энергии происходит в разреженном околозвездном пространстве, должен быть очень мал. Вероятно, он меньше, чем 0.01. Вся остальная энергия предполагаемого процесса распада должна выделяться либо в виде кинетической энергии испускаемых при этом и уходящих в мировое пространство частиц, либо же в виде более коротковолнового электромагнитного излучения, не пропускаемого нашей атмосферой.

С другой стороны, когда вокруг подобной звезды по каким-либо причинам (например, вследствие начавшегося процесса истечения) образована оболочка, непрозрачная не только для коротковолнового излучения, но и для частиц высоких энергий, то вся энергия, выделяемая источниками, оказавшимися внутри оболочки, будет испускаться в виде теплового излучения последней, и при температурах оболочки порядка 10 000° коэффициент конверсии в фотографические лучи будет близок к единице.

Иными словами, образование оболочки должно в этих условиях повести к усилению превращения в фотографические лучи энергии, выделяемой предполагаемыми источниками, более чем в сто раз.

Таким образом, мы предполагаем, что дело не в увеличении мощности источников энергии, а *в увеличении благодаря появлению оболочки, коэффициента конверсии в фотографические лучи энергии, выделяемой предполагаемыми источниками.*

Ультрафиолетовый эксцесс, наблюдаемый у некоторых звезд типа Т Тельца, имеет примерно такое же распределение энергии, что и излучение вспышек звезд типа UV Кита. Поэтому ряд исследователей высказывал предположение, что в обоих случаях мы имеем дело по существу, с одним и тем же физическим процессом, но только у вспыхивающих звезд он носит строго дискретный характер.

Тем более интересно, что в случае вспыхивающих звезд мы имеем дело с такими же различиями в коэффициенте конверсии, какие мы вынуждены были допустить у фуоров до и после процесса подъема блеска. В третьем разделе рассматриваются причины этих различий.

2. *Понятие о калориметрических звездных величинах.* Известно, что при обсуждении вопросов, касающихся светимости звезд, оказалось очень полезным ввести понятие о видимых и абсолютных болометрических величинах и болометрических поправках к визуальным или фотографическим величинам. В отношении тел, которые испускают в окружающее пространство значительное по количеству уносимой кинетической энергии корпускулярное излучение, желательно наряду с болометрическими величинами, характеризующими полную мощность электромагнитного излучения, ввести систему звездных величин, характеризующих всю испускаемую за единицу времени энергию, включая как полную энергию электромагнитного излучения, так и кинетическую энергию всех испускаемых корпускул. Эту систему целесообразно назвать *калориметрической* системой звездных величин. Естественным определением таких звездных величин может служить формула

$$m_{kal}=m_{bol}-2.5\lg\frac{L_k+L}{L}, \tag{1}$$

где L есть светимость в электромагнитных волнах, а L_k—полная кинетическая энергия, уносимая в единицу времени испускаемыми частицами. Соответственно можно дать определение калориметрических поправок.

Сделаем попытку определить «калориметрическую поправку»

$$\delta'=m'_{kal}-m'_{pg}, \tag{2}$$

для фуора до подъема его яркости. В дальнейшем все звездные величины, относящиеся к стадии, предшествующей подъему блеска, будем обозначать одним штрихом, а относящиеся к стадии после подъема блеска и успокоения звезды—двумя штрихами. В таком случае сущность нашей гипотезы можно выразить уравнением

$$m'_{kal}=m''_{bol}. \tag{3}$$

Сравнивая (3) и (2), можем написать

$$\delta'=(m'_{bol}-m'_{pg})+(m''_{pg}-m'_{pg}). \tag{4}$$

Первый член правой части (4) представляет собой *болометрическую поправку к фотографической величине* (а не к визуальной, как обычно определяется болометрическая поправка) *после вспышки.* Поскольку предполагается, что после подъема блеска фуор дает нормаль-

ное тепловое излучение, эта поправка может быть вычислена по эффективной температуре. Для T = 10 000 она равна —0.4. Вероятно, такая поправка хорошо соответствует как FU Ориона, так и LkH. 190. Что касается второго члена формулы (4), то он представляет собой непосредственно наблюдаемую величину подъема блеска, которая в обоих случаях равна 5. Таким образом, имеем

$$z' = -5.4.$$

Однако полученная таким образом калориметрическая поправка для фуора, которому еще предстоит подъем блеска (префуор), не имеет простого физического смысла, так как электромагнитное излучение префуора состоит из двух частей: теплового излучения (t) звезды и нетеплового излучения (nt), исходящего от источника (или источников), расположенного над фотосферой. Очевидно, что коэффициент конверсии освобождаемой этими источниками энергии в излучение фотографической части спектра определяется прежде всего второй частью. Поэтому мы должны искать калориметрическую поправку взятого в отдельности нетеплового излучения префуора. Обозначим эту поправку через δ. Имеем

$$\delta = m_{kal}^{nt} - m_{pg}^{nt}. \tag{5}$$

Используем также равенство

$$10^{-0.4 m_{kal}^{nt}} = 10^{-0.4 m_{bol}^{t}} - 10^{-0.4 m_{b}^{t}},$$

где m_{bol}^{t} означает болометрическую величину теплового излучения префуора. Это равенство означает, что калориметрическая светимость префуора в целом является суммой мощности теплового излучения звезды и калориметрической светимости нетепловых источников (производящих как корпускулярное, так и электромагнитное излучения). Учитывая также равенства (3) и (5), легко получить, что

$$\delta = m_{kal}^{nt} - m_{pg}^{nt} = (m_{bol}^{*} - m_{pg}^{*}) + (m_{pg}^{*} - m_{pg}^{nt}) - 2.5 \lg |1 - 10^{-0.4(m_{b}^{t} - m_{bol}^{t})}|. \tag{6}$$

По существу, однако, последний член очень мал (порядка нескольких сотых), и поэтому можем пользоваться формулой

$$m_{kal}^{nt} - m_{pg}^{nt} = (m_{b}^{*} - m_{pg}^{*}) + (m_{pg}^{*} - m_{pg}^{nt}). \tag{7}$$

К сожалению, из спектральных наблюдений префуора LkH$_\alpha$ 190, произведенных Хербигом, нельзя определить величину нетеплового слагаемого в фотографических лучах. Поскольку, однако, это слагаемое не было особенно отмечено, то можно думать, что оно составляло не более 15% в фотографических лучах. Это означает, что $m_{pg}^{nt} \geqslant 18.0$. С другой стороны, большая интенсивность эмиссионных линий серии Бальмера у префуора говорит в пользу довольно большого эксцесса в далеком ультрафиолете. Исходя из этого можно полагать, что в ближнем ультрафиолете эксцесс не мог быть намного меньше указанных 15%. Поэтому можно грубо принять $m_{pg}^{nt} \simeq 18.0$. Таким образом, из (7) для LkH$_\alpha$ 190 следует

$$\delta = m_{kal}^{nt} - m_{pg}^{nt} \simeq -7.4.$$

Отсюда можно сделать заключение о степени эффективности преобразования выделяемой над фотосферами префуоров нетепловой энергии в фотографические лучи.

Как легко увидеть из таблиц болометрических поправок и показателей цвета планковского излучения, наибольшее значение разности $m_{pg} - m_{vis}$ достигается при $T = 8000°$ и равно —0.2 [3]. Поэтому полученное нами значение означает, что у префуора коэффициент конверсии освобождаемой энергии в фотографические лучи по меньшей мере в 700 раз меньше, чем при нормальном тепловом излучении звезд типа F, где он максимален. Все это означает, что подъем яркости фуора связан с увеличением указанного коэффициента конверсии по крайней мере в несколько сот раз. В дальнейшем такая же разность б будет, правда, очень грубо, определена нами для энергии, освобождающейся при быстрых вспышках у молодых звезд, входящих в звездные агрегаты.

3. *Медленные и быстрые вспышки у вспыхивающих звезд.* В настоящем разделе мы хотим несколько подробнее, чем это было сделано в 1954 году [8], остановиться на вспышках, происходящих у некоторых поздних карликов типа UV Кита в окрестности Солнца и у более широких групп карликов в ассоциациях (Орион, NGC 2264, NGC 7023) и в молодых скоплениях (Плеяды).

Суть выдвинутого нами тогда представления заключалась в том, что каждая вспышка является результатом освобождения некоторого количества энергии, которое до вспышки было сильно сконцентрировано и заключено в некоторой порции «дозвездного вещества». Мы намеренно избегали строить гипотезы о природе этого дозвездного вещества, подчеркивая лишь, что это не разреженное вещество, а скорее сверхплотное вещество. Таким образом, речь шла об определенных массах этого вещества, способных относительно долгое время находиться в стабильном состоянии, могущих быть вынесенными в пространство, окружающее звезду (может быть, в корональные слои и даже дальше, на расстояния, превосходящие несколько радиусов звезды), и могущих там подвергнуться почти *мгновенному распаду*.

То, что наблюдаемое явление происходит, как правило, *над поверхностью звезды*, вытекает из своеобразного распределения энергии в непрерывном спектре вспышки (большой ультрафиолетовый эксцесс). Здесь нет значительных количеств поглощающего вещества, а тем самым и условий для термализации спектра излучения. То, что здесь мы имеем дело со взрывом, а не спокойным расширением выброшенной из звезды массы горячего газа, что предполагалось рядом авторов, подтверждается фотоэлектрическими наблюдениями с большим временным разрешением, согласно которым время возрастания блеска часто измеряется, буквально, секундами.

Нами было указано, что наряду со случаями, когда освобождение энергии происходит над фотосферическими слоями, можно представить себе случаи освобождения энергии под фотосферическими слоями. Эти последние случаи можно в свою очередь разделить на две группы:

1) Освобождение энергии имеет место глубоко во внутренних слоях звезды, откуда энергия добирается до поверхности за многие годы или месяцы. В таком случае сам процесс выделения энергии будет продолжаться только немногим более короткие сроки, т. е. затянется, по крайней мере, на месяцы или недели. Это значит, что мы не будем наблюдать никаких отдельных вспышек, а лишь общий усредненный их результат, сводящийся к некоторому увеличению яркости звезды.

2) Освобождение энергии имеет место непосредственно под фотосферическими слоями, на такой глубине, откуда энергия добирается (путем диффузии излучения или ионизационной волны) до поверхности в течение нескольких часов. Тогда и сам наблюдаемый процесс вспышки должен продолжаться несколько часов. При этом процесс повышения блеска звезды должен протекать гораздо медленнее, чем в тех случаях, когда освобожденная энергия проходит над поверхностью звезды, а цвет дополнительного излучения должен зависеть от амплитуды яркости. Чем меньше эта амплитуда, тем ниже должна быть цветовая температура дополнительного излучения.

Профессор Аро своими первыми наблюдениями «медленных вспышек», резко отличающихся по своей природе от «быстрых вспышек», целиком подтвердил существование двух классов вспышек у вспыхивающих звезд в Орионе, а недавнее открытие со стороны Парсамян [7] медленной вспышки в Плеядах показало, что медленные вспышки встречаются и у членов более старых агрегатов, чем ассоциация Ориона.

Теперь мы хотим обратить внимание на некоторые количественные данные, вытекающие из наблюдений, которые оказались в хорошем соответствии с нашей гипотезой о природе медленных и быстрых вспышек.

Дело в том, что если вспышки представляют собой результат распада сверхплотного вещества, т. е. какого-то тела ядерной плотности на совокупность частиц, то в пустоте конверсия энергии распада в оптическое излучение наблюдаемых нами частот будет очень мала. Большая часть энергии распада превратится либо в кинетическую энергию образовавшихся частиц (как это имеет место, например, при β-распаде), либо же в электромагнитное излучение типа γ-квантов, рентгеновских квантов или далекого ультрафиолета.

Совершенно другое положение будет иметь место, когда распад происходит под фотосферическими слоями. В этом случае вся энергия распада, кроме разве энергии нейтрино, будет превращена в тепловую энергию излучения звезды. Иными словами, в оптических лучах энергия вспышки должна в этих случаях быть во много раз больше, чем при быстрых вспышках. Отношение это трудно определить, не представляя более конкретного механизма процесса вспышки. Одной из возможных конкретизаций является механизм, предложенный Гуреяном, когда на выделенных при распаде электронах (или позитронах) происходит антикомптоновское рассеяние квантов теплового излучения звезды. При таком механизме коэффициент конверсии должен быть меньше 0,01. Тогда энергия в оптических лучах при медленной вспышке должна более чем в сто раз превосходить энергию в оптических лучах, выделяемую при быстрых вспышках.

Наблюдения показывают, что 1) медленные вспышки наблюдаются во много раз реже, чем быстрые вспышки; 2) при медленных вспышках встречаются амплитуды не меньшие, чем при быстрых вспышках. Если в фотографических лучах наибольшие амплитуды быстрых вспышек в ассоциации Ориона достигают 5 величин, то одна из наблюденных Аро в Орионе (у звезды ВЗО 177) медленных вспышек имела в тех же лучах амплитуду 8,4; 3) цвет излучения медленных вспышек более красный, чем у быстрых вспышек.

Первое из названных здесь обстоятельств связано, по-видимому, с тем, что для наблюдения медленной вспышки со сколько-нибудь заметной амплитудой необходимо, чтобы освобождение энергии имело место в слое относительно небольшой линейной толщины (может быть,

порядка всего сотни километров) под фотосферой (случай 2). Для быстрых же вспышек освобождение энергии возможно на протяжении десятков и сотен тысяч километров над фотосферой. Если, например, считать, что распад дозвездных масс, выбрасываемых наружу, происходит более или менее спонтанно, то вероятность распада в каком-либо слое должна быть пропорциональна времени пребывания в этом слое, т. е. толщине слоя. Поэтому редкость медленных вспышек вполне понятна.

Второе из приведенных обстоятельств непосредственно указывает на то, что *при медленных вспышках наблюдаемая полная энергия выделившегося оптического излучения иногда в несколько десятков раз превосходит полную энергию, которая наблюдается в оптических лучах при быстрых вспышках*, поскольку при мощности излучения того же порядка длительность медленной вспышки в десятки раз больше. Таким образом, наблюдаемое соотношение полных энергий медленных и быстрых оптических вспышек находится в полном соответствии с развитым выше представлением о различных значениях коэффициента конверсии в этих двух случаях.

Наконец, третье из упомянутых обстоятельств тоже вполне соответствует нашему представлению о природе медленных вспышек.

Итак, имеющиеся пока данные о различиях между медленными и быстрыми вспышками подтверждают гипотезу, согласно которой вспышки связаны с высокоэнергетическими процессами распада.

4. *О коэффициенте конверсии энергии распада во время звездных вспышек.* Исходя из того, что префуоры и вспыхивающие звезды являются членами одних и тех же звездных ассоциаций, можно думать, что процессы распада и освобождения энергии имеют в обоих случаях одну и ту же физическую природу. Тогда можно было бы ожидать, что коэффициент конверсии в пустоте освобождаемой энергии в фотографические лучи при этих процессах должен быть одинакового порядка. Выше мы видели, что во время медленных вспышек мы измеряем звездную величину, которая с учетом некоторых поправок соответствует полной энергии взрыва, в то время как при быстрой вспышке только небольшая часть освобождающейся энергии выделяется в виде фотографических лучей. Однако в отличие от фуоров в данном случае трудно определить значение калориметрической поправки δ, так как сравнивая данные о какой-либо медленной вспышке с данными о какой-либо быстрой вспышке, мы никогда не можем быть уверены, что два соответствующих взрыва были идентичными по своему масштабу. Поэтому результаты таких сравнений при всей нашей осторожности могут дать лишь качественные результаты.

Однако проблему можно решить, если бы в нашем распоряжении был богатый статистический материал. Например, мы могли бы взять для сравнения такую быструю вспышку, что ровно 10% всех быстрых вспышек обладали бы в фотографических лучах большей энергией, чем выбранная вспышка. Точно так же мы могли бы среди медленных вспышек выбрать такую, что только 10% всех медленных вспышек обладают энергиями, большими, чем энергия данной вспышки. Такие две вспышки можно было бы считать результатом взрыва одинакового масштаба, с той разницей, что одна произошла *над* фотосферой, а другая—*под* фотосферой.

Помимо отсутствия достаточного материала для подобных тестов, следует сказать, что результаты могут быть сильно искажены влиянием различий в вероятности обнаружения вспышек разного типа.

Поэтому пришлось бы придумывать более тонкие статистические тесты, которые требуют, в свою очередь, еще большего количества наблюдательных данных. Между тем, как упоминалось, они пока отличаются крайней скудностью. Поэтому мы вынуждены произвести более грубые сравнения, чем даже упомянутый статистический тест.

Мы можем констатировать, что подавляющее большинство быстрых вспышек, наблюденных в Орионе, имеет ультрафиолетовую амплитуду ΔU менее шести звездных величин, хотя в редких случаях такая амплитуда была достигнута и даже превзойдена. Медленная вспышка звезды ВЗО 177 27.XII.1965 [4] является самой мощной из всех наблюденных в ассоциации Ориона вспышек. Поэтому можно считать, что если мы примем ее эквивалентной быстрой вспышке с амплитудой $\Delta U=6.0$, то не допустим большой ошибки. Но амплитуда медленной вспышки ВЗО 177, о которой идет речь, в ультрафиолете была $\Delta U=8.4$. Таким образом, разность звездных величин в максимуме двух таких вспышек равна 2.4. Однако нужно учесть, что продолжительность пребывания в максимуме при медленной вспышке была порядка трех часов, в то время как при быстрых вспышках она не превосходит 15 минут. На самом деле время пребывания вблизи максимума при быстрой вспышке много меньше пятнадцати минут. Однако мы не должны забывать, что нас интересует энергия вспышки. Поэтому следующие две ошибки, возникающие при применяемом методе фотографических наблюдений вспышек почти точно друг друга компенсируют. Во-первых, в несколько раз переоценивается продолжительность пребывания вблизи максимума, а во-вторых, примерно во столько же раз уменьшается оцененная яркость звезды в максимуме из-за эффекта усреднения. Исходя из сказанного, можно утверждать, что при медленной вспышке, о которой идет речь, выделилось в U примерно в 200 раз больше энергии, чем при эквивалентной быстрой вспышке. Считая, что в случае медленной вспышки болометрическая ее величина соответствует калориметрической величине быстрой вспышки, мы можем написать

$$\delta = m^r_{kal} - m^r_{pg} = (m^s_{bol} - m^s_{pg}) + (m^s_{pg} - m^r_{pg}) =$$

$$= (m^s_{bol} - m^s_{pg}) + (U^s - U^r) + (m^s_{pg} - U^s) - (m^r_{pg} - U^r) \qquad (8)$$

Значки r и s обозначают здесь соответствующие величины для быстрых и медленных вспышек, однако нужно иметь в виду, что в отличие от п. 2 звездные величины, введенные здесь, характеризуют не мощность излучений, а интегралы от нее, взятые по продолжительности соответствующей вспышки. Иными словами, речь идет о сравнении излучаемых *энергий*. В таком случае, согласно приведенной оценке, второй член правой части равен —5.7 величины. Сумма двух последних членов выражения (8) представляет собой разность цветов $\Delta(U-m_{pg})$ для быстрой и медленной вспышек. Настоящего цвета медленной вспышки мы не знаем. Однако имеются указания, что они имеют более красный цвет. Считая, что эта разность заключена между —0.5 и —1.0, примем ее равной —0.7. Что касается первого члена правой части (8), то он представляет болометрическую поправку медленной вспышки, и было бы разумным считать его малым. Положив ее равной —0.3, мы получим для калориметрической поправки быстрой вспышки $\delta=-6.7$. Сравнение этой цифры со значением δ для нетеплового излучения пре-фуора показывает, что коэффициент конверсии в фотографические лучи в обоих случаях имеет один и тот же порядок величины.

5. *О продолжительности постфуорной стадии.* Итак, имеющиеся данные о фуорах позволяют думать, что процесс подъема их блеска связан со следующим переходом.

Звезды типа T Тельца с UV эксцессом (префуор)	——— Явление фуора подъем блеска (формирование оболочки)	——— Звезды типа A с характеристикой P Лебедя (постфуор)

Хотя постфуоры представляют, вероятно, довольно однородную по многим физическим свойствам группу объектов, все же следует отметить, что в двух рассмотренных случаях (FU Ori и Lk H, 190) абсолютные величины близки к нулю, в то время как у самой P Лебедя, как и у других объектов типа P Лебедя в O-ассоциациях, абсолютные фотографические величины порядка—7.0. Следует признать, что мы пока не можем сказать, из каких объектов возникают *сверхгиганты* типа P Лебедя, однако их частое присутствие в O-ассоциациях заставляет предполагать, что и здесь начальной фазой была звезда типа T Тельца с источниками энергии огромной мощности.

Зная частоту явления фуоров, а также число объектов со спектральной характеристикой P Лебедя, мы могли бы сделать оценку продолжительности постфуорной стадии, точнее, той ее части, в которой непрерывное истечение вещества продолжается с достаточной интенсивностью.

За последние пятьдесят лет (с 1920 года) наблюдалось всего два типичных фуора, которые после стабилизации их блеска остались звездами ярче $11^m.0$. Конечно, могли бы быть и случаи, когда на явление фуора не обратили внимания. Однако нужно считать, что если для данной области неба когда-либо производилось сравнение двух пластинок, разделенных длительным промежутком времени (порядка двух десятков лет или больше), то обнаружение вспыхнувшего за промежуток времени, протекший между двумя снимками в этой области неба, фуора, ставшего ярче $11^m.0$, должно быть произведено с вероятностью, близкой к единице. Хотя подобные сравнения производятся на обсерваториях настолько часто, что ими, несомненно, была уже охвачена большая часть северного полушария, все же обычно промежутки времени между двумя снимками не очень велики. Если даже примем, что усредненное по всему небу значение максимального промежутка времени Δt, для которого производилось сравнение, равно 20 годам (считая при этом усреднении $\Delta t = 0$, если такие сравнения вовсе не производились), то получится, что мы могли бы обнаружить в лучшем случае лишь 40% фуорировавших за последние 50 лет и ставших ярче $11^m.0$ звезд. Тогда полное число звезд, фуорировавших за полстолетие в северном полушарии, окажется порядка 5; иными словами, за десятилетие фуорирует одна звезда. С другой стороны, если T есть средняя продолжительность той постфуорной фазы, когда характеристика P Лебедя в спектре еще может быть обнаружена, а вместе с тем блеск существенно не уменьшился, то для полного числа N_p звезд ярче 11.0 с P—характеристикой мы должны иметь

$$N_p = 0.1 \cdot T.$$

К сожалению, имеющиеся данные недостаточны для оценки числа N_p. Однако среди звезд каталога HD северного неба известно не более одного десятка звезд с P-характеристикой [5]. Хербиг [6] подробно исследовал спектры звезд, связанных с кометарными туманностями,

но и там ему удалось обнаружить только 4 звезды с Р-характеристикой, одна из которых, однако, 13^m.0. Тем не менее, можно считать, что более подробное изучение спектров основной массы звезд HD, в особенности в области линии H_α, позволит удвоить или даже утроить число выявленных объектов с Р-характеристикой. Кроме того, HD содержит лишь небольшую часть (около одной трети) звезд ярче 11^m.0. Поэтому, очень грубо, можно считать, что на северном небе $N_1 \sim 60$. Отсюда следует, что продолжительность интересующей нас постфуорной стадии должна быть порядка 600 лет. Впрочем, мы должны быть осторожны в наших выводах, так как истинной частоты появления фуоров, превращающихся в сверхгиганты типа Р Лебедя, даже грубо мы не знаем. Продолжительность жизни этих сверхгигантов может быть намного большей, чем у постфуоров более низкой светимости.

Несомненно, однако, что фаза спектра типа Р Лебедя у постфуоров низкой светимости непродолжительна. Наши расчеты были очень грубыми, но все же можно утверждать, что постфуорная стадия в этих случаях продолжается не более, чем срок порядка одной тысячи лет. Но тогда возникает вопрос, что происходит после завершения этой стадии, т. е. что представляют из себя постпостфуоры, возвращается ли звезда к своему первоначальному блеску, т. е. к блеску префуора, или же сохраняет повышенную яркость? На этот вопрос пока трудно ответить. Несомненно лишь, что случая резкого падения блеска (антифуор) до сих пор не было открыто. Поэтому остаются две возможности: сохранение достигнутого уровня блеска или постепенная ликвидация оболочки с падением блеска в течение десятилетий или столетий. Если была бы справедлива первая возможность, то в течение, скажем, сотни миллионов лет должно было бы накопиться до десяти миллионов постфуоров, имеющих видимый блеск ярче 11 величины. Однако такого количества звезд ярче 11 величины вообще нет. Поэтому приходится сделать заключение, что через короткое время блеск звезды должен вновь падать.

6. *О природе источника нетеплового и корпускулярного излучения префуора.* В настоящее время трудно сказать что-либо определенное о природе источника нетеплового и корпускулярного излучения префуора. Мы сознательно не касались этого вопроса, так как знание природы источника может быть существенно лишь при более детальном исследовании фуоров. Отметим лишь, что нельзя сразу исключить предположение, что таким источником является сверхплотный спутник той звезды (красного карлика), который дает тепловое излучение префуора. Нельзя, далее, исключить того, что оболочка выбрасывается сверхплотным компонентом. В этом случае необязательно, чтобы красный карлик в постфуорной стадии находился внутри оболочки. Его излучение будет просто незаметно в присутствии излучения оболочки. В этом случае расстояние между компонентами может быть велико. Если даже оно будет равно десяткам астрономических единиц, это не будет противоречить наблюдениям.

Наоборот, если оболочка выбрасывается красным карликом, то сверхплотный спутник должен затем оказаться внутри оболочки, а это означает, что расстояние между компонентами не должно превосходить нескольких миллионов километров, что, вероятно, может привести к некоторым трудностям в объяснении деталей явления.

Возможны и другие предположения о природе источника. На данном этапе мы воздерживаемся от их подробного обсуждения.

Автор выражает глубокую благодарность д-ру Г. Веллину за

присылку извещения о фуоре в Лебеде, проф. Г. Аро за письменное сообщение, в котором он независимо от автора пришел к представлению о новом классе объектов и подчеркнул возможную связь со звездными вспышками, а также Э. Парсамян за дополнительное освещение вопросов, относящихся к медленным вспышкам. Автор обязан покойному К. Григоряну за устное сообщение о произведенных им оценках блеска фуора в Лебеде в июне 1971 года.

Примечание. Работа В. А. Амбарцумяна о фуорах вызвала большой интерес у астрофизиков. Кроме двух изученных в ней фуоров, были найдены еще четыре фуороподобных объекта. Были также предприняты попытки объяснить явление фуоров с других позиций. Однако большинство из предложенных с этой целью гипотез к настоящему времени отвергнуто. Обзор работ по фуорам дается в статьях Г. Хербига (Ap. J. 217, 693, 1977) и Л. В. Мирзояна (Астрофизика, 18, 463, 1982).

ЛИТЕРАТУРА

1. Herbig G. H. IBVS, No. 543, 1971.
2. Herbig G. H. Ap J., 128, 259, 1958.
3. Allen C. W. Astrophysical Quantities, Athlone Press. 1955.
4. Haro G., Parsamian E. Bol. Obs. Tonantzintla, 5, No. 31, 45, 1968.
5. Merrill P., Borwell C. Ap. J., 78, 87, 1933.
6. Herbig G. H. Contr. Lick. Obs Ser. 11, No. 99, 1960.
7. Парсамян Э. С. Астрофизика, 7, 500, 1971.
8. Амбарцумян В. А. Сообщ. Бюраканск. обс., № 13, 1954.

ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЯХ И АССОЦИАЦИЯХ

Проблема возникновения и эволюции звезд уже давно привлекает внимание исследователей. Неизменно растет число работ, посвященных этой проблеме.

При этом четко выделяются два разных подхода к проблеме происхождения и эволюции звезд [1].

В подавляющем большинстве работ для определения путей эволюции звезд применяется чисто *теоретический (умозрительный)* метод. Теоретический метод основан на построении мыслимо возможных моделей звезд и вычислении изменений их параметров во времени [2—5]. Постулируется, что в начальных стадиях развития, до достижения звездами главной последовательности на диаграмме Герцшпрунга-Рессела, эволюция звезд обусловлена гравитационной конденсацией диффузной материи в звезды, сопровождаемой превращением гравитационной энергии в звездное излучение [4, 5]. В дальнейшем, после достижения звездами главной последовательности, эволюция звезд обусловлена термоядерными реакциями, вступающими в действие в недрах звезд, в качестве источников энергии, излучаемой звездами [2, 3].

Таким образом, теоретический подход исходит из двух гипотез: о формировании звезд в результате конденсации диффузной материи, при гравитационной природе их излучения до достижения главной последовательности, и о термоядерной природе источников звездной энергии после достижения этой последовательности.

Несмотря на большую ценность отдельных работ, выполненных в указанном направлении, обе гипотезы, лежащие в его основе, далеко не очевидны и нуждаются в подтверждении.

С другой стороны, так как астрофизика является прежде всего наблюдательной наукой, то естественно требовать, чтобы закономерности происхождения и эволюции звезд определялись главным образом на основе обобщения и всестороннего анализа данных наблюдений. При этом крайне желательно, чтобы при таком обобщении и анализе наблюдательных данных ограничиваться минимальным числом гипотез, могущих предопределить выводы о закономерностях процессов происхождения и эволюции звезд.

Изложенные принципы определяют *наблюдательный подход* к проблеме происхождения и эволюции звезд [1].

Рассмотренные выше два подхода возможны, в частности, при определении путей развития звезд, на ранних стадиях их эволюции.

Здесь мы остановимся на вспыхивающих звездах типа UV Кита и тех, которые находятся в открытых скоплениях и звездных ассо-

---

Доклад на симпозиуме МАС № 67 „Переменные звезды в звездных системах", 1974. 3. „Variable Stars and Stellar Evolution" ed. V. E. Sherwood and L. Plaut, 1975 (Соавтор Л. В. Мирзоян).

циациях. Это значит, что нас интересуют проблемы развития звезд малой массы (карлики с массой меньше 1 $M_\odot$).

* * *

Открытие и исследование звездных ассоциаций, физических систем недавно возникших молодых звезд [6—8], позволило выявить некоторые закономерности звездообразовательного процесса исключительно на основе наблюдательных данных. Выяснилось, например, что звезды возникают сообща, группами. Это важное положение о групповом возникновении звезд, остававшееся до этого вообще вне рассмотрения со стороны представителей теоретического направления, во многом способствовало изучению ранних стадий эволюции звезд.

В частности, исследование Т-ассоциаций, состоящих из молодых карликовых звезд типа Т Тельца, привело к выводу [6—8] о том, что при своем рождении эти звезды выходят на главную последовательность в различных ее частях.

Наблюдательные данные свидетельствуют об активных динамических процессах, происходящих в фотосферах, хромосферах и вообще во внешних слоях молодых карликовых звезд [8—11].

В самых ранних стадиях, длительностью порядка 10^6 лет, это переменность типа RW Возничего, весьма часто сопровождаемая хромосферной активностью, выражающейся в появлении эмиссионных линий и ультрафиолетовой непрерывной эмиссии в спектре (спектр типа Т Тельца). Имеются основания допустить, что эта непрерывная эмиссия имеет нетепловую природу, а источники энергии, порождающие эмиссионный спектр и вызывающие неправильные изменения мощности излучения указанных звезд, находятся или временами проявляются во внешних слоях [8—13].

В следующей стадии эволюции карликовых звезд, длительностью порядка 10^7—$5 \cdot 10^8$ лет и зависящей от массы звезды, появляется вспышечная активность. При этом имеются наблюдательные свидетельства о том, что стадия переменности типа RW Возничего и стадия вспышечной активности (стадия UV Кита) взаимно перекрываются. Так, например, статистика вспышек некоторой выборки переменных звезд типа RW Возничего в ассоциации Ориона показала (14), что вспышечная активность наступает лишь на более позднем этапе переменности.

Сравнительно редко наблюдаемыми, но, вероятно, не менее важными формами активности карликовых звезд, имеющими эволюционное значение, являются переходы из состояния низкой светимости в состояние более высокой светимости на длительное время, что мы наблюдаем в фуорах [11, 15, 16] и объектах Хербига-Аро [9, 11]. Заметим, что ни одна из этих форм активности, наблюдаемых на ранних стадиях эволюции звезд, не была ни предсказана, ни даже сколько-нибудь разумно объяснена теоретиками, принимающими за основу гипотезу о конденсации молодых звезд из диффузного вещества. Между тем, существование указанных форм активности является наиболее фундаментальной характерной особенностью этих звезд.

Для подробного изучения характера физических процессов, происходящих во вспыхивающих звездах, и для более прямого исследования природы вспышек удобнее всего концентрировать внимание на отдельных вспыхивающих звездах типов M0e—M6e, находящихся в окрестностях Солнца [17—19].

Некоторые аспекты этой проблемы рассмотрены нами в обзорном докладе на Бамбергском коллоквиуме по переменным звездам [16].

Для изучения эволюции вспышечной активности и вывода статистических закономерностей целесообразно сосредоточить внимание прежде всего на вспыхивающих звездах в звездных агрегатах: ассоциациях и скоплениях.

Открытие первых вспыхивающих звезд в звездной ассоциации Ориона, подтверждающее ранее предсказанную родственность этих звезд со звездами типа T Тельца [9], было сделано Аро и его коллегами [20].

В дальнейшем вспыхивающие звезды были обнаружены и в сравнительно более старых звездных скоплениях [21].

Уже первые исследования вспыхивающих звезд в ассоциациях и молодых звездных скоплениях позволили Аро [21—24] установить ряд важных закономерностей:

1. Все звездные агрегаты, возраст которых порядка 10^8 лет или меньше, содержат вспыхивающие звезды.

2. В каждом агрегате можно определить некоторый спектральный тип Sp_0, который разграничивает нижнюю часть главной последовательности, в которой встречаются вспыхивающие звезды, от верхней части, в которой нет вспыхивающих звезд. Эта последняя область соответствует спектральным типам более ранним, чем Sp_0. Можно говорить и о граничной абсолютной величине M_0.

3. По мере перехода от более молодых агрегатов к более старым этот граничный тип Sp_0 перемещается к более поздним спектральным типам. В старых скоплениях вспыхивающие звезды встречаются лишь среди типа M. В соответствии с изменением Sp_0 меняется также граничная абсолютная величина M_0.

Заметим, что определение граничного спектра Sp_0 зависит от метода наблюдений, точнее от минимальной амплитуды вспышки, еще обнаруживаемой при этом методе. Поэтому при сравнении статистики вспыхивающих звезд и вспышек в различных агрегатах надо пользоваться данными, полученными одинаковыми методами наблюдений, или вводить соответствующие поправки.

Изложенные выше закономерности допускают следующее простое истолкование. После происхождения стадии развития типа T Тельца или в последней фазе этой стадии все молодые, недавно сформировавшиеся звезды вступают в стадию вспышечной активности [14]. При этом следует считать, что стадия, когда звезда способна показывать фотографические вспышки (амплитуда вспышек при фотографическом методе их обнаружения больше 0^m.6), длится тем короче, чем больше масса сформировавшейся звезды. Иначе говоря, темпы развития звезды определяются, как и следовало ожидать, ее массой.

Серьезным свидетельством в пользу такого истолкования заключений Аро, нашедших подтверждение в наблюдениях Розино и сотрудников [25], оказалась первая оценка полного числа вспыхивающих звезд в Плеядах на основе статистического исследования уже известных вспыхивающих звезд.

Опишем вкратце примененный с этой целью метод [26, 27].

Оценку полного числа вспыхивающих звезд в какой-либо системе можно получить при двух следующих предположениях:

1. Последовательность вспышек у каждой вспыхивающей звезды — процесс случайный, который описывается законом Пуассона.

2. Средняя частота вспышек у всех вспыхивающих звезд данной системы одинакова

В этом случае нетрудно показать, что число n_k звезд системы, у которых наблюдались по k вспышек, с приемлемым приближением определяется выражением

$$n_k = N e^{-\nu t} \frac{(\nu t)^k}{k!}, \tag{1}$$

где N—полное число вспыхивающих звезд в системе, ν—средняя частота вспышек, а t—общая эффективная продолжительность всех наблюдений системы.

Формула [1] позволяет выразить число n_0 тех вспыхивающих звезд системы, которые еще не были наблюдены во вспышке, через числа n_1 и n_2, известных вспыхивающих звезд, у которых уже наблюдались, соответственно, по одной и по две вспышки:

$$n_0 = \frac{n_1^2}{2n_2}. \tag{2}$$

Тогда полное число вспыхивающих звезд в системе определяется как сумма уже известных и еще не известных вспыхивающих звезд

$$N = \sum_k n_k. \tag{3}$$

Следует добавить, что первое из сделанных предположений вполне обосновано. Возможность представления последовательности вспышек у отдельных звезд законом Пуассона была подтверждена, например, в работе В. С. Осканяна и В. Ю. Теребижа [28], на основе исследования длинных рядов фотоэлектрических наблюдений некоторых вспыхивающих звезд типа UV Кита окрестности Солнца. Кроме того, существуют дополнительные причины, благодаря которым числа наблюденных вспышек должны хорошо удовлетворять закону Пуассона. Именно вследствие отсутствия непрерывности в наблюдениях вспыхивающих звезд и почти случайного их распределения во времени, определяемого независимыми от вспыхивающей звезды факторами (время года, время суток, погода, выделенное для этих наблюдений время на телескопе и т. д.), даже не вполне случайное распределение должно приблизиться к пуассоновскому, т. е. вероятность наблюдения k вспышек за эффективное время наблюдений t для каждой звезды с большей степенью приближения можно представить законом (1).

Что касается второго предположения, то от него можно и отказаться. Однако при отличающихся средних частотах вспышек у разных вспыхивающих звезд в системе равенство (2) превращается в неравенство и применение (2) дает лишь нижний предел числа n_0.

В этом более общем случае мы имеем [27]:

$$\frac{n_1^2}{2n_2} \leqslant n_0 \leqslant \frac{n_1^2}{n_2}, \tag{4}$$

а вместо формулы (1) выражение

$$n_k = \sum_l N_l e^{-\nu_l t} \frac{(\nu_l t)^k}{k!}, \tag{5}$$

где l—число групп с различными средними частотами вспышек, а N_l и ν_l, соответственно, полное число вспыхивающих звезд и средняя частота вспышек в данной группе.

Наконец, формула (1), примененная для k=1 и k=2, позволяет определить среднюю частоту вспышек для данной совокупности вспыхивающих звезд на основе известных n_1 и n_2:

$$\nu t = \frac{2n_2}{n_1}. \qquad (6)$$

Первая оценка полного числа вспыхивающих звезд в Плеядах была получена в 1968 г. [26] с помощью формул (2) и (3). Было установлено, что скопление Плеяды должно содержать, по крайней мере, несколько сот вспыхивающих звезд. Вскоре выяснилось, что вспыхивающие звезды в этой системе обладают неодинаковыми средними частотами вспышек. В дальнейшем более точные оценки полного числа вспыхивающих звезд в Плеядах основывались на представлении наблюденных чисел n_k формулой (5) при l=2 [27, 29—31].

Поскольку это сравнительно молодое скопление (возраст порядка $20 \cdot 10^6$ лет [32]) находится относительно близко от нас и весьма богато вспыхивающими звездами, оно было выбрано для дальнейшего подробного исследования фотографическим методом, с помощью широкоугольных камер системы Шмидта. Благодаря выполнению совместной программы наблюдений обсерваториями Тонанцинтла, Бюраканской, Азиаго и Будапештской, число известных вспыхивающих звезд в области Плеяд в настоящее время перевалило за 400 [31].

Исследования Плеяд, основанные на данных этих наблюдений, привели к следующим заключениям [27, 29—31]:

1. Число фотографических, т. е. показывающих вспышки с фотографической амплитудой больше 0^m.6, вспыхивающих звезд в этой системе порядка одной тысячи.

2. Средние частоты вспышек у различных вспыхивающих звезд в Плеядах вообще различны, но большинство из них испытывает в среднем одну фотографическую вспышку примерно за 3600 часов.

3. С понижением светимости в нормальном состоянии, вне вспышек (в минимуме блеска), средняя частота наблюдаемых вспышек возрастает.

4. Если ввести плотность числа вспышек, происходящих за некоторый длительный (для получения более реальной статистики) промежуток времени, то эта плотность имеет минимум в центральной области Плеяд. Это обусловлено тем, что звезды, находящиеся в центральной части скопления, имеют более низкие средние частоты вспышек. Этим обстоятельством, по-видимому, следует объяснить обнаруженную ранее разреженную полость в пространственном распределении известных вспыхивающих звезд в Плеядах [33].

5. Абсолютное число вспыхивающих звезд, приходящихся на единичный интервал звездных величин, возрастает к низким светимостям и достигает максимума в интервале абсолютных фотографических величин $M_{pg} = 12.0 - 12.5$, после чего оно начинает падать. Для $M_{pg} > 13.5$, что соответствует видимой фотографической звездной величине +19.0, на расстоянии Плеяд, трудно быть уверенным, что среди вспыхивающих имеется сколько-нибудь заметное число членов скопления Плеяд. Иными словами, начиная с $M_{pg} = +19.0$ (в минимуме), число наблюдаемых в области Плеяд вспыхивающих звезд так мало, что их трудно выделить среди звезд фона.

Рассмотрим несколько подробнее некоторые из этих заключений.

Первое из них относительно обилия вспыхивающих звезд в Плеядах, будучи сопоставлено с имеющимися представлениями о полном числе звезд в этом скоплении, может рассматриваться как веское свидетельство в пользу того, что *стадия вспышечной активности является закономерной стадией развития звезд, через которую проходят все карликовые звезды.* Это весьма важное заключение подтверждает, что характерной особенностью одной из наиболее ранних стадий развития карликовых звезд является вспышечная деятельность.

В первых наших публикациях по этим вопросам делался вывод [26, 27], что вероятно все звезды Плеяд с видимой фотографической величиной >14.3 являются вспыхивающими. Однако это заключение оказалось слишком поспешным. Оценка, основанная на применении формул (2) и (3), полного числа вспыхивающих среди выделенных Герцшпрунгом и др. [34] физических членов Плеяд, обладающих видимыми фотографическими величинами, заключенными между $14^{m}.5$ и $16^{m}.0$, показала [29, 30], что лишь немного более половины из них оказались вспыхивающими в период наблюдений (это не значит, однако, что у всех них наблюдались вспышки, поскольку в полное число вспыхивающих звезд N входит и число n_0 тех вспыхивающих звезд, у которых вспышки не наблюдались).

С другой стороны, процент вспыхивающих в интервале фотографических величин от $13^{m}.0$ до $14^{m}.5$, во всяком случае, намного меньше 50%. Если допустим, что и при $m_{pg} = 16.5$ только половина членов Плеяд вспыхивает, то полное число членов Плеяд окажется порядка 2000, что слишком велико. Поэтому очень правдоподобно заключение, что процент звезд, являющихся в период наблюдений вспыхивающими, возрастает с увеличением m_{pg} и где-то близ $m_{pg} \sim 18^{m}$ близко к 100%. Конечно, здесь всюду речь идет о звездах, способных производить фотографические вспышки.

Что касается средней частоты вспышек, то следует отметить, что хотя большинство звезд в Плеядах имеет, в среднем, близкие друг к другу частоты вспышек, однако максимальное и среднее значения наблюдаемых средних частот отличаются на один порядок. При этом число вспыхивающих звезд сильно возрастает с убыванием средней частоты.

Далее, факт возрастания средней частоты вспышек при переходе к вспыхивающим звездам низких светимостей, подтверждаемый данными табл. 1 (n—число известных вспыхивающих звезд), можно легко объяснить, если допустить, что истинная частота вспышек с энергией, превосходящей заданное E_0, и распределение вспышек по энергиям для вспыхивающих звезд различных светимостей одинаковы, или же что средняя энергия вспышек при переходе к звездам высокой светимости во всяком случае растет медленнее самой светимости. В обоих этих случаях, при той же нижней границе для фотографических амплитуд вспышек ($>0^{m}.6$) у более слабых звезд мы должны наблюдать заметно больше вспышек. Это и следует из данных табл. 1.

Таким образом, из наблюдаемого возрастания средней частоты вспышек с понижением светимости вовсе еще не следует, что слабые вспыхивающие звезды обладают более высокой вспышечной активностью, чем яркие. Наблюдаемая более высокая вспышечная активность у слабых звезд может быть обусловлена только тем, что у этих звезд можно наблюдать более слабые по энергиям вспышки.

Данные о средней частоте вспышек тех же звезд, относящиеся

на этот раз только к вспышкам с близкими энергиями, подтверждают это.

Таблица 1

m_{pg}	n	n_1	n_2	νt
13.0—14.0	12	9	2	0.44
14.0—15.0	50	14	4	0.57
15.0—16.0	57	27	8	0.59
16.0—17.0	73	38	17	0.90
17.0—18.0	109	68	14	0.41
18.0—19.0	88	44	20	0.91
19.0—20.0	31	10	7	0.88

Взяв в качестве нижней границы энергии энергию вспышки с фотографической величиной $m_f = 14.0$ и рассматривая все вспышки более мощные, мы получим данные, представленные в табл. 2 (во втором столбце приведены соответствующие средние для данного интервала m_{pg} граничные амплитуды).

Таблица 2

m_{pg}	Δm_{pg} (min)	n	n_1	n_2	νt
13.0—14.0	0.53	8	6	2	0.67
14.0—15.0	1.03	14	10	4	0.80
15.0—16.0	1.75	7	6	1	0.33
16.0—17.0	2.6	8	7	1	0.29
17.0—18.0	3.6	12	10	2	0.40
18.0—19.0	4.5	14	12	2	0.33
19.0—20.0	5.5	6	6	0	<0.33

Несмотря на некоторую неопределенность, связанную с недостаточной статистикой, данные табл. 2, по-видимому, свидетельствуют, что в этом случае даже имеет место слабое убывание средней частоты вспышек с одинаковыми энергиями с уменьшением светимости. Это убывание может быть обусловлено как простым уменьшением частоты при неизменности распределения значений энергии, так и медленным убыванием средней энергии вспышек при уменьшении светимости вспыхивающих звезд.

Для решения этого вопроса разделим вспышки, включенные в статистику табл. 2, на две группы по энергиям, относя к группе I вспышки с амплитудами от Δm_{pg} (min) до Δm_{pg} (min) + 1, а к группе II вспышки с амплитудами $> \Delta m_{pg}$ (min) + 1. Мы получаем следующее распределение вспышек по этим группам (табл. 3).

Отношение числа вспышек второй группы к числу вспышек первой группы в пределах точности не показывает систематических изменений со светимостью. Это означает, что вторая из перечисленных возможностей ближе к истине. Интересно, что в среднем почти 80% всех вспышек ярче принятой граничной энергии $m_f = 14$ не превышает по энергии этот предел более чем на 1^m, а более мощные вспышки составляют лишь около одной пятой части. Это дает некоторое представление о «функции светимости» больших вспышек.

Таблица 3

Mpg	Группа I	Группа II	Все вспышки
13.0—14.0	9	1	10
14.0—15.0	16	5	21
15.0—16.0	7	1	8
16.0—17.0	8	1	9
17.0—18.0	10	4	14
18.0—19.0	15	1	16
19.0—20.0	4	2	6
Всего	69	15	84

* * *

Среди ближайших скоплений, после Плеяд, сравнительно хорошо изучено в отношении вспыхивающих звезд скопление Ясли. В настоящее время уже известно 30 вспыхивающих звезд в этой области.

Так как расстояние скопления Ясли мало отличается от расстояния Плеяд, то представляет определенный интерес сравнение данных относительно вспыхивающих звезд для двух этих систем.

Оценки полного числа вспыхивающих звезд в системе Ясли, основанные на статистике до сих пор наблюденных в этой области вспышек, показывают, что скопление Ясли содержит более 150 вспыхивающих звезд, способных к фотографическим вспышкам. Таким образом, полное число вспыхивающих звезд в Яслях значительно меньше их полного числа в Плеядах.

В противоположность этому статистические оценки показывают, что средняя частота вспышек в скоплении Ясли несколько выше, чем в Плеядах.

Наконец, как и в Плеядах, в скоплении Ясли при убывании светимости сначала происходит возрастание абсолютного числа вспыхивающих звезд, приходящихся на единичный интервал звездных величин. И в этом случае максимум абсолютного числа вспыхивающих звезд достигается в интервале фотографических абсолютных величин $M_{pg} = 12.0—12.5$. При переходе к более слабым звездным величинам число вспыхивающих звезд резко падает и притом принадлежность их к скоплению становится сомнительной.

Хотя число уже известных вспыхивающих звезд в Яслях недостаточно большое для надежной статистики (суммарная длительность всех наблюдений Плеяд достигает примерно 2 300 часов, а Ясель—около 400 часов), тем не менее отмеченные выше различия между системами Плеяд и Ясель кажутся нам реальными.

Для проблемы эволюции звезд большое значение имеет определение начальной функции светимости, то есть функции светимости рождающихся звезд.

Как выше упоминалось, процент вспыхивающих звезд среди достаточно слабых членов Плеяд близок к 100. Предположив, что то же самое справедливо и для других не слишком старых скоплений, мы можем в качестве первого приближения определять количества очень слабых членов скоплений посредством нахождения полного числа вспыхивающих звезд.

В этом случае становится возможным определить число очень слабых звезд в соответствующих скоплениях.

Так как число ярких звезд в этих скоплениях достаточно хорошо известно на основе их собственных движений, то появляется возможность получить определенные сведения о начальной функции светимости скоплений. Что касается абсолютно слабых звезд ($M_{pg} = 12$ и слабее), то соответствующие сведения можно надеяться получить из статистики наиболее слабых вспыхивающих звезд в рассматриваемых системах.

С этой целью оценим отношение полного числа, N_f, ярких, обычно вовсе не проходящих через фазу вспышечной активности звезд со светимостями, заключенными в интервале $M_{pg} = +2 \div +4$ (мы берем такой интервал, из которого звезды еще не могли уйти из главной последовательности) к полному числу N_b вспыхивающих звезд, обладающих в минимуме блеска абсолютными фотографическими светимостями, $M_g = \div 10.5 \div 12.5$, в рассмотренных нами скоплениях Плеяды и Ясли. Здесь мы берем настолько слабые вспыхивающие звезды, что они вряд ли могли успокоиться во время жизни Ясель, а тем более Плеяд. Необходимые для этой цели данные о ярких звездах Плеяд и Ясель мы заимствовали из каталогов Э. Герцшпрунга и коллег [34] и Г. Вандерлиндена [35] соответственно, а оценки полного числа вспыхивающих звезд указанных светимостей в этих системах получены на основе данных картотеки вспыхивающих звезд, составленной в Бюракане. Результаты определения соответствующих чисел и их отношении приведены в нижеследующей таблице:

Таблица 4

Параметр	Плеяды	Ясли	Гиады	Волосы Вероники	Литература
$m - M$	5.5	6.0	3.0	4.5	[36]
N_f	363	73	37	11	[24,31,40,41]
N_b	31	43	26	10	[34,35,37,38]
N_f/N_b	11.7	1.7	0.7	0.9	

Из данных табл. 4 следует, что отношение полного числа вспыхивающих звезд, к полному числу ярких, невспыхивающих звезд со светимостями, заключенными в соответствующих интервалах, для скопления Плеяд почти на порядок больше этого же отношения для скопления Ясли.

Нетрудно показать, что это не обусловлено различием возрастов этих скоплений. Действительно, как указывалось выше, интервалы светимостей для невспыхивающих и вспыхивающих звезд выбраны таким образом, что независимо от имеющегося различия в возрастах скоплений в них, этим интервалам соответствуют в первом случае яркие звезды, еще не ушедшие из главной последовательности, а во втором случае звезды, сохраняющие вспышечную активность. Поэтому наблюдаемое различие величин этого соотношения следует рассматривать как прямое свидетельство различия начальных функций светимости скоплений Плеяды и Ясли, так как при одинаковой начальной функции светимости мы имели бы одинаковую величину рассматриваемого отношения.

Следует добавить, что более скудные и менее надежные данные о вспыхивающих звездах в скоплении Гиады и Волосы Вероники, представленные в таблице, указывают величину порядка единицы для отношения N_f/N_b, то есть на то, что начальная функция свети-

мости этих скоплений мало отличается от начальной функции светимости скопления Ясли.

Конечно, предположение о том, что все звезды, или по крайней мере большая часть звезд рассматриваемых скоплений, имеющие абсолютные величины между 10^m5 и 12^m5, находятся в состоянии вспышечной активности, должно быть проверено. В пользу такого предположения говорит рассмотрение звезд главной последовательности, находящихся в том же интервале абсолютных величин в объеме радиусом 10 парсек вокруг Солнца.

Оказывается, что из 65 таких звезд вспышечная активность обнаружена только у шести. Однако при этом следует учесть, что сколько-нибудь длительное слежение происходило лишь за несколькими из остальных 59 звезд. Поэтому процент вспыхивающих звезд среди указанной группы может быть близок к 50. Поскольку среди звезд наших окрестностей наверняка должны быть объекты более старые, чем Плеяды и Ясли, то следует ожидать, что в указанных скоплениях большая часть звезд того же интервала светимостей—вспыхивающие.

Выше мы изложили некоторые результаты статистического исследования вспыхивающих звезд в скоплениях, которые представляют значительный интерес для проблемы эволюции карликовых звезд.

Для дальнейшего исследования первоочередной является расширение объема наблюдений с охватом всех ближайших скоплений, в том числе более старых скоплений, с возрастом порядка 10^9 лет.

Накопление новых наблюдений будет способствовать окончательному решению рассмотренных в докладе вопросов, а также вопросов, не рассмотренных нами из-за отсутствия необходимых наблюдательных данных.

Например, весьма важно выяснить, имеются ли вообще в ассоциациях и скоплениях, в частности в Плеядах, вспыхивающие звезды весьма низких светимостей ($M_{pg}>15$), близких по светимости к звездам типа UV Кита окрестностей Солнца. Имеющиеся очень скудные наблюдательные данные, по-видимому, свидетельствуют об отсутствии очень слабых звезд типа Т Тельца в ассоциации Ориона. Представляет определенный интерес вопрос о возможной связи между этими явлениями.

С этой точки зрения, а также для исследования влияния на результаты статистических подсчетов, относящихся к вспыхивающим звездам в звездных агрегатах, в частности на приведенные нами результаты, крайне необходимо сравнительное изучение вспыхивающих звезд в звездных агрегатах и в окружающем галактическом поле (среди звезд фона).

Авторы доклада выражают благодарность В. С. Осканяну за сведения о вспыхивающих звездах окрестностей Солнца и Г. Б. Оганян за помощь в сборе статистических данных, использованных в докладе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Амбарцумян, В. А., Мирзоян Л. В. В кн.: Проблемы современной космогонии, 2-е изд., М.: Наука, 1972, гл. I и II.
2. Шварцшильд М. Строение и эволюция звезд, М.; ИЛ, 1961.
3. Iben I. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 5, 571, 1967.
4. Hayashi C. Stellar Evolution, ed. R. F. Stein and A. G. W. Cameron, Plenum, Press, New York, 1966, p. 193.
5. Hayashi C. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 4, 171, 1966.
6. Амбарцумян В. А. Эволюция звезд и астрофизика, Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1947.

7. Амбарцумян В. А. Вводный доклад на симпозиуме по эволюции звезд на VIII съезде МАС. М.: Изд-во АН СССР, 1952
8. Амбарцумян В. А. Проблемы эволюции Вселенной. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1968.
9. Амбарцумян В. А. Сообщ. Бюракан. обс., 13, 1954.
10. Herbig G. H. Adv. Astron. Astrophys., 1, 47, 1962.
11. Kuhi L. V., Roy J. Astr. Soc. Can., 60, 1, 1966.
12. Горбацкий В. Г., Мирзоян Л. В. Звезды, туманности, галактики. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1969, с. 83.
13. Walker M. F. Stellar Evolution, ed, R. E. Stein and A. G. W. Cameron, Plenum Press, New York, 1966, p. 405.
14. Амбарцумян В. А. Астрофизика, 6, 31, 1970.
15. Амбарцумян В. А. Астрофизика, 7, 557. 1971.
16. Ambartsumian V. A., Mirzoyan L. V. Colloquium on Variable Stars, Veroff. Bamberg, 9, No. 100, 98 1971.
17. Осканян В. С. Publ Obs. Beograd, No. 10, 1964.
18. Kunkel W. An Optical Study of Stellar Flares, The University of Texas, Austin, 1967.
19. Гершберг Р. Е. Вспышки красных карликовых звезд. М.: Наука, 1970.
20. Haro G. Non-Stable Stars, IAU Symposium No. 3, ed. G. H. Herbig, University Press, Cambridge, 1957, p. 26.
21. Haro G. Symposium on Stellar Evolution, ed. G. Sahade, Astr. Obs. Nat. Univ. La Plata, La Plata, 1962. p. 37.
22. Haro G., Chavira E. Vistas in Astronomy, Vol. 8, ed. A. Beer and K. Aa Strand, Pergamon Press, London, 1961, p. 89.
23. Haro G. The Galaxy and The Magellanic Clouds, IAU-URSI Symposium No. 20, ed F. G. Kerr and A. W. Rodgers, Australian Ac. Sci., Canberra, 1964, p. 30.
24. Haro G. Stars and Stellar Systems, Vol. 7, ed B. M. Middlehurst and L. H. Aller, University of Chicago Press, Chicago, 1968. p. 141.
25. Rosino L. et al. Contr. Obs. Asiago, No. 69, 1956; No. 125, 1962; No. 127, 1964; No. 189, 1966.
26. Амбарцумян В. А. Звезды, туманности, галактики. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1969, с. 283.
27. Амбарцумян В. А., Мирзоян Л. В., Парсамян Э. С., Чавушян О. С., Ерастова Л. К. Астрофизика, 6, 3, 1970.
28. Осканян В. С., Теребиж В. Ю. Астрофизика, 7, 83, 1971.
29. Амбарцумян В. А., Мирзоян Л. В., Парсамян Э. С., Чавушян О. С., Ерастова Л. К. Астрофизика, 7, 319, 1971.
30. Амбарцумян В. А., Мирзоян Л. В., Парсамян Э. С., Чавушян О. С., Ерастова Л. К., Казарян Э. С., Оганян Г. Б. Астрофизика, 8, 485, 1972.
31. Амбарцумян В. А., Мирзоян Л. В., Парсамян Э. С., Чавушян О. С., Ерастова Л. К., Казарян Э. С., Оганян Г. Б., Янкович И. И. Астрофизика, 9, 461, 1973.
32. Sandage A. R. Stellar Populations, ed. D. J. O' Connell, Pontifical Acad. Sci. Rome, 1958, p. 149.
33. Mirzoyan L. V., Mnatsakanian M. A. IBVS, No. 528, 1971.
34. Hertsprung E. et al. Ann. Leiden Obs., No. 19, 1A, 1947.
35. Vanderlinden H. L. Etude de l'Amas de Praesepe, Gembloux, 1933.
36. Becvar A. Atlas Coeli-II. Katalog 1950. O, Praha, 1959.
37. Luyten W. J. The Hyades, University of Minnesota. Minneapolis, 1971.
38. Trumpler R. Lick Obs. Bull., 18, No. 494, 1938
39. Haro G., Chavira E. Bol. Obs. Tonantzintla, 1, No. 1, 1973.
40. Jankovics I. IBVS, No. 839, 1973.
41. Седякина А. Н. Переменные звезды, 18, №2 (134), 1971.

ИТОГИ НАБЛЮДЕНИЙ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ЗВЕЗДНЫХ АГРЕГАТАХ

Введение

Открытие звездных ассоциаций [1] сильно расширило возможности изучения звезд, находящихся на ранних стадиях своего развития. Выяснилось [2, 3], что характерной чертой молодых звезд является их физическая нестационарность, которая обычно проявляется в изменениях мощности и состава их излучения, которые иногда трудно объяснимы в рамках обычных физических представлений. Для молодых карликовых звезд этот вопрос впервые был обсужден В. А. Амбарцумяном [4] в связи с проблемой об источниках энергии звезд. Было обращено внимание на то, что в короткие периоды вспышек звезды типа UV Кита приобретают некоторые признаки, свойственные звездам типа Т Тельца, свидетельствующие о родственности объектов этих двух типов. Возникла идея о том, что вспыхивающие звезды типа UV Кита так же, как и звезды типа Т Тельца, входящие в состав Т-ассоциаций, являются молодыми образованиями.

Эта идея вскоре была подтверждена открытием Аро [5] первых вспыхивающих звезд в ассоциации Ориона (возраст порядка 10^7 лет).

Следующий важный шаг в изучении ранних стадий эволюции красных карликовых звезд—было открытие вспыхивающих звезд в сравнительно молодых звездных скоплениях.

В 1957 г. Митчелл и Джонсон [6], при электрофотометрии скопления Плеяды, случайно обнаружили первую вспыхивающую звезду (HII 1306) в этой системе (возраст 7×10^7 лет).

В дальнейшем в Плеядах и других сравнительно старых, по сравнению со звездными ассоциациями, системах было обнаружено множество вспыхивающих звезд.

Стало очевидным, что в процессе эволюции звезд фаза вспыхивающей звезды значительно более продолжительна, чем фаза звезды типа Т Тельца.

С другой стороны, наблюдения Аро и Чавира [7] вспыхивающих звезд в звездных агрегатах различного возраста показали, что они по своей природе не отличаются существенно от звезд типа UV Кита, находящихся в окрестностях Солнца.

Уже первые наблюдения вспыхивающих звезд в звездных агрегатах позволили Аро [8] высказать идею о том, что молодая карликовая звезда после фазы типа Т Тельца переходит в фазу вспыхивающей звезды, обладающей вспышечной активностью. С этим согласуется и факт существования в ассоциации Ориона звезд, показывающих одновременно характерные особенности звезд типа Т Тельца и вспыхивающих. Некоторые подтверждения получили эти выводы в

В кн.: «Вспыхивающие звезды». Труды симпозиума. Бюракан, 5—8 октября 1976 г. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 63, 1977. (Соавтор Л. В. Мирзоян)

Доклад был представлен Л. В. Мирзояном.

работах Розино и сотрудников [9—12], открывших значительное число вспыхивающих звезд в звездных агрегатах.

После того, как статистическое исследование звездных вспышек на основе планомерных наблюдений вспыхивающих звезд в Плеядах в обсерваториях Азиаго (Италия), Будапештской, Бюраканской и Тонанцинтла (Мексика) показало [13—18] необычное обилие вспыхивающих звезд в этой системе, идея Аро оказалась важной закономерностью.

Этими успешными наблюдениями были в последующем охвачены также звездные агрегаты в Орионе, Яслях, Лебеде и др.

В последние годы некоторые наблюдения вспыхивающих звезд в агрегатах Ориона и Плеяд были проведены также в Абастуманской астрофизической обсерватории и обсерватории в Зоннеберге.

В предлагаемом обзоре подводятся некоторые итоги наблюдений вспыхивающих звезд в звездных агрегатах. Некоторые аспекты этой проблемы были рассмотрены нами в обзорной статье, представленной на Бамбергском Коллоквиуме о переменных звездах и в симпозиуме МАС «Переменные звезды и звездная эволюция» [19, 20]. Этому вопросу, с точки зрения наблюдательного подхода к проблеме эволюции звезд, посвящена также недавно вышедшая статья Аро [21].

Плеяды

К 1 мая 1976 г. в области Плеяд было обнаружено 469 вспыхивающих звезд [18]. Большинство из них принадлежит самому скоплению. Статистика вспышек этих звезд показывает, в согласии с работами В. Амбарцумяна и др. [13—18], что полное число вспыхивающих звезд в этой системе должно быть порядка 1000.

Среди известных вспыхивающих звезд Плеяд средняя частота вспышек самая разнообразная. Средняя частота наблюдаемых вспышек у отдельных звезд может отличаться от других по величине на целый порядок [18].

Сильно отличаются друг от друга вспыхивающие звезды Плеяд и по амплитудам вспышек—по степени вспышечной активности. Об этом свидетельствуют, например, данные табл. 1, относящиеся к вспышкам с фотографическими амплитудами, соответственно меньше и больше $2^m.0$.

Таблица 1

Вспыхивающие звезды с фотографическими амплитудами $\Delta m_{pg}<2.0$ и >2.0

Δm_{pg}	n	n_1	n_2	n_0	N
Все	469	270	71	513	982
<2.0	252	171	3	385	637
>2.0	217	144	45	230	447

В последовательных строчках табл. 1 приведены n_1 и n_2—числа вспыхивающих звезд, уже показавших по одной и, соответственно, по две вспышки, n_0—вычисленное число вспыхивающих звезд, еще не показавших ни одной вспышки и N—оценка полного числа вспыхивающих звезд.

Из этих данных следует, что полное число вспыхивающих звезд, которые могут наблюдаться во вспышках с амплитудами $\Delta m_{pg} \geqslant 2$

(N=447), составляет около половины всех вспыхивающих звезд в системе (N=982). Это не может быть следствием того, что наша статистика основана только на вспышках известных нам 217 вспыхивающих звезд с фотографическими амплитудами $\geqslant 2.0$. Как известно (см., например, [20]), метод определения полного числа вспыхивающих звезд, основанный на вычислении числа вспыхивающих звезд, еще не показавших ни одной вспышки (n_0), с помощью чисел звезд, уже показавших по одной (n_1) и по две (n_2) вспышки, практически не зависит от общего числа известных вспыхивающих звезд (n), использованных для статистики вспышек. Поэтому полученное полное число вспыхивающих звезд, для которых возможны вспышки с амплитудами $\Delta m^{m}_{g} \geqslant 2.0$, отражает действительность.

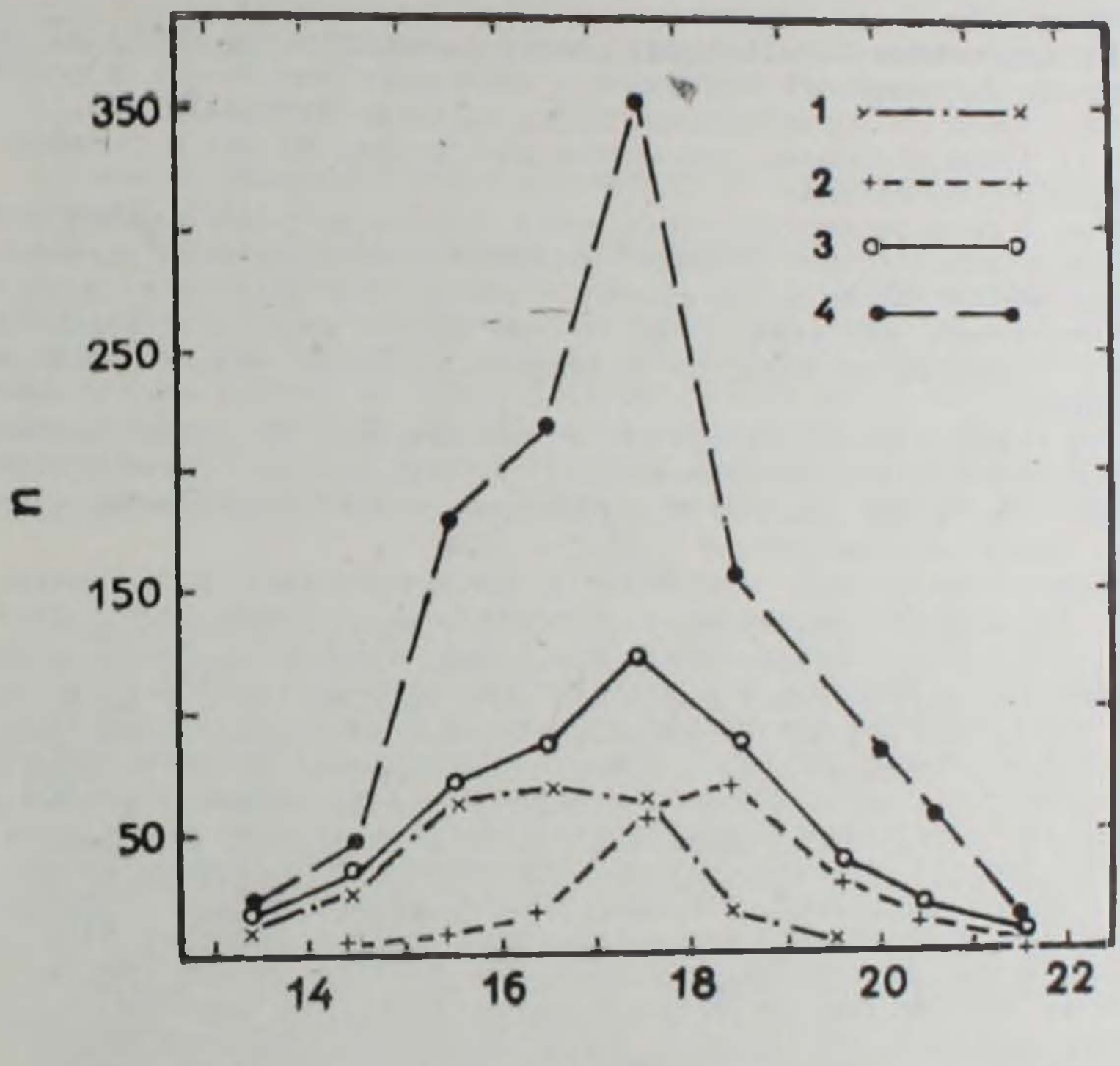


Рис. 1. Распределение вспыхивающих звезд по фотографическим звездным величинам в агрегате Плеяды. 1—звезды с $\Delta m_{pg} \geqslant 2.0$; 2—звезды с $\Delta m_{pg} < 2.0$; 3—все известные вспыхивающие звезды (наблюдения) и 4—все вспыхивающие звезды (вычисления).

Именно, из полного числа вспыхивающих звезд в системе меньше половины обладают способностью производить вспышки с фотографическими амплитудами $\geqslant 2^{m}.0$, а больше половины вспыхивающих звезд могут быть наблюдены только во вспышках с меньшими амплитудами ($<2^{m}.0$).

На самом деле, по-видимому, следует считать, что отношение чисел вспышек с амплитудами больше и меньше определенной величины меняется от звезды к звезде. Оно убывает, в среднем, с увеличением

яркости звезды. Крайним значениям этого отношения соответствуют случаи, когда вспышки с амплитудами больше указанной величины у звезды не бывают и когда из-за ограничений в точности наблюдений вспышки с меньшими амплитудами не могут наблюдаться.

Следует отметить, что если число звезд, способных произвести вспышки с амплитудами $\Delta m_{pg} \geqslant 2.0$, не может измениться с увеличением статистики вспышек в Плеядах вследствие новых наблюдений, то число звезд, показавших только вспышки с амплитудами $< 2^m 0$, может заметно уменьшиться за счет тех звезд, которые в дальнейшем могут показать вспышки с амплитудами $\geqslant 2^m 0$. Ибо возможно, что для таких звезд вспышки с большой амплитудой не полностью запрещены, а лишь относительно гораздо менее вероятны, чем у звезд другой группы.

Распределение вспыхивающих звезд с амплитудами $\Delta m_{pg} \geqslant 2$ имеет хорошо выраженный максимум в интервале $m = 18—19$, а вспыхивающих звезд с амплитудами $\Delta m_{pg} < 2.0$ — в интервале $m = 16—17$ (рис. 1). Отсюда следует, что светимости первых из них в среднем на 2.0 больше последних.

Рис. 1 свидетельствует о том, что у абсолютно более слабых вспыхивающих звезд относительная мощность вспышечной активности больше, чем у ярких вспыхивающих звезд. Этот факт согласуется с тем, что темпы развития звезд зависят от их масс, вследствие чего звезды с меньшими массами медленнее проходят вспышечный этап эволюции.

Это утверждение находится в соответствии с представлением, выдвинутым Аро (см., например, [21]), о том, что чем старее звездный агрегат, тем более поздний спектральный класс наблюдается у наиболее ярких вспыхивающих звезд в нем.

Явно выраженный максимум в распределениях вспыхивающих звезд, по видимой величине, с амплитудами вспышек $\Delta m_{pg} < 2.0$ и $\geqslant 2.0$ и быстрое падение чисел звезд при переходе к более слабым вспыхивающим звездам, и в этом случае, отражает действительность. Изменение условной предельной амплитуды $2^m 0$, разделяющей указанные группы, может привести лишь к некоторому смещению наблюдаемого, реально существующего максимума. Учет наблюдательной селекции не в состоянии приостановить быстрое падение чисел вспыхивающих звезд в сторону низких светимостей. Это хорошо видно на рис. 1 из распределений для всех вспыхивающих звезд и согласуется с оценками полного числа вспыхивающих звезд в Плеядах. При противоположном допущении следовало бы считать, что в системе существует гораздо больше вспыхивающих звезд, чем вытекает из статистики вспышек, что привело бы к невероятно большой массе системы.

Орион

Число известных к настоящему времени вспыхивающих звезд в области Ориона по работе Аро [21] равно 325, то есть несколько меньше, чем в Плеядах. Из них у 236 вспыхивающих звезд зарегистрированы по одной и у 60 звезд по две вспышки. По этим данным число пока неизвестных вспыхивающих звезд в Орионе получается равным 464, а полное число всех вспыхивающих звезд—всего 789. Это значительно меньше той оценки, которая нами была получена ранее [22] на основе статистики вспышек 222 звезд в этой области.

Однако, если учесть, что агрегат Ориона примерно в четыре раза дальше, чем Плеяды, вследствие чего при наблюдениях мы теряем, по

крайней мере, одну треть вспышек—тех вспышек, которые могли бы наблюдаться на расстоянии Плеяд, можно допустить, что полное число вспыхивающих звезд в Орионе порядка 1000. Следовательно, по богатству вспыхивающих звезд агрегат Ориона возможно не уступает агрегату Плеяд.

Агрегат в Орионе содержит большое число звезд типа Т Тельца, что обусловлено его молодостью. Примерно четверть из них показывает вспышки, характерные для вспыхивающих звезд [23]. Иначе говоря, они являются одновременно вспыхивающими звездами. Анализ возможностей объяснения этого факта дает основание допустить, что вспышечная активность у звезд типа Т Тельца наступает незадолго до окончания этой наиболее ранней стадии развития звезд [23].

Следует добавить, что наблюдаемые в агрегате Ориона вспыхивающие звезды имеют средние светимости, на $2—3^m$ превышающие средние светимости вспыхивающих звезд Плеяд.

Ясли

Наиболее подробное исследование этого агрегата было выполнено Яковичем [24].

На основе фотографических наблюдений области этого агрегата им были зарегистрированы вспышки 20 новых вспыхивающих звезд. В результате число известных вспыхивающих звезд в этой системе достигло 33. Их вспышки явились основой для исследования этого сравнительно старого агрегата (возраст $\simeq 4.10^8$ лет), содержащего по статистическим оценкам 300 вспыхивающих звезд. Небольшая разница расстояний агрегатов в Ясли и Плеядах позволила выполнить их сравнительное исследование и показать сходство во многих отношениях.

Лебедь

Этот агрегат обратил на себя внимание после открытия в нем в 1970 году фуора V 1057 Лебедя. После открытия первых вспыхивающих звезд в этой системе этим агрегатом занялся Цветков [25], который довел число известных вспыхивающих звезд в нем до 51. Оценка полного числа вспыхивающих звезд в этой системе на основе статистики всех наблюденных вспышек привела к значению $\simeq 400$.

Агрегат в Лебеде по многим признакам, кажется, очень молодым. Кроме вспыхивающих звезд в нем обнаружены более ста звезд с H_α-эмиссией в спектре. Однако этот агрегат, по-видимому, должен быть старше агрегата в Орионе, так как среди них до сих пор не обнаружены звезды Т Тельца. Тем не менее, не исключена возможность, что дальнейшие наблюдения приведут к их открытию.

Интересно отметить, что среди известных в агрегате Лебедя звезд с H_α-эмиссией в спектре, за все время наблюдений, ни одна не показала вспышки и, наоборот, все известные вспыхивающие звезды не имели эмиссию в H_α. Между тем, судя по агрегатам в Орионе и NGC 2264, в очень молодых системах некоторые вспыхивающие звезды обладают одновременно характерными особенностями звезд типа Т Тельца.

Другие звездные агрегаты

Значительно хуже исследованы вспыхивающие звезды в других звездных агрегатах. Некоторые наблюдения выполнены для агрегатов в NGC 2264, NGC 7023 и других. Но продолжительность этих наблюдений очень небольшая. Фотографические наблюдения дают основание

думать, что агрегат в NGC 2264 имеет особенности, напоминающие агрегат в Орионе. В нем много звезд типа Т Тельца, причем некоторые из них показали вспышки. Это означает, что в NGC 2264, как и в Орионе, существуют молодые звезды, которые обладают одновременно особенностями звезд типа Т Тельца и вспыхивающих звезд. Общей особенностью для этих двух ассоциаций является присутствие в них значительных масс диффузной материи.

О других агрегатах известно очень мало. Немногочисленные наблюдения этих систем привели к открытию в них лишь отдельных вспыхивающих звезд.

Некоторые общие замечания

Наблюдения вспыхивающих звезд в звездных агрегатах позволили установить эволюционное значение этих звезд и выявить некоторые закономерности эволюции молодых звезд.

Оказалось, что в зависимости от возраста звездных агрегатов меняется их состав. В очень молодых агрегатах в Орионе и NGC 2264, являющихся звездными ассоциациями, присутствуют большей частью представители более ранних стадий развития звезд (звезды типа Т Тельца, объекты Хербига-Аро). Однако они содержат и значительное число вспыхивающих звезд. В сравнительно старых агрегатах—в скоплениях Плеяды и Ясли—эти ранние стадии отсутствуют и основное звездное население составляют вспыхивающие звезды. В агрегатах промежуточного возраста, каким, по-видимому, является агрегат в Лебеде, наряду со вспыхивающими можно надеяться обнаружить некоторое число звезд типа Т Тельца. О сравнительной молодости этой системы свидетельствует наличие в ней многих звезд с H_α-эмиссией в спектре.

Наличие звезд ранних спектральных классов в этой системе и фуора V 1057 Лебедя может оказаться важным для выяснения возможной эволюционной связи между звездами ранних и поздних спектральных классов.

Наблюдения показывают, что звездные агрегаты разного возраста отличаются и по средней наблюдаемой частоте вспышек. Трудно объяснить иначе, например, тот факт, что вероятность открытия вспыхивающих звезд в агрегате Лебедя в 6 раз меньше, чем в Плеядах [25].

Средняя частота вспышек меняется и в пределах данного агрегата. Наиболее хорошо изучен в этом отношении агрегат в Плеядах. Наблюдения вспышек в Плеядах дают основание считать, что средняя частота вспышек в этой системе изменяется от звезды к звезде более, чем на порядок [18].

Трехцветная UBV-фотометрия около 300 вспыхивающих звезд, агрегатов в Плеядах [26]. Ясли [24] и вокруг туманностей NGC 7000 и IC 5068—70 [25], выполненная в Бюракане, показала, в согласии с более ранней работой Эндрюса [27], касающейся агрегата в Орионе, что во всех случаях вспыхивающие звезды расположены почти равномерно с обеих сторон главной последовательности.

Этот факт, установленный для многих звезд типа Т Тельца и вспыхивающих звезд, имеет принципиальное значение для проблемы эволюции звезд. Как было отмечено Аро [8], впервые обратившего внимание на это важное обстоятельство, существование молодых звезд, расположенных ниже главной последовательности, является серьезной проверкой любой теории эволюции звезд.

Таким образом, фотографические наблюдения вспыхивающих звезд в звездных агрегатах показали их большое значение для проблем

физики и эволюции звезд и привели к новым представлениям в этой области.

Подробное исследование этих систем и прежде всего разнообразные их наблюдения будут, несомненно, способствовать решению многих вопросов физики и эволюции звезд.

ЛИТЕРАТУРА

1. Амбарцумян В. А. Эволюция звезд и астрофизика. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1947.
2. Амбарцумян В. А. Проблемы эволюции Вселенной. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1968.
3. Амбарцумян В. А., Мирзоян Л. В. В кн.: Проблемы современной космогонии, 2-е издание, М.: Наука, 1972, гл. I и II.
4. Амбарцумян В. А. Сообщ. Бюракан. обс. 13, 1954.
5. Haro G. in G. H. Herbig (ed.), Non-Stable Stars, IAU Symposium No. 3. Cambridge Univ. Press, 1957, p. 26.
6. Johnson H. L., Mitchell R. I. Astrophys. J., 128, 31, 1958.
7. Haro G., Chavira E. Vistas in Astronomy, Pergamon Press, London, 8, 89, 1964.
8. Haro G. in Nebulae and Interstellar Matter, 7, 141, University of Chicago Press, Chicago 1968.
9. Rosino L. Contr. Obs. Asiago, No. 69, 1956.
10. Rosino L., Ciani A. Contr. Obs. Asiago, No. 125, 1962.
11. Rosino L., Romano G. Contr. Obs. Asiago, No. 127, 1964.
12. Rosino L. Contr. Obs. Asiago, No. 189, 1966.
13. Амбарцумян В. А. В кн.: Звезды, туманности, галактики. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1969, с. 283.
14. Амбарцумян В. А., Мирзоян Л. В., Парсамян Э. С., Чавушян О. С., Ерастова Л. К. Астрофизика, 6, 3, 1970а.
15. Амбарцумян В. А., Мирзоян Л. В., Парсамян Э. С., Чавушян О. С., Ерастова Л. К. Астрофизика, 7, 319, 1971.
16. Амбарцумян В. А., Мирзоян Л. В., Парсамян Э. С., Чавушян О. С., Ерастова Л. К., Казарян Э. С., Оганян Г. Б. Астрофизика, 8, 485, 1972.
17. Амбарцумян В. А., Мирзоян Л. В., Парсамян Э. С., Чавушян О. С., Ерастова Л. К., Казарян Э. С., Оганян Г. Б., Янкович И. И. Астрофизика, 9, 461, 1973.
18. Мирзоян Л. В., Чавушян О. С., Ерастова Л. К., Оганян Г. Б., Меликян Н. Д., Нацвлишвили Р. Ш., Цветков М. К. Препринт Бюраканской астрофизической обсерватории, №7, 1976.
19. Ambartsumian V. A., Mirzoyan L. V. in New Directions and New Frontiers in Variable Stars Research, IAU Colloquium No. 15, Verroff, Bamberg, 9, 98, 1971.
20. Ambartsumian V. A., Mirzoyan L. V. in V. Sherwood anb L. Plaut (eds.). Variable Stars and Stellar Evolution, Reidel, Dordrecht, 1975, p. 3.
21. Haro G. Bol. Inst. Tonantzintla, 2, No 1, 3, 1976.
22. Амбарцумян В. А., Мирзоян Л. В., Парсамян Э. С., Чавушян О. С., Ерастова Л. К. Препринт Бюраканской астрофизической обсерватории, №1, 1970 в.
23. Амбарцумян В. А. Астрофизика, 6, 31, 1970.
24. Янкович И. И. Вспыхивающая активность красных карликовых звезд в области открытого скопления Ясли. Диссертация, Ереванский университет, 1975.
25. Цветков М. К. Исследование нестационарных звезд вокруг туманностей NGC 7000 и IC 5068—70. Диссертация, Ереванский университет, 1976.
26. Чавушян О. С., Гарибджанян А. Т. Астрофизика, 11, 565, 1975.
27. Andrews A. D. Bol. Obs. Tonantzintla, 6, No. 38, 161, 1972.

ДИСКУССИЯ ПО ДОКЛАДУ В. А. АМБАРЦУМЯНА И Л. В. МИРЗОЯНА

Э. Р. Мустель. Мой первый вопрос такой. Скажите пожалуйста, если рассматривать вспышки в Плеядах, то какие физические процессы там происходят, за счет чего происходит увеличение блеска? Это сейчас известно или неизвестно?

Л. В. Мирзоян. Точно неизвестно. Имеются только некоторые попытки объяснить излучение вспышек. Согласно представлению, развитому в Бюракане, звездные вспышки связаны с негеловыми процессами.

Э. Р. Мустель. Я понимаю, что источник вспышки имеет нетепловую природу. Мы же видим энергию электромагнитного излучения, значит излучение вспышки результат, по-видимому, просто увеличения температуры?

Л. В. Мирзоян. Бюраканская точка зрения изложена в статье В. А. Амбарцумяна о фуорах. Там все объясняется исходя из концепции сверхплотной материи.

Э. Р. Мустель. Я имею в виду, что во время вспышек мы наблюдаем чисто электромагнитное излучение. Значит ли это, что электромагнитное излучение звезды во время вспышки увеличивается?

Л. В. Мирзоян. Мы точно не знаем, в особенности за короткий период возгорания вспышки. Мы знаем только, что из глубоких слоев звезды выходит какой-то источник энергии. Его энергия освобождается в фотосфере или над фотосферическими слоями звезды, а как это происходит мы не знаем. В. А. Амбарцумян в связи с этим поставил перед нашими теоретиками следующую задачу: что будет, если небольшая порция сверхплотной материи выйдет из звезды в вакуум?

Э. Р. Мустель. Наверное, возникнет то же электромагнитное излучение.

Л. В. Мирзоян. Я не знаю. Возможно, Вы правы.

В. А. Амбарцумян. По-видимому будет, именно, так.

Э. Р. Мустель. Мой второй вопрос следующий. Вы рассматриваете эти вспышки, как признак развития, эволюции звезд. Что для Вас самое главное—просто наличие какой-то неустойчивости или что-нибудь другое?

Л. В. Мирзоян. Известно, например, что в агрегате Плеяды около 2000 звезд и, как показывают наши оценки, примерно 1000 из них являются вспыхивающими. Поскольку все эти звезды возникли вместе и на каком-то этапе своей жизни начали производить вспышки, мы говорим, что вспышечная активность звезд характеризует эволюционную стадию в жизни звезд. При этом мы предполагаем, что ни одна звезда из них не избегает этой участи

Э. Р. Мустель. Значит, для Вас неустойчивость самый главный критерий?

Л. В. Мирзоян. Вообще говоря, да. Неустойчивость присуща всем молодым образованиям.

Э. Р. Мустель. Может быть, вспышки сопровождаются, скажем, мощным истечением корпускул. Интересно с этой точки зрения всестороннее изучение физических процессов при звездных вспышках.

Р. Е. Гершберг. Мой вопрос насчет отношения чисел вспыхивающих звезд и всех звезд в Плеядах. Вычисляли ли Вы это отношение для каждой звездной величины?

Л. В. Мирзоян. Нет. Дело в том, что существует довольно обоснованное мнение о том, что не все вспыхивающие звезды, которые наблюдаются в этой области, являются членами звездного скопления

Плеяды. Некоторые из них просто проектируются на эту область. И с другой стороны, фактически единственный критерий, который использовался до сих пор для определения принадлежности к скоплению, это собственное движение звезды. А собственное движение измерено только для ярких звезд центральной части Плеяд, для остальных же звезд собственные движения неизвестны. Поэтому определение этого отношения связано с серьезными неопределенностями.

Р. Е. Гершберг. Мой вопрос связан с тем, что Вы, рассматривая Плеяды и др. агрегаты, говорили, что в них имеется разное число вспыхивающих звезд. Но ведь и полное число звезд не одинаково в этих агрегатах?

Л. В. Мирзоян. Совершенно правильно. Но я при этом сказал, что состав агрегатов с их возрастом меняется. Следовательно, меняется и отношение чисел вспыхивающих звезд и всех звезд в данном агрегате. Например, мы думаем, что придет время, когда в Орионе не будет ни одной звезды типа Т Тельца, все они постепенно превратятся во вспыхивающие звезды. В зависимости от массы все они рано или поздно перейдут в это, сравнительно более «равновесное» состояние.

Р. Е. Гершберг. Вы сейчас не можете сказать, какую долю всех звезд составляют вспыхивающие в разных системах?

Л. В. Мирзоян. Я уже говорил о трудностях, связанных с определением этого отношения. У нас имеется возможность получить оценки полного числа вспыхивающих звезд в данной системе, а для всех остальных звезд у нас такой возможности нет.

В. А. Амбарцумян. Я немного подумал над вопросом насчет механизма звездных вспышек. Когда мы говорим о нетепловом механизме, мы имеем в виду механизм, служащий, так сказать, источником энергии. Нетепловым механизмом являются, например, радиоактивные процессы, всякие процессы распада чего-то очень плотного. Например, представьте себе, что мы мысленно вырываем из вырожденной звезды какую-то массу, скажем, из нейтронной звезды, массу в один кубический сантиметр и переводим ее в пустоту. Такая штука будет действовать как гигантская бомба и может выделить энергию, в том числе в оптической области спектра. Вот такого типа процессы мы называем нетепловыми. Возможно, там происходят и другие процессы, связанные уже со свойствами ядер или элементарных частиц. Что на самом деле имеет место, мы хорошо не знаем. Поэтому желательно очень полное изучение физических процессов вспышек, а также больше обращать внимание на статистику вспышек. Повторяю, что очень и очень важно более подробно заниматься свойствами вспышек разных типов, хотя электромагнитное излучение является, вероятно, только вторичным явлением. Первичное связано с каким-то более глубоким процессом взаимодействия, которое мы не знаем. Это первое. Второе, по поводу полного числа вспыхивающих звезд в данной системе. Поскольку мы считаем, что каждая звезда после прохождения стадии типа Т Тельца становится вспыхивающей звездой и что более слабые звезды, т. е. меньшей массы, медленнее эволюционируют и дальше сохраняют свойства, то совершенно естественно было бы предполагать, что очень слабые звезды, т. е. звезды типа М, скажем, в Плеядах (они все очень слабые) и некоторая часть поздних К находятся пока в стадии вспыхивающих звезд. С другой стороны, звезды высоких светимостей, имеющие большие массы, можно думать уже не испытывают вспышек с амплитудами, при которых они обнаруживаются фотографически. В Плеядах это звезды до 14 фотографической величины, а дальше можно предполагать, что все звезды слабее 16 вспыхивают. Но тут есть другое обстоятельство, кроме того, о котором говорил Л. В. Мирзоян, есть

еще одно важное обстоятельство. Мы явно видим, что частота может тоже меняться со временем, т. е. у вспыхивающей звезды может быть существуют периоды активности. Вот есть такой хороший случай, когда звезда до 1965 года не показывала ни одной вспышки, а потом, после, скажем, 1969 года уже показала 4 наблюденные вспышки. Возникает мысль об изменении степени активности звезды. Может быть, имеет место периодическая, может быть, активность типа солнечной, а может быть, имеет место непериодическое изменение активности. Если так, то вполне возможно, что некоторые слабые звезды, которые сейчас не вспыхивают, на самом деле тоже являются вспыхивающими, в более широком потенциальном смысле этого слова. Вот эти представления, на которые нужно обратить внимание.

Г. Ф. Гаам. Как Вы оцениваете полное число вспыхивающих звезд в данной системе?

Л. В. Мирзоян. Мы знаем n_1 и n_2—числа известных вспыхивающих звезд, наблюденных соответственно в одной и в двух вспышках. Зная эти числа для данной системы и предполагая, что последовательность вспышек у отдельной вспыхивающей звезды процесс случайный, подчиняющийся закону Пуассона, мы можем оценить n_0—число всех неизвестных вспыхивающих звезд в этой системе, т. е. таких звезд, которые являются вспыхивающими, но еще ни разу не были наблюдены во вспышках. Это дает нам возможность оценить полное число вспыхивающих звезд в системе как сумму известных и пока неизвестных вспыхивающих звезд.

Г. С. Саакян. Скажите пожалуйста, нет ли в звездных агрегатах звезд, которые совсем не вспыхивают?

Л. В. Мирзоян. Есть, конечно. Мы полагаем, что это звезды, которые либо еще не достигли, либо уже прошли через эволюционную стадию, соответствующую вспыхивающим звездам.

Г. С. Саакян. Каково их число в рассмотренных Вами агрегатах?

Л. В. Мирзоян. Отношение числа вспыхивающих звезд к числу всех звезд в агрегате меняется с возрастом последнего, и поэтому в системах разного возраста оно различно.

Г. С. Саакян. А каково пространственное распределение вспыхивающих звезд в этих системах, есть ли какая-нибудь концентрация?

Л. В. Мирзоян. Есть, они имеют в Плеядах, например, грубо сферическое распределение.

ВЫВОД РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТОТ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК В ЗВЕЗДНОМ АГРЕГАТЕ

Семидесятилетию Ханнеса Альвена посвящает эту работу автор

Данные о вспыхивающих звездах в Плеядах прямо свидетельствуют в пользу того, что средняя частота вспышек у различных вспыхивающих звезд сильно различается. Решается задача об определении функции распределения средних частот вспыхивающих звезд на основе статистических данных о всех вспышках, наблюденных в данном агрегате, поскольку определение средней частоты вспышек для индивидуальных звезд практически невозможно. Задача решена на основе использования хронологии открытий («первых вспышек») и хронологии подтверждений, т. е. распределения по времени («вторых вспышек»). Дано конкретное решение для совокупности вспыхивающих звезд в Плеядах.

Как это видно из текста, полученные результаты далеко не являются окончательными. Однако возможность использования хронологии открытий вспыхивающих звезд и хронологии подтверждений для получения серьезной информации, характеризующей скопление, представляется автору настолько удивительной, что он решился посвятить данную статью юбилею такого выдающегося астрофизика и физика, как профессор Х. Альвен.

1. В астрономии часто приходится иметь дело с такими случаями, когда по измерениям некоторых непосредственно наблюдаемых величин ищутся значения других, связанных с ними величин или функций, которые непосредственно не могут быть измерены, но описывают сущность явления или строение какого-либо объекта. Часто такие случаи приводятся к решению математических задач, называемых обычно «обратными задачами математической физики».

Иногда же проблема приводится к решению математической задачи, не требующей особо сложного аппарата.

В качестве примера из классической астрономии можно привести решенную Гауссом задачу об определении элементов планетной орбиты по трем наблюдениям, которая является обратной по отношению к «прямой задаче» вычисления эфемериды планеты по заданным элементам ее орбиты.

Простым примером из области звездной астрономии может служить задача об определении пространственной звездной плотности в шарообразном звездном скоплении как функции расстояния до центра скопления, исходя из найденного путем наблюдений распределения звездной плотности в проекции на небесную сферу. Как известно, эта задача сводится к решению интегрального уравнения Абеля. Конечно, и при решении этой задачи делаются некоторые предположения. В

Астрофизика, 14, 367, 1978.

частности принимается, что можно пренебречь отклонениями от сферического распределения.

В задаче о шарообразном скоплении довольно хорошо проявляется ее статистический характер и связанные с этим трудности. Дело в том, что поверхностная звездная плотность не может быть найдена из наблюдений со сколь угодно большой точностью. Последняя лимитируется случайными флуктуациями. Возникшая таким образом неопределенность (неточность) заданной функции вызывает еще большую неопределенность в искомой функции (пространственной плотности).

Третьим примером, в котором, однако, трудности, связанные со статистической природой, получаемой из наблюдений функции, еще более очевидны, является задача о нахождении функции распределения пространственных скоростей звезд $\varphi(\xi, \eta, \zeta)$ по наблюденной функции $\psi(v, \alpha, \delta)$ распределения лучевых скоростей звезд в различных частях небесной сферы. Эта задача была поставлена в свое время Эддингтоном и решена автором около 40 лет тому назад [1].

В качестве четвертого примера можно привести задачу об определении полного количества вспыхивающих звезд в скоплении (или в звездной ассоциации), когда известны числа звезд, которые претерпели за определенный промежуток времени τ по одной, по две, по три и т. д. вспышки, но еще остается неизвестное, но большое число неоткрытых вспыхивающих. Эта обратная задача допускает простую математическую формулировку в том случае, когда вспышки каждой из вспыхивающих звезд представляют собой однородную (постоянной, средней частоты) пуассонову последовательность. В том случае, когда средняя частота вспышек для всех вспыхивающих звезд одна и та же, то достаточно знать лишь числа звезд m_1 и m_2, вспыхнувших по одному и соответственно по два раза. Тогда число звезд m_0, еще не испытавших вспышки, т. е. не наблюденных во вспышках, определяется с помощью простой формулы [2]

$$m_0 = \frac{m_1^2}{2m_2}. \qquad (1)$$

На самом деле соотношение (1) имеет место лишь между математическими ожиданиями величин m_0, m_1 и m_2. Однако, за неимением лучшего, для вычисления математического ожидания m_0 мы обычно подставляем в (1) вместо математических ожиданий m_1 и m_2 их наблюденные значения за время τ.

2. Изучение вопроса, однако, показывает, что по крайней мере в некоторых звездных агрегатах имеются звезды с сильно *отличающимися друг от друга средними частотами вспышек* [3]. Примером такого агрегата могут служить Плеяды. Вследствие этого применение формулы (1) дает грубый результат, пригодный лишь для первой ориентировки, и можно утверждать, что для описания совокупности вспыхивающих звезд необходимо знать как полное число вспыхивающих N, так и функцию их распределения $f(\nu)$ по частотам ν. Еще более полной была бы информация об этих количествах для каждого интервала видимой величины (в минимуме блеска). Для точного решения этой задачи следовало бы применить прямой метод, заключающийся в столь длительном слежении за скоплениями, чтобы каждая из вспыхивающих звезд успела претерпеть столь значительное число вспышек, что представилось бы возможным оценить значение средней частоты для каждой индивидуальной звезды. Для находящихся в настоящее время под наблюдением астрономов звездных агрегатов, содержащих вспыхивающие звезды (например, Плеяды, Орион), это

невозможно, ибо материал, собранный за несколько лет наблюдений, оставляет еще неоткрытой значительную часть вспыхивающих звезд, а звезды, у которых зарегистрированы более чем две вспышки, составляют лишь незначительную часть всех вспыхивающих. Поэтому поставим задачу статистического определения общего числа вспыхивающих звезд и их распределения по частотам вспышек без предварительного определения средних частот для каждой звезды. Предположим пока, что это распределение не зависит от звездной величины в минимуме блеска. Метод решения в принципе будет применим и к нахождению тех же данных для отдельных интервалов звездных величин.

Пусть в момент $t=0$ мы начинаем слежение (регистрацию вспышек) за нашим агрегатом и пусть $P(t)$ будет вероятность того, что в промежутке $(0, t)$ произойдет хотя бы одна вспышка случайно выбранной в агрегате вспыхивающей звезды. Пока мы допустим, что наблюдения ведутся непрерывно. Это допущение делается лишь ради простоты рассуждений. Как увидим в дальнейшем, от этого условия можно отказаться, причем результаты останутся в силе, если только соответственно изменить способ отсчета времени от начала $t=0$.

Тогда $P(t)$ выразится через функцию $f(\nu)$ распределения пуассоновского параметра ν (средней частоты вспышек звезды) следующим образом:

$$P(t)=1-\int_0^{\infty} e^{-\nu t} f(\nu)\,d\nu. \tag{2}$$

Очевидно, что величина $NP(t)$ будет математическим ожиданием числа происшедших к моменту t «первых» вспышек, т. е. математическим ожиданием числа открытых к моменту t вспыхивающих звезд (предполагается, что до момента $t=0$ не было известно ни одной вспыхивающей звезды).

Очевидно, что производная

$$n_1(t)=N\frac{dP(t)}{dt} \tag{3}$$

будет означать математическое ожидание числа звезд, испытывающих свои «первые» вспышки (открываемых) в единицу времени в момент t. Из (2) и (3) следует

$$n_1(t)=N\int_0^{\infty} e^{-\nu t}\nu f(\nu)\,d\nu, \tag{4}$$

откуда имеем

$$\frac{n_1(t)}{n_1(0)}=\frac{\int_0^{\infty} e^{-\nu t}\nu f(\nu)\,d\nu}{\int_0^{\infty}\nu f(\nu)\,d\nu}.$$

Вводя среднее значение $\bar{\nu}$ средней частоты вспышек, которое равно

$$\bar{\nu}=\int_0^{\infty}\nu f(\nu)\,d\nu, \tag{5}$$

получаем уравнение

$$\frac{n_1(t)}{n_1(0)}\frac{1}{\nu}\int_0^\infty e^{-\nu t}f(\nu)d\nu, \qquad (6)$$

Левая часть этого уравнения может быть найдена из наблюдений. Поскольку значение ν в этом уравнении нам неизвестно, то мы, выполнив обращение интегрального преобразования Лапласа, можем найти $f(\nu)$ лишь с точностью до постоянного множителя. Поскольку, однако, $f(\nu)$ есть плотность вероятности, то условие нормировки

$$\int_0^\infty f(\nu)d\nu=1 \qquad (7)$$

позволит всегда определить этот постоянный множитель.

Поскольку каждый пуассоновскнй процесс состоит из независимых друг от друга событий, то в результате вырезывания конечных отрезков оси времени и сшивания оставшихся отрезков опять мы будем иметь пуассонову последовательность вспышек для каждой звезды, если только это вырезывание производится совершенно независимо от имеющейся конкретной реализации процесса. В силу этого нарушения (пропуски) непрерывности слежения, вызванные условиями работы наблюдателей (смена дня и ночи, смена погоды и т. д.), не играют роли. Нужно только, приняв в момент начала наблюдений $t=0$, считать за входящее в формулу время t суммарное время регистраций (сумму экспозиций), выполненных, начиная с $t=0$.

Обратим теперь внимание на физический смысл левой части уравнения (6). Поскольку при t, близких к нулю, все наблюдаемые вспышки являются первыми вспышками соответствующих звезд за период наблюдений, то число $n_1(0)$ одновременно означает и количество всех происходящих в агрегате вспышек, и количество всех «первых» вспышек в единицу времени. Но, с другой стороны, поток *всех вспышек* стационарен по предположению, ибо он составляет сумму пуассоновских процессов. Поэтому $n_1(0)$ является и числом *всех вспышек* в единицу времени для любого момента. Поэтому левая часть (6) означает *относительную долю «первых» вспышек* $n_1(t)$ *среди всех вспышек, происходящих в единицу времени*. Если $t=0$ есть момент начала слежения за агрегатом вообще, то $n_1(t)$ есть число вспыхивающих звезд, открываемых вновь в единицу времени. Следовательно, уравнение (6) имеет и следующий смысл: относительная доля новооткрываемых вспыхивающих звезд среди всех звезд, вспыхивающих в единицу времени, с точностью до постоянного множителя равна лапласовскому преобразованию функции $\nu f(\nu)$.

3. Пусть для решения уравнения (6) мы определяем из наблюдательных данных отношение $n_1(t)/n_1(0)$ путем подсчета первых вспышек для шести интервалов времени, т. е. разбиваем весь промежуток времени наблюдений на шесть равных частей. Поскольку соответствующие числа $n_1(t)$ для Плеяд к настоящему моменту будут при этом в среднем порядка 80, то случайные отклонения наблюдаемых значений $n_1(t)$ от их математических ожиданий должны быть порядка 10% от значения самой величины. При этих условиях, когда заданная функция задана всего в шести точках и притом со столь малой точностью, выполнение операции, обратной преобразованию Лапласа, при-

ведет к *очень большим* относительным ошибкам в определении искомой функции распределения $f(v)$.

Можно, однако, надеяться существенно улучшить положение дел, если мы используем еще возможность косвенного определения функции $f(v)$ из других наблюдательных данных.

Для этого напишем формулу для ожидаемого числа звезд N_2, у которых за время t наблюдалась как первая, так и вторая вспышка, т. е. за это время имели место две вспышки или больше:

$$N_2 = N\int_0^\infty f(v)(1-e^{-vt}-e^{-vt}vt)dv \tag{8}$$

или

$$N_2 = N_1 - N\int_0^\infty f(v)e^{-vt}vtdv, \tag{9}$$

где

$$N_1 = NP(t) = N\int_0^\infty f(v)(1-e^{-vt})dv. \tag{10}$$

Легко видеть из (9), что

$$N_2 = N_1 + Nt\frac{d}{dt}\int_0^\infty e^{-vt}f(v)dv. \tag{11}$$

И так как на основании (10) и (7)

$$N\int_0^\infty f(v)e^{-vt}dv = N - N_1(t)$$

получаем

$$N_2 = N_1 + t\frac{d}{dt}(N-N_1). \tag{12}$$

Поскольку $dN/dt=0$, то

$$N_2 = N_1 - t\frac{dN_1}{dt}. \tag{13}$$

Рассматривая (13) как дифференциальное уравнение для N_1, мы получаем его решение как функцию времени $N_1(t)$:

$$N_1(t) = Ct - t\int_0^t \frac{N_2(u)du}{u^2}. \tag{14}$$

Для определения значения постоянной C продифференцируем это уравнение по t и учтем, что производная левой части равна

$$n_1(t) = C - \int_0^t \frac{N_2(u)du}{u^2} - \frac{N_2(t)}{t}.$$

При $t=0$ получаем

$$n_1(0)=C,$$

поскольку при малых t величина $N_2(t)$ должна быть порядка t^2. Итак, имеем

$$N_1(t)=n_1(0)t-t\int_0^t\frac{N_2(u)du}{u^2}. \tag{15}$$

Дифференцируя по t и затем интегрируя по частям, имеем

$$r_1(t)=r_1(0)-\int_0^t\frac{dN_2(u)}{u}.$$

Очевидно, что поскольку $dN_2(t)=n_2(t)dt$, где $n_2(t)$ есть число вторых вспышек, регистрируемых в единицу времени, мы можем переписать это равенство в виде

$$r_1(t)=r_1(0)-\int_0^t\frac{n_2(u)du}{u}. \tag{16}$$

Таким образом, мы получаем значения функции $n_1(t)$, выраженные через статистику моментов вторых вспышек, данные о которой, очевидно, в какой-то степени независимы от распределения первых вспышек. Кроме того, искомые значения $n_1(t)$ определяются посредством (16) путем интегрирования наблюдаемой функции $n_2(t)$, что приводит к меньшим относительным флуктуациям в получаемых значениях $n_1(t)$. Можно поэтому ожидать, что этот второй метод эмпирического определения $n_1(t)$ поможет более точному вычислению левой части уравнения (6). Это, в свою очередь, крайне важно для более уверенного получения решения этого уравнения.

4. На основании сказанного можно составить следующую программу вывода функции распределения средних частот вспышек $f(\nu)$.

а) Все вспышки располагаются в хронологическом порядке, после чего, выделяя «первые вспышки», мы можем посредством прямых подсчетов составить функцию $n_1(t)/n_1(0)$, представляющую долю первых вспышек среди всех вспышек, как функцию времени. При этом речь идет не о календарном времени, а о времени, отсчитанном от начала наблюдений по воображаемым часам, которые идут только во время наблюдений данного агрегата. Для этого вся продолжительность полного времени наблюдений разбивается на интервалы, столь малые, что в них математическое ожидание изменения $n_1(t)$ должно быть небольшим по сравнению с самим $n_1(t)$. Например, продолжительность каждого интервала может быть порядка 30 или 50 часов. В этих интервалах производятся подсчеты $n_1(t)$.

б) Таким же образом составляется функция $n_2(t)$ и на основании формулы (16) получается $n_1(t)$ посредством численного интегрирования.

Вследствие своеобразной неустойчивости задачи обращения уравнения (6), что математики называют «некорректностью» таких обратных задач, желательно использовать оба способа определения $n_1(t)/n_1(0)$ как для проверки, так и для усреднения.

в) Посредством обращения преобразования Лапласа на основе

формулы (6) из $n_1(t)/n_1(0)$ находят $f(\nu)$. При этом вообще должна быть использована нормировка (7).

г) Правильность найденного решения $f(\nu)$ может быть затем проверена на основании других наблюдательных данных, полученных независимо от $n_1(t)$ и $n_2(t)$. Например, на основе выражения для математического ожидания m_k чисел звезд, вспыхнувших за все время τ наблюдений k раз,

$$m_k = N \int_0^\infty e^{-\nu\tau} f(\nu) \frac{(\nu\tau)^k}{k!} d\nu \qquad (17)$$

мы можем, зная $f(\nu)$, определить отношения

$$\frac{m_k}{m_1}$$

и затем сравнить с наблюденной реализацией чисел m_k.

5. Разработанный таким образом способ был применен к совокупности вспыхивающих звезд, наблюдаемых в Плеядах. При этом мы решили пренебречь всеми вспышками, для которых наблюденная фотографическим способом амплитуда меньше одной величины. Таким образом, ищется функция-распределения частот таких «больших» вспышек. Это вызвано желанием совершенно исключить кажущиеся вспышки, вызванные случайными локальными отклонениями чувствительности на фотопластинках.

Согласно данным, представленным мне Э. С. Парсамян и основанным на каталоге всех вспышек, взятых из литературы, полное число таких «больших» вспышек равно 822. Весь суммарный период наблюдений составляет при этом 2625 *часов*. К сожалению, не во всех случаях мы знаем, как располагаются во времени эти часы наблюдений, поскольку авторы обычно *не публикуют моменты всех снимков*, а ограничиваются лишь публикацией *моментов наблюденных вспышек* и суммы длительностей всех экспозиций за отчетный период. Поэтому возникла трудность в определении моментов вспышек в нашем условном времени t. Однако обоснованно считая, что вспышечная деятельность шла равномерно в течение всего времени наблюдений τ и поскольку опубликованные моменты позволяют расположить их в хронологической последовательности, вполне достаточно принять, что момент вспышки в условном времени пропорционален номеру вспышки z, т. е.

$$t = z \frac{\tau}{z(\tau)}. \qquad (18)$$

На рис. 1 пунктирная линия изображает данные о $n_1(t)/n_1(0)$, полученные из непосредственных отсчетов, а плавная кривая есть интерполяция, основанная на тех же данных, но исходящая из представления, что математическое ожидание доли первых вспышек среди всех вспышек должно монотонно убывать со временем.

Наличие значительных колебаний пунктирной кривой по отношению к монотонно убывающей линии хорошо иллюстрирует высказанное выше утверждение о трудности определения значений математического ожидания величин $n_1(t)/n_1(0)$ на основе одних лишь прямых подсчетов.

Далее, на основе непосредственных подсчетов, была определена функция $n_2(t)$. Несмотря на то, что получаемая из наблюдений фун-

кция $n_2(t)$ также содержит большие флуктуации, интегрирование по формуле (16) их сильно сглаживает. Мы были поражены тем, насколько значения $n_1(t)/n_1(0)$, полученные таким способом и нанесенные на рисунок в виде точек, хорошо согласуются с проведенной до этого интерполяционной кривой.

Оказывается, что все эти данные удовлетворительно описываются простой интерполяционной формулой:

$$\frac{n_1(t)}{n_1(0)} = \frac{1}{(1+0.00200t)^{3/2}}. \qquad (19)$$

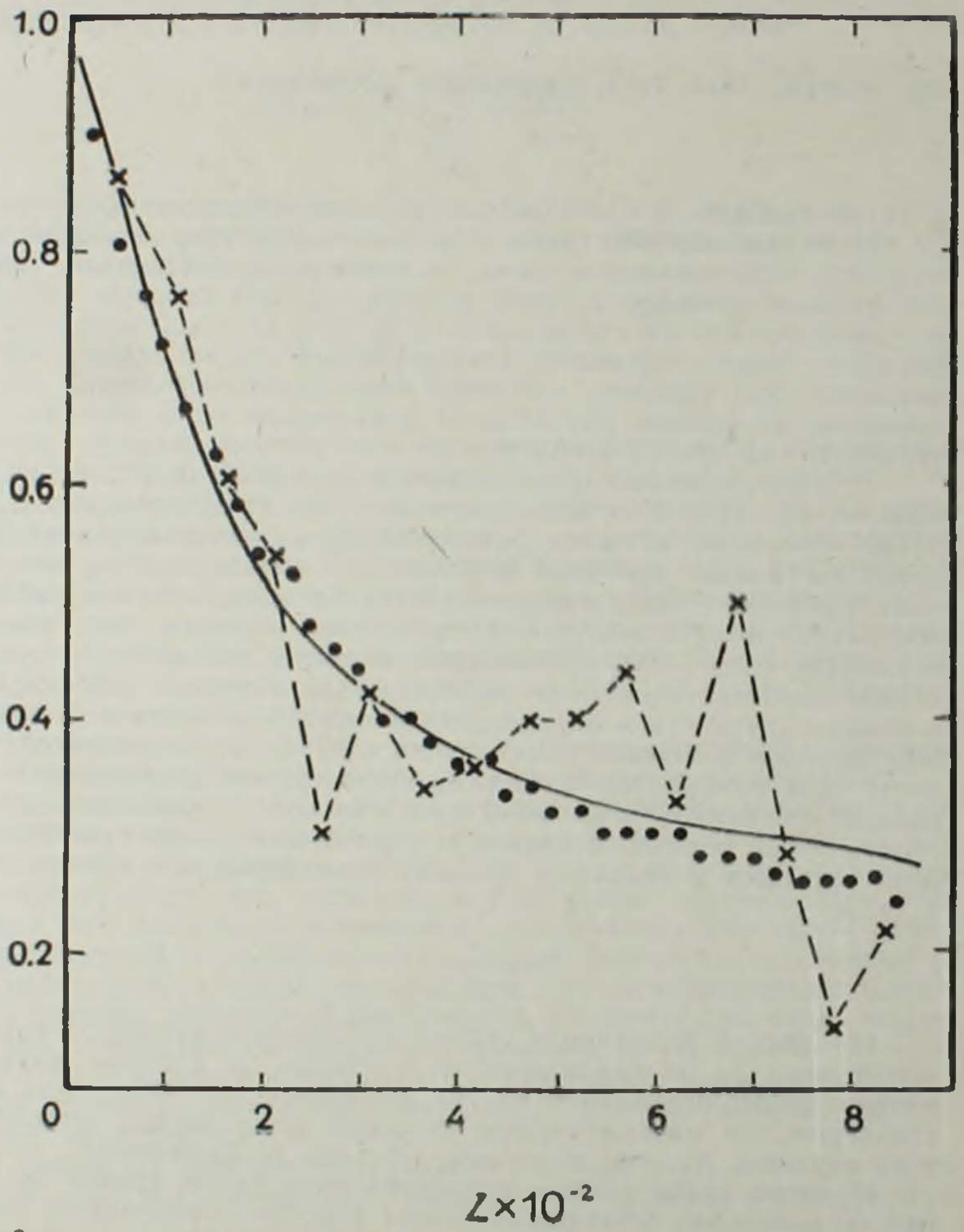


Рис. 1. Зависимость $n_1(t)n_1(0)$ от z. Крестиками отмечены значения $n_1(t)/n_1(0)$, полученные непосредственно из наблюдений. Плавная кривая представляет собой проведенную от руки интерполяцию, основанную на тех же значениях (см. текст). Точками отмечены значения, вычисленные по формуле (16) на основе подсчетов «вторых» вспышек.

Легко увидеть, что решение уравнения (6) при таком аналитическом виде левой части должно иметь вид

$$f(\nu) = Ce^{-s\nu}\nu^{-4/3}, \tag{20}$$

где параметр s, имеющий размерность времени, равен

$$s = 385 \text{ часов}. \tag{21}$$

О полученной функции распределения $f(\nu)$ следует сделать два замечания:

а) значительная часть вспыхивающих звезд имеет средние частоты меньшие, чем 0.001 $час^{-1}$; б) имеется сингулярность в точке $\nu=0$, вследствие чего интеграл по всему промежутку частот расходится. Конечно, при малых значениях ν истинная функция должна вести себя иначе. Но дело в том, что наблюдения, длившиеся всего 2625 часов, очевидно, не могут дать нам никакой весомой информации о статистике вспышек тех звезд, для которых средний промежуток между вспышками больше, чем, скажем, 2500 часов. Для таких частот выражение (20) является чисто формальным результатом. Поэтому предположения о том, что таких звезд с малой частотой вспышек очень мало или очень много, будут одинаково необоснованы. В этом проявляется «некорректность» математической задачи, дающая себя чувствовать при недостатке соответствующих наблюдательных данных.

Конкретизируя, можно сказать, что истинная функция должна иметь вид

$$f(\nu) = Ce^{-s\nu}\nu^{-4/3}g(\nu), \tag{22}$$

где $g(\nu)$ может быть принято равным единице для больших ν (скажем, для $\nu > 0.001$ $час^{-1}$) и стремится быстро к нулю при $\nu \to 0$. Однако мы пока не можем описать количественно поведение $g(\nu)$ при малых ν.

Последнее обстоятельство не дает возможности определить значение C на основании нормировки (7). Тем не менее, произведение NC, входящее в выражение

$$NCe^{-s\nu}\nu^{-4/3}g(\nu)d\nu \tag{23}$$

для математического ожидания числа звезд в интервале частот может быть оценено следующим образом.

Из (4) при $t=0$ мы находим

$$n_1(0) = N\int_0^{\infty} f(\nu)\nu d\nu = NC\int_0^{\infty} e^{-s\nu}\nu^{-1/3}g(\nu)d\nu. \tag{24}$$

Поскольку интеграл в правой части (24) сходится и при $g(\nu)=1$, то принятием $g(\nu)=1$ и в той его части, которая относится к малым ν, мы не внесем уже крупной ошибки. Выполнив интегрирование, при этом допущении получаем

$$NC = n_1(0)\frac{s^{2/3}}{\Gamma(2/3)}.$$

Подставляя сюда $s=385$ часов, $n_1=0.313$ $час^{-1}$, $\Gamma(2/3)=1.354$, имеем

$$NC=12.2.$$

Поэтому (23) для больших частот имеет вид

$$dN = 12.2\, e^{-\nu s} \nu^{-4/3} d\nu,$$

где ν должно быть выражено в единицах $час^{-1}$.

Таково выражение для абсолютного числа вспыхивающих звезд в Плеядах для разных интервалов частот.

Для полного числа звезд, обладающих частотой, большей некоторого ν_0, получаем

$$N(\nu_0) = 12.2 \int_{\nu_0}^{\infty} e^{-\nu s} \nu^{-4/3} d\nu$$

или, вводя вместо ν переменную $x = \nu s$

$$N(\nu_0) = 12.2 s^{1/3} \int_{\nu_0 s}^{\infty} e^{-x} x^{-4/3} dx,$$

учитывая значение s, согласно (21) получаем

$$N(\nu_0) = 88.7 \int_{3.5\nu_0}^{\infty} e^{-x} x^{-4/3} dx. \qquad (25)$$

Входящий в правую часть интеграл может быть найден численно для различных значений параметра $\nu_0 s$. Отсюда получается табл. 1 значений $N(\nu_0)$, где П обозначает средний промежуток между вспышками при частоте ν_0, выраженный в часах.

Конечно, последняя строчка этой таблицы представляет собой грубую экстраполяцию. Тем не менее следует обратить внимание на следующие два неожиданных обстоятельства.

а) Большая часть вспыхивающих звезд имеет средний интервал между вспышками, превосходящий 5000 часов.

б) Хотя численное значение $N(\nu_0)$ в последней строчке таблицы крайне ненадежно, по-видимому, следует считать, что по крайней мере некоторые звезды имеют средние интервалы, превосходящие 20 000 часов.

Оба эти заключения относятся к интервалам между вспышками, амплитуда которых превосходит одну величину.

Таблица 1

Вычисленные числа звезд $N(\nu_0)$ Плеяд со средними частотами вспышек, большими ν_0

$s\nu_0$	П	$N(\nu_0)$
5.0	77	0·04
4.0	96	0·18
3·0	128	0.7
2.0	192	3·1
1.0	385	17
0.30	1280	94
0·10	3850	245
0.05	7700	33[illegible]
0.02	19250	631
0.01	38500	886

Таблица 2

k	$(n_k)_{набл.}$	m_k
1	213	(213)
2	62	62
3	16	30
4	20	17
5	9	11
6	29	30

6. Полученная функция распределения (20) должна дать, как указывалось выше, возможность сосчитать на основании формулы (17) вытекающие из нее значения отношений математических ожиданий

$$\frac{m_2}{m_1}, \quad \frac{m_3}{m_1}, \ldots$$

и сравнить их с наблюдениями. Результаты сравнения приводятся в табл. 2.

Поскольку значение постоянной C в формуле (20) остается неизвестным из-за неопределенности искомой функции в области малых частот, то приведенные в третьем столбце табл. 2 (вычисленные) числа m_k получены путем умножения выведенных на основе формул (17) и (20) отношений m_k/m_1 на наблюденное значение m_1 ($k=2, 3,\ldots$). Именно поэтому значение m_1 в третьем столбце совпадает со значением той же величины во втором столбце и взято в скобки.

7. В исследованиях по вспыхивающим звездам, выполненных бюраканской группой, всегда ставился вопрос об определении полного числа всех вспыхивающих звезд, а это требует значения числа вспыхивающих n_0, не испытавших за время наблюдений ни одной вспышки. В том приближении, в котором считается, что все вспыхивающие имеют одну и ту же среднюю частоту, значение n_0 получилось из формулы (1). Однако оказывается, что значения ν распределены в довольно широком интервале, а бесконечное возрастание $f(\nu)$ по формуле (20) при малых ν, о котором говорилось выше, приводит к расходимости интеграла (17) при $k=0$. По-видимому, должна быть изменена сама постановка задачи: следует искать не количество всех вспыхивающих звезд, а лишь количество тех вспыхивающих, у которых частоты превосходят некоторое ν_0.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ambartsumian V. A. C. R., 96, 172, 1935.
2. Амбарцумян В. А. Сб.: Звезды, туманности, галактики, Ереван, 1969, с. 283.
3. Амбарцумян В. А., Мирзоян Л. В., Парсамян Э. С., Чавушян О. С., Ерастова Л. К., Казарян Э. С., Оганян Г. Б., Янкович И. И. Астрофизика, 9, 461, 1973.

ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ НА СИМПОЗИУМЕ «ОБЪЕКТЫ НН, ЗВЕЗДЫ Т ТЕЛЬЦА И РОДСТВЕННЫЕ ЯВЛЕНИЯ» В МЕКСИКЕ.

I. Введение

Мы закончили работу этого очень удачного симпозиума. И теперь пришло время отдать дань Организационному комитету за выбор столь интересного предмета наших дискуссий.

Так как симпозиум был посвящен профессору Г. Аро, желательно было выбрать темой обсуждения одну из областей его работы. Но мы знаем, что профессор Г. Аро с большим успехом работал во многих областях, включая и проблему голубых галактик, в которой он был настоящим пионером, проблему вспыхивающих звезд, где он был вдохновляющей фигурой и т. д.

Однако Организационный комитет оказался мудрым в выборе объектов Аро-Хербига и звезд типа Т Тельца как главных тем симпозиума. Как раз в течение последних пяти или шести лет мы наблюдаем быстрый прогресс в этих областях и наши идеи об этих объектах теперь основаны на сравнительно большом наблюдательном материале. Обнаружены новые важные результаты. Они относятся к:

1) Физике и кинематике НН-объектов.

2) Связи между НН-объектами и звездами типа Т Тельца.

3) Атмосферам звезд типа Т Тельца.

4) Месту этих явлений в общей картине потери массы и истечения масс в ранних фазах образования и эволюции звезд.

Организационный комитет оказался мудрым и в том, что первой темой программы поставил объекты НН и только после этого, началось обсуждение звезд типа Т Тельца.

Такой выбор тем полностью соответствует наиболее разумной научной стратегии, которая начинается изучением наиболее проницаемых частей проблемы и продолжается на части менее проницаемые. В нашем случае, несмотря на то, что объекты НН содержат значительное количество пыли, они буквально прозрачны, по крайней мере, для некоторых длин волн, в то время как центральные части всех звезд (включая объекты Т Тельца) являются полностью недоступными. Конечно, информация, которую мы можем иметь от внешних слоев звезд типа Т Тельца от истечения диффузной материи и от интегральных свойств этих звезд имеют большую ценность.

II. Возбуждение излучения объектов НН

В настоящее время почти общепринято, что свет внешних источников может играть только очень скромную роль как источник светимости объектов НН. Рассеянный свет в UV спектре полностью пренебрежим.

Заключительная речь В. А. Амбарцумяна на симпозиуме «Объекты Хербига-Аро, звезды типа Т Тельца и родственные явления» и честь Гуиллермо Аро, Мехико, 24—26 февраля, 1983, 7, 253.

Как наиболее вероятный источник интенсивных эмиссионных линий принимается ударная волна. Доводы приведены в обзорной статье Р. Д. Шварца. Есть объяснение и для интенсивности непрерывного спектра. Можно считать его результатом двухфотонной эмиссии, возникающей при 2—1 переходах атома водорода.

Труднее объяснить ультрафиолетовые *эмиссионные линии*, принадлежащие высшим ионам, т. к. оптическая часть спектра говорит в пользу очень низкого возбуждения. Поэтому было предложено, что здесь активны две ударные волны разной скорости, но в настоящее время это объяснение кажется очень искусственным и необходимо дальнейшее изучение проблемы.

Может также случиться, что линии высоких и низких возбуждений образуются в различных частях объема данного объекта.

Крайне необходимы новые наблюдения высокой чувствительности в далеком ультрафиолете.

III. Кинематика объектов HH

Основной вывод обширной работы, сделанной Джонсом и Хербигом в Ликской обсерватории по определению собственных движений, объектов HH заключается в том, что тангенциальные скорости большие, достигая в некоторых случаях 300—350 км/с. После экстраполяции собственного движения обратно мы находим там звезду типа T Тельца или инфракрасный объект, от которого объект HH удаляется.

Очень вероятно, что ветер от этих молодых звезд является основным источником возбуждения объектов HH.

Теперь вопрос в следующем: выброшены ли объекты HH попросту из поверхностей соответствующих звезд, или они являются облачками ранее существовавшей здесь межзвездной материи, которые ускоряются ветром. Теоретические статьи относительно взаимодействия ветер-облачко очень важны для решения этой альтернативы. Однако, кажется, что гипотеза выброса из поверхности звезды более естественна. Нужно также взять на заметку тот факт, что, как правило, имеются очень сильные ветры из OB звезд, но мы не наблюдаем в их окрестности что-либо подобное объектам HH.

Согласно Джонсу, существует большое различие между векторами скоростей разных узлов внутри некоторых изученных объектов HH. Гюльбудагян заметил, что есть указания на расхождение узлов и иногда мы можем говорить даже про расширение систем узлов. Если это так, то объекты должны распасться за короткое время и вывод о том, что когда-то это был компактный объект, который распался при его вылете из возбуждающей звезды неизбежен. Если это так, то дальнейшее изучение относительных скоростей узлов крайне необходимо.

IV. Родственные объекты

Имея спектр, подобный спектрам объектов HH, туманность Бурнгэма, по-видимому, кинематически отлична от них. Так как во многих звездах типа T Тельца мы не наблюдаем прилегающей туманности такого типа, остается ответить на вопрос об условиях, которые благоприятны для образования таких туманностей. Очевидно, что некоторый обзор звезд типа T Тельца с целью обнаружения таких туманностей был бы очень полезным.

Оптические спектральные наблюдения CCД объектов очень желательны. В настоящее время кажется, что различие между этими объектами и объектами HH не очень велико.

V. *Звезды типа Т Тельца*

Определение звезд типа Т Тельца было дано Джоем и было основано на спектроскопическом критерии и переменности. Нет необходимости менять это определение. Однако многие из нас не очень удовлетворены выбором звезды Т Тельца как прототипа и символа для этого класса. Может быть звезда RW Возничего, которая намного «активнее», более подходит для этой цели.

Многие астрономы рассматривают звезды типа Т Тельца как «звезды предшествующие главной последовательности», представляя, что они двигаются к главной последовательности сверху. Профессор Аро много раз подчеркивал, что в Орионе есть звезды, которые определенно находятся ниже главной последовательности. Тем не менее, это очевидно, что объекты Т Тельца—молодые звезды с массами между 0.1 $M_\odot$ и 2 $M_\odot$, которые еще не достигли главной последовательности. Мы считаем очень вероятным, что все звезды в этом интервале масс проходят через эту эволюционную фазу, которая, будучи фазой формирования, является первой в жизни этих звезд. Вот почему, мы всюду ищем звезды пост Т Тельца (PTT), но не до Т Тельца.

В первом приближении проблема звезд пост Т Тельца была разрешена Аро, когда он нашел большое число вспыхивающих звезд в скоплениях и ассоциациях. Но остается много неразрешенных вопросов. Например, иногда две фазы (Т Тельца и вспышек) перекрываются. Означает ли это, что в звездах, когда мы имеем одновременно два вида активности, активность Т Тельца слабее, чем в чистых звездах типа Тельца? Жаль, что вопрос одновременного присутствия двух видов активности в одной и той же звезде не обсуждался на этом симпозиуме.

Однако в статье Мунда и его коллег внимание было обращено на пять звезд в области Тельца-Возничего со слабой активностью типа Т Тельца. Проблема их возраста остается открытой, но совершенно необходимо продолжать поиски таких звезд, которые имеют спектр промежуточный между звездами типа Т Тельца, dKe и dMe.

Наиболее общий вывод относительно широкополосной переменности звезд типа Тельца был сделан в статье, представленной Мендозой. Наблюдение значительного числа звезд типа Т Тельца в течение трех различных эпох показывает, что изменения, хотя и иррегулярные, имеют место во всех длинах волн от 1600 Å до 22 микрон.

Изменения эти очень сложны, и это показывает, что желательно ввести некоторую классификацию физических изменений для того, чтобы изучить их более подробно. Например, в некоторых работах авторы говорят о хромосферных и фотосферных изменениях. Проблема различных слоев (фотосфера, хромосфера и корона) обсуждалась в статье, представленной Калвет, которая также подчеркивала важность открытия очень горячего газа в атмосфере звезд типа Т Тельца. С этой точки зрения, трудно переоценить важность наблюдений, сделанных с IUE.

Конечно, вспышки, пятна и родственные явления очень важны для переменности звезд типа Т Тельца, но в то же время я не думаю, что, например, яркий максимум, который в некоторых случаях может быть стойким в течение долгого времени, объясняется суперпозицией большого числа вспышек. Хотя, конечно, вспышки играют роль во всех этих изменениях.

VI. Истечение материи

Как известно, профили типа P Лебедя, наблюдаемые во многих звездах типа T Тельца говорят в пользу непрерывного выброса материи из атмосфер этих звезд. Потеря масс должна быть порядка от 10^{-8} до 10^{-7} $M_\odot$ в год. С другой стороны, в некоторых звездах типа T Тельца наблюдались так называемые обратные профили P Лебедя. Уокером это было рассмотрено как признак, указывающий на падение вещества извне. Иногда это явление рассматривается как доказательство «сжатия» межзвездного вещества.

Однако кажется, что это предположение «сжатия» или «аккреции» межзвездного вещества теперь должно быть полностью отброшено, так как наблюдения движения газа вокруг звезд типа T Тельца (в линии CO) указывает на большие скорости, несовместимые с гравитационным сжатием.

С другой стороны, как видно из статьи, представленной Аппенцеллером, статистика запрещенных линий показывает преобладание отрицательных радиальных скоростей. И естественное объяснение этого факта, очевидно, должно быть подобно тому, которое дано для преобладания отрицательной радиальной скорости среди объектов HH. Это означает, что пыль, которая присутствует вокруг звезд, поглощает кванты, испущенные той частью оболочки, которая удаляется от нас.

Наблюдения профилей эмиссионных линий Mg II (Penston and Lago MN, 202, 77, 1983) также указывают на истечение газа в звездах, которые наблюдались.

Это означает, что падение или возрастание части *выброшенного вещества* невозможно. При условиях крайней неоднородности в атмосферах молодых звезд одна часть выброшенного вещества может приобрести отрицательную радиальную скорость и вернуться в фотосферу.

Все это делает очень вероятным, что ветры, ответственные за возбуждение объектов HH, и истечение вещества из звезд типа T Тельца подобны друг другу. Но, возможно, что не всегда истечение из звезд типа T Тельца достаточно для образования феномена HH. Возможно, что лишь очень активные звезды типа T Тельца могут образовать эти феномены.

VII. Биполярное истечение

Наблюдения в молекулярных линиях независимо установили существование биполярного истечения в молекулярных облаках из некоторых компактных объектов. В некоторых случаях такое истечение связано с присутствием объектов HH. Естественная связь двух явлений очевидна. Но остается объяснить, почему скорость молекулярного истечения обычно меньше, чем скорость объектов HH.

Оптически эти истечения иногда проявляют себя как кометарные туманности. Головы кометарных туманностей рассматриваются в этих случаях как источники истечения. Но есть указания, что в случае NGC 2261 действительный источник истечения не звезда R Единорога, а объект, который, будучи расположен очень близко к источнику истечения, невидим в оптических частотах. Возникает вопрос: какова в этом случае роль и физическая природа R Единорога?

В статье, представленной Леврольтом, исследовано биполярное истечение, ассоциированное с сильно переменной звездой PV Цефея. Соответствующая кометарная туманность GM 29 также сильно переменная.

Очень вероятно, что источники биполярного истечения, обнаруженные до сих пор, не такие, как средние звезды типа Т Тельца. Поэтому один из наиболее важных вопросов, а именно—природа, источников биполярного истечения—заслуживает дальнейшей наблюдательной работы.

В течение времени жизни Галактики общее число образованных объектов НН должно быть очень большим, возможно, порядка 10^{12}. Это население должно образовать важный компонент межзвездной среды, которая должна иметь более высокую дисперсию по оси z, чем другие компоненты межзвездной среды. Это может иметь некоторые последствия для физики межзвездной среды. Давайте подождем исследований также в этом направлении.

ЗАМЕЧАНИЯ К СТАТИСТИКЕ СОСТОЯНИЙ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗВЕЗД В ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМАХ

Астрофизика часто имеет дело с совокупностями нестационарных звезд, входящих в состав тех или иных звездных систем. Классические примеры таких совокупностей составляют, например, звезды типа RR Лиры в шарообразных звездных скоплениях и в эллиптических галактиках. Представляют выдающийся интерес совокупности звезд типа RW Возничего в звездных ассоциациях. Мы сознательно употребляем термин «звезды типа RW Возничего» вместо термина «звезды типа T Тельца», так как хотим сконцентрировать здесь внимание на фотометрических свойствах этих звезд.

Уже много лет изучаются *вспыхивающие* звезды-карлики, входящие в звездные ассоциации и в молодые открытые скопления. Недалеко то время, когда число систем, каждая из которых содержит по крайней мере несколько сот известных, вспыхивающих звезд, будет исчисляться многими десятками. Поскольку каждая из вспыхивающих звезд представляет собой некоторый случайный процесс, то определение ее характеристик представляет собой довольно трудоемкую задачу и требует длительных, продолжающихся иногда годы наблюдений. Тем более трудно определить из наблюдений требуемые статистические характеристики даже для небольшой выборки вспыхивающих звезд из данной совокупности.

Между тем существование указанных совокупностей нестационарных звезд ставит вопрос о статистике параметров таких звезд в каждой данной совокупности. Таким образом, в этом случае речь идет о составлении *статистики статистических параметров* или, короче, о статистике статистик. Такие «сверхстатистики» могут в дальнейшем сравниваться друг с другом и тем самым служить материалом для заключений об эволюционном статусе различных совокупностей.

Для достижения таких целей прямым путем, т. е. на основе определения статистических или других параметров всех отдельных членов совокупности, как вытекает из вышесказанного, следовало бы выполнить неимоверную по объему работу.

Поэтому здесь, в Бюракане, мы неоднократно делали попытки получить хотя бы частично такую сверхстатистическую информацию о совокупностях переменных звезд в тех или иных системах, без подробного определения значений интересующих нас параметров для каждой звезды совокупности. В частности, были сделаны первые попытки определения распределения средних частот вспышек вспыхивающих звезд в Плеядах [1] и в ассоциации Ориона [2] без предварительного определения средней частоты вспышек для отдельных вспыхивающих звезд.

Для внесения ясности в вопрос о возможности такого подхода к совокупностям переменных звезд других типов, например, показы-

---

В кн.: Вспыхивающие звезды и родственные объекты. Труды симпозиума, Бюракан, 16—19 октября 1984. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 111, 1985.

вающих периодические колебания блеска, мы рассмотрели один искусственный, но зато простой и, так сказать, прозрачный пример.

Представим себе совокупность звезд, блеск (звездная величина) которых меняется по следующему периодическому закону: прямолинейный подъем от минимума до максимума (обозначим разность блеска в минимуме и максимуме через a и затем мгновенное падение до минимума. Пусть периоды этих изменений для различных звезд различны, но ограничены каким-то верхним пределом (скажем, 10 дней). Пусть, наконец, эти функции имеют различные амплитуды.

Ставится задача определения функции распределения $f(a)$ амплитуд блеска без определения амплитуды для отдельных звезд. Как увидим, эта задача в принципе разрешима и без определения амплитуды a, хотя бы даже для одной звезды.

Для этого произведем измерения блеска всех членов нашей совокупности в два различных момента времени, t_1 и t_2, отделенных друг от друга промежутком, превосходящим один год. В таком случае, вследствие наличия хотя бы небольшой дисперсии периодов, разности фаз (для двух моментов) будут распределены равномерно между нулем и 2π.

Тогда оказывается, что для разностей звездных величин d для двух моментов мы будем иметь распределение $\varphi(d)$, связанное с $f(a)$ следующей формулой:

$$\varphi(d) = \int_d^\infty \left(1 - \left(\frac{d}{a}\right)\right) \frac{f(a)da}{a}, \qquad (1)$$

которая может рассматриваться как интегральное уравнение для искомой функции $f(a)$.

Как это часто бывает, наша *обратная задача* привела к интегральному уравнению. В данном случае это уравнение имеет простое решение:

$$f(a) = a^2\varphi''(a). \qquad (2)$$

В этом случае решение получается в результате двойного дифференцирования некоторой функции, полученной из наблюдений, и поэтому будет определяться с меньшей относительной точностью, чем наблюденное распределение разностей φ. Как Вы знаете, такое явление характерно для обратных задач.

Таким образом, мы показали, что в рассматриваемом гипотетическом примере в принципе достаточно было бы получить два фотометрических снимка нашей совокупности, разделенных длительным промежутком времени, чтобы получить такую важную характеристику рассматриваемой совокупности, как распределение амплитуд.

Очевидно, что от этого воображаемого примера можно перейти к более реалистическим моделям. Так, более реалистической была бы совокупность кривых, зависящих от двух параметров. Конечно, для этого пришлось бы получить большее количество наблюдений, скажем, фотоснимков и притом распределенных во времени специально выбранным образом. В дальнейшем мы предполагаем рассмотреть и эти, более сложные случаи.

В рассмотренном примере кривая блеска каждой звезды является *детерминированной*, и поэтому задача не так сложна. В работе [1] мы рассмотрели совокупность вспыхивающих звезд, когда предполагается (а это разумное предположение), что последовательность вспышек

каждой из звезд подчиняется закону Пуассона, но что при этом средние частоты ν для разных звезд различны. Ставилась задача о нахождении функции распределения частот при отсутствии данных о значении ν для каждой из вспыхивающих звезд. Практически это приходится делать в условиях, когда часть вспыхивающих звезд еще не открыта.

Оказалось, что исходной функцией для решения этой задачи может служить функция распределения во времени первых наблюдавшихся у каждой из звезд совокупности вспышек. А поскольку первая наблюдавшаяся вспышка звезды является моментом ее открытия, то мы говорим, что исходным наблюдательным материалом для решения вопроса является «хронология открытий» вспыхивающих звезд данной совокупности.

Можно показать также, что исходным материалом может служить хронология вторых вспышек, т. е. подтверждений открытий вспыхивающих звезд.

Таким образом, исходных данных оказывается как бы больше, чем нужно, т. е. задача оказывается переопределенной. На самом деле это только помогает делу.

В результате применения этого метода мы убедились в возможности его использования на практике. Мы не будем вступать здесь в обсуждение степени надежности полученных результатов. Некоторые предварительные выводы в этом направлении содержатся в недавно опубликованной работе Арутюняна [3]. Здесь же отметим лишь, что для больших частот функция распределения определяется гораздо лучше, чем для малых частот. Это физически вполне понятно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Амбарцумян В. А. Астрофизика, 14, 367, 1978.
2. Парсамян Э. С. Астрофизика, 16, 677, 1980.
3. Арутюнян Г. А. Астрофизика, 21, 163, 1984.

ДИСКУССИЯ ПО ДОКЛАДУ В. А. АМБАРЦУМЯНА

А. М. Черепащук. Какие ограничения накладывались на решение обратной задачи? В данном случае кажется естественным наложить условие неотрицательности на искомую функцию распределения, что может облегчить ее поиск.

В. А. Амбарцумян. Да, при решении практической задачи это должно облегчить.

В. П. Гринин. Предполагается ли постоянство (одинаковость) функции распределения амплитуд для всех членов скопления?

В. А. Амбарцумян. В первом примере мы рассматривали детерминированные процессы. Предполагалось, что звезды имеют различные амплитуды периодических колебаний, но амплитуды колебаний у каждой звезды постоянны. Мы ищем функции распределения этих амплитуд и выводим их из двух фотометрических обмеров совокупности. Слово «распределение амплитуд» для каждого члена скопления не имеет смысла. Ведь переменные представляют собой детерминированный процесс, а не случайный. О случайных процессах говорится в конце сообщения.

А. В. Тутуков. Для звезд с большими временами стационарного блеска число звезд с различающимися яркостями на двух снимках мо-

жет оказаться слишком малым для уверенного восстановления искомой функции. Можно ли обобщить Ваш метод на случай нескольких, определенным образом расположенных во времени снимков?

В. А. Амбарцумян. Рассмотрение двух снимков у меня предполагалось для случая детерминированных периодических переменных. Длительные остановки характерны для тех случаев, когда каждая звезда представляется кривой, изображающей случайный процесс. Но вообще, конечно, использование нескольких снимков может оказаться полезным для некоторых классов переменных звезд.

Р. М. Мурадян. Мне бы хотелось обратить внимание на возможное обобщение замечательной формулы В. А. Амбарцумяна $n_0 = \frac{n_2^1}{2n_2}$, справедливой для распределения Пуассона.

В случае распределения Планка

$$P_n = \frac{\pi^n}{(1+\pi)^{n+1}}$$

соответствующая формула имеет вид

$$r_0 = \frac{n_1^2}{r_2},$$

Для обобщенного распределения Планка

$$P_k^n = \frac{(n+k-1)!}{n!(k-1)!} \cdot \frac{(\pi/k)^n}{(1+\pi/k)^{n+k}},$$

частными случаями которого являются распределения Пуассона и Планка, имеет место соотношение

$$r_0 = \frac{k+1}{2k} \cdot \frac{n_1^2}{n_2},$$

которое при $k=1$ переходит в формулу для распределения Планка, а при $k=\infty$—в формулу Амбарцумяна. Более точно значение параметра k, имеющего определенный физический смысл, может быть определено из наблюдательных данных.

М. А. Мнацаканян. В своем докладе Виктор Амазаспович подчеркнул некорректность обратных задач—она проявлялась в необходимости дифференцирования плотности наблюдаемой функции распределения. В рассмотренном им здесь примере требуется нахождение второй производной, в задаче о восстановлении пространственного распределения по его проекциям (задача томографии) требуется найти первую производную, а вот в задаче о нахождении функции частот звездных вспышек на деле мы должны уметь вычислять все производные (теоретически бесконечное количество) от наблюдаемых распределений, а практически, скажем, до двадцатого-тридцатого.

А. М. Черепащуком было замечено, что задача существенно упрощается в предположении о неотрицательности или монотонности искомой функции распределения. Такой подход используется в развитом академиком Тихоновым методе регуляризации. Однако следует заметить, что это вряд ли существенно облегчает решение задачи—коридор ошибок почти целиком переносится на случай монотонных функций (не говоря о том, что предположение о монотонности может быть и неверным).

Что мы можем здесь предложить? Главное в задаче уметь пра-

вильно и хорошо описывать исходную наблюдаемую функцию распределения. Для каждой обратной задачи, по-видимому, существует своя собственная функция, характеризующая исходное распределение—данной операции «проецирования»—оператора перевода оригинала в наблюдаемое представление. Например, в задаче томографии это—функции *арксинуса*, а в задаче о частотах звездных вспышек это—функции биномиального распределения.

Если эти собственные функции правильно уметь определять, исходя из характера и специфики обратной задачи, то наблюдаемое распределение представится в виде суперпозиции по ним с постоянными коэффициентами. Тогда операции дифференцирования не внесут серьезной ошибки, так как они производятся над «правильными» собственными функциями. Источником ошибок являются только неточности определения постоянных коэффициентов, которые (неточности) почти того же порядка, что и в исходном распределении. В результате определение оригинала может быть осуществлено с той же точностью, с которой мы сможем описать наблюдаемое распределение.

Нами были проведены численные эксперименты решения задач томографии и о частотах вспышек. Оказывается, что решать их можно при очень малых статистиках, например, для 10—20 звезд. Использование указанных собственных функций позволяет получить поразительные результаты, а именно можно восстановить оригинал по его изображению, который оказывается гораздо *ближе* к тому «теоретическому» распределению, которое заложено природой в искомое оригинальное распределение, чем то распределение, которое реализовано в случае исследуемого конкретного скопления или группы.

P ЛЕБЕДЯ В ДАЛЕКОМ УЛЬТРАФИОЛЕТЕ

Описаны новые ультрафиолетовые наблюдения пекулярной звезды с потерей массы P Лебедя, полученные с помощью спутника Коперник. Они свидетельствуют, что ветер от P Лебедя показывает небольшую конечную скорость и низкую степень ионизации и совершенно непохож на ветер других сверхгигантов ранних спектральных подклассов. Это различие связано с большой протяженностью ее фотосферы и с тем фактом, что ускорение истечения материи начинается ниже ее фотосферы. Существование вокруг P Лебедя протяженной фотосферы доказывается аномальным распределением энергии в ее спектре. Из профиля линии L_α и интенсивностей диффузных полос выведена величина межзвездного поглощения: $E(B-V) \sim 0.35$.

Это приводит к выводу, что P Лебедя имеет внутреннее покраснение. Величина избытка цвета $E(B-V)$ приводит к расстоянию P Лебедя от 0.6 до 1.8 кпс. Для визуальной абсолютной величины это соответствует значению $-7.6 < M_v < -5.2$

1. *Введение.* Звезда P Лебедя (HD 193273) впервые наблюдалась в 1600 г. как объект около 3^m. До этого, из-за слабости, она не была доступна наблюдению невооруженным глазом. С тех пор блеск звезды мало изменился, и она оставалась ярче 5^m. В последнее время звезда имела почти постоянный блеск, равный $m_v = 4.8$ (см., например, [1]). Наблюдались только небольшие, по-видимому, периодические, колебания блеска [2]. Присутствие в спектре P Лебедя эмиссионных линий с абсорбционными компонентами с коротковолновой стороны дало основание допустить, что вокруг звезды имеется расширяющаяся газовая оболочка, которая непрерывно заполняется за счет постоянно истекающей с поверхности звезды материи.

Например, еще в 1929 г. Мак Кри [3], обсуждая явление Новых, и Билс [4], рассматривая спектры звезд типа Вольф-Райе, а также P Лебедя, поняли, что наблюдаемые в спектрах этих объектов своеобразные профили линий свидетельствуют об истечении вещества с поверхностей этих звезд. Они показали, что в этом случае эмиссионные линии возникают по всей расширяющейся сферической околозвездной оболочке, а абсорбционные компоненты, смещенные в коротковолновую сторону, в той части оболочки, которая прямо направлена к наблюдателю.

Спектр P Лебедя в видимой части содержит более сотни линий с характерными для нее профилями. Смещения абсорбционных компонент спектральных линий соответствуют доплеровским скоростям

Работа выполнена в рамках программы «Guest Investigator» с телескопом Принстонского университета, установленным на спутнике Коперник, субсидированном и действующем с помощью Национального управления по аэронавтике и исследованию космического пространства (США).

Астрофизика 14, 3, 425, 1978.

(Соавторы: Л. В. Мирзоян, Т. П. СНОУ).

истечения материи до ~300 км/сек [5—7]. Этот спектр характеризуется как B1 (см., например, [8]), хотя в нем имеются некоторые признаки, соответствующие более поздним спектральным подразделениям (см., например, [5]).

Работы Струве [5], Билса [9] и Струве и Роча [6], посвященные изучению P Лебедя, показали, что истекающая материя ускоряется во всей наблюдаемой области, так как линии низкого возбуждения, которые, надо полагать, формируются на самых высоких уровнях, систематически имеют более высокие скорости истечения. Более подробный анализ соотношений скорость—возбуждение был выполнен де Грутом [10] и Хатчингсом [11]. Предполагая, что возбуждение эмиссионных линий вызывается ультрафиолетовым непрерывным излучением фотосферы звезды, и используя интенсивности этих линий, Струве и Роч [6] заключили, что наблюдаемая материя находится внутри сферы с радиусом 2.5R, где R—радиус звезды.

Вопрос о зависимости скорости истечения материи от высоты в последнее время был пересмотрен Куаном и Кухи [12]. В попытке согласовать вычисленные профили линии H_α с наблюдаемым профилем они вынуждены были заключить, что ветер от P Лебедя имеет зону торможения. В противном случае вычисленные профили эмиссионных линий все оказываются чересчур широкими. Однако представление о ветре, имеющем отрицательное ускорение, очень трудно примирить с наблюдаемым соотношением возбуждение—скорость и в особенности с инфракрасным спектральным индексом [13, 14], который совместим только с ускоряющимся истечением. Совсем недавно ван Блеркому [15] удалось согласовать вычисленные профили бальмеровских эмиссионных линий с их наблюдаемыми профилями при ускоряющемся потоке. Он получил хорошее согласие, принимая более медленное ускорение, чем ускорение, вытекающее из исследования Кастора, Аббота и Клайна [16], чей закон изменения скорости с высотой был использован Куаном и Кухи. При законе изменения скорости с высотой, принятом ван Блеркомом [15], представляющим собой простую линейную зависимость от высоты (что, вероятно, не является единственной возможностью), максимальная скорость истечения ~ 300 км/сек достигается на высоте 10 R.

Светимость P Лебедя очень высокая. Копылов [17] и Хатчингс [11, 18], используя эмпирические корреляции между светимостью и эквивалентными ширинами абсорбционных компонентов спектральных линий, для визуальной абсолютной величины P Лебедя получили $M_v = -8.4$, а для ее болометрической абсолютной величины: $M_{bol} = -10.8$. Отсюда следует, что P Лебедя по светимости превышает другие сверхгиганты класса B1 более чем на 2^m.

Необходимо подчеркнуть, однако, что эквивалентные ширины абсорбционных линий в спектре P Лебедя сильно искажены в результате их блендирования с эмиссионными компонентами. Вследствие этого применение в этом случае существующих калибровок абсолютных звездных величин, основанных на эквивалентных ширинах абсорбционных линий нормальных, не имеющих эмиссионных линий звезд, едва ли обосновано, в особенности если учесть, что речь идет о применении соотношения, полученного из наблюдений обычных звезд к столь пекулярному объекту. По-видимому, оценки Копылова и Хатчингса светимости P Лебедя следует считать завышенными.

Темпы потери массы P Лебедя были определены Хатчингсом [18] на основе градиента соотношения скорость—возбуждение. Полученная

им оценка потери массы в $3.5.10^{-4}$ $M_\odot$/год несколько меньше более ранней оценки $5.10^{-4} M_\odot$/год [11], основанной на согласовании наблюдаемых профилей линий. Недавно Хатчингс [19], используя ультрафиолетовые наблюдения линии λ 1175 CIII, выполненные с помощью спутника Коперник, подкрепил свой вывод о высоких темпах потери массы P Лебедя, предполагая, что отсутствие эмиссионных линий CIII обусловлено высокой плотностью материи в ветре, вследствие чего снятие возбуждения атомов в результате столкновений преобладает над снятием возбуждения под влиянием излучения из верхнего уровня перехода. Основываясь на этом допущении, он получил для потери массы P Лебедя оценку в $5.10^{-4} M_\odot$/год.

Хотя нет никаких сомнений в том, что плотность ветра в случае P Лебедя столь значительна, что формируется большое число профилей типа P Лебедя в видимой области спектра, кажется маловероятным, чтобы она была настолько высока, как предполагает Хатчингс [19]. Дело в том, что в недавней работе Барлоу и Коэна [14], основанной на инфракрасных радионзмерениях, дающих информацию об излучении истекающей из P Лебедя материи, приводится значительно меньшая оценка потери массы: $1.5.10^{-5}$ $M_\odot$/год. А данные радионаблюдений, позволяющих непосредственно измерять количество материи, находящейся за зоной ускорения, обеспечивают более точную оценку потери массы.

Резкое поярчание на долгое время, а также профили типа P Лебедя, как выяснилось недавно, характерны для несомненно молодых объектов типа FU Ориона—фуоров (см., например, [20]). Хотя в настоящее время нам известны только два типичных представителя этого класса, однако их исследование уже показало огромное значение этих объектов для эволюции звезд.

Кривая блеска P Лебедя за весь период после 1600 г. весьма напоминает кривые блеска фуоров. При этом на нынешней фазе интенсивность излучения все еще находится на значительно более высоком уровне, чем до поярчания [20]. Очевидно, мы имеем дело со своеобразным сверхфуором. В связи с этим значительный интерес представляют наблюдения P Лебедя в далеком ультрафиолете.

Вследствие такой особой эволюционной истории P Лебедя представляет первостепенный научный интерес. Эта звезда отличается от других сверхгигантов ранних подразделений спектрального класса B и, насколько можно судить, имеет «протяженную фотосферу». Присутствие протяженной фотосферы уже означает, что существенная часть ускорения материи имеет место ниже слоя с оптической глубиной $\tau = 1$ в непрерывном спектре. Между тем у более нормальных звезд того же спектрального класса основная часть ускорения материи происходит в значительно более высоких слоях. Поэтому в случае P Лебедя вся спектральная картина должна быть иной.

Настоящая статья посвящена результатам ультрафиолетовых наблюдений P Лебедя, выполненных с помощью спутника *Коперник*. В ней представлены новые данные об ультрафиолетовом спектре звезды.

2. *Наблюдения*. На снимке, полученном объективной призмой спутником *Скайлеб*, ультрафиолетовый спектр P Лебедя очень слаб, и вначале казалось, что наблюдения этой звезды с помощью спутника *Коперник* полностью безнадежны. В последующем, однако, удалось получить несколько десятков записей отдельных узких участков ультрафиолетового спектра P Лебедя. Тем не менее спектр P Лебедя в далеком ультрафиолете весьма слаб, и для исключения шумов многократные записи одних и тех же спектральных участков были усред-

нены. Это привело к уменьшению числа наблюденных спектральных участков.

Все записи, использованные в этой работе, были получены фотоумножителем U 2, номинальное разрешение которого составляет 0.2A [21].

Записи, охватывающие линию λ 1175 CIII, которые уже были описаны Хатчингсом [19], получены 5 июня 1975 г. Последующие записи, описанные в этой статье, были получены 10 июня 1975 г. и 12 ноября 1976 г.

Фон частиц был устранен с помощью стандартных процедур, разработанных в Принстоне [22], а рассеянный свет, почти непрерывный в области спектра 1155—1270A,—посредством алгоритма Болина [23]. Для некоторых изолированных участков спектра вблизи 1300A, для которых эта процедура не может быть применена, рассеянный свет был принят равным 35% от общего сигнала (после устранения фона). Поскольку в этой работе не сделаны фотометрические измерения, то эта оценка рассеянного света вполне приемлема.

3. *Результаты.* На рис. 1 представлена запись области λλ. 1155—1270 в спектре P Лебедя. Кроме I.., она охватывает и линии λ 1175.7 CIII и λλ 1238.821 и 1242.804 NV. Как уже было сообщено Хатчингсом [19], линия CIII не показывает никаких признаков эмиссии. Однако линия поглощения смещена, и центр линии соответствует скорости около—190 км/сек в системе покоя звезды, а коротковолновый край линии—скорости—610 км/сек. Нет никакого свидетельства наличия поглощения ионом NV в дублете 1240A, хотя возможно, что слабые линии NV могли быть скрыты в шумах. Несомненно, однако, что никакой сильной эмиссии в этом месте нет.

На приведенной записи около длин волн 1260A и 1264A наблюдаются сильные линии поглощения, которые отождествляются с линиями ионизованного силиция (SiII): резонансной линией 1260.418A и сверхтонко-возбужденной линией 1264.730A. Центры этих линий поглощения SiII смещены и имеют скорости около—200 км/сек. Коротковолновый край линии 1264A соответствует скорости—510 км/сек, а линия 1260A так сильно блендирована с этой стороны, что полностью исключается оценка скорости ее края. Возможно, на красной стороне линии 1264A имеется эмиссия, однако сильные шумы не позволяют быть уверенным в этом.

У длины волны 1188 A наблюдается, возможно, реальная особенность, похожая на эмиссию, шириной около 4 A. Это падает на область спектра, которая наблюдалась лишь один раз и для которой шум соответственно больше, чем в примыкающих областях. Не получается никакого очевидного отождествления для указанной особенности, если она действительно реальная. Резонансная линия 1190.206 A SIII может быть возможным кандидатом для такого отождествления, однако в этом случае эмиссионная линия должна быть существенно смещенной в сторону коротких волн, чтобы она была бы ответственна за пик, наблюдаемый вблизи 1188 A. Имеется сильная линия поглощения у 1190.2 A, которая может быть линией SIII в поглощении, с небольшим смещением или, возможно, без смещения.

Вблизи 1164A имеется линия с профилем типа P Лебедя, эмиссия которой значительно выше, чем фон соседних участков. Эта область хорошо сканирована, и имеется большая вероятность, что линия реальная, так как ее высота над непрерывным спектром почти в четыре раза превышает фон, обусловленный статистикой фотонов. Маловеро-

ятно отождествление этой линии с субординатной линией λ 1164.545 OIV.

Если это действительно линия OIV, то скорость абсорбционного компонента равна —200 км/сек, а эмиссионный компонент находится в положении покоя. Профиль типа P Лебедя, аналогично расположенный, иногда наблюдается в спектрах звезд типа Вольф-Райе [24].

После того, как стало известно, что линии SiII у 1260 Å и 1264 Å в спектре P Лебедя показывают смещения, обусловленные движением,

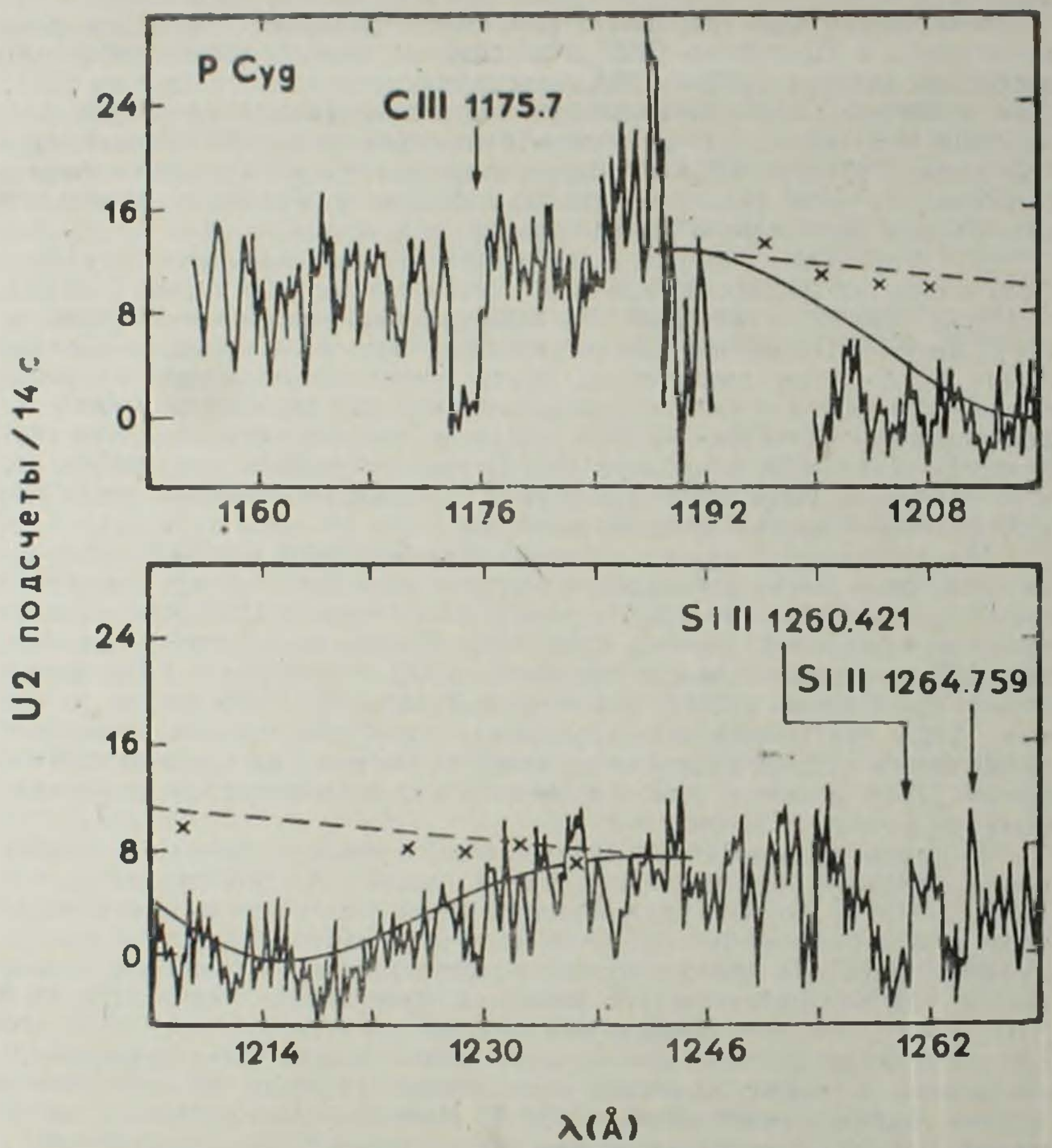


Рис. 1. Область вокруг линии L$_\alpha$ в спектре P Лебедя. Интервал от 1155 до 1184 Å был сканирован 11 раз, интервал от 1256 до 1268 Å—16 раз. Остальная часть была сканирована от 6 до 8 раз. Вертикальные стрелки указывают на длины волн покоя для сильных линий, которые наблюдаются на смещенных положениях из-за истечения. Отмечены принятый сглаженный профиль линии L$_\alpha$ и предполагаемый континуум, а также точки, наилучшим образом представляющие этот континуум, полученные методом, изложенным в тексте.

в то время как линии высокого возбуждения, например, в нем отсутствуют, были выполнены наблюдения на длинах волн других резонансных линий низкого возбуждения, включая линии λ 1334.531 CII и λ 1304.369 SiII (рис. 2). В обоих случаях были обнаружены линии поглощения, центры которых смещены приблизительно на —80 км/сек для CII и —270 км/сек для SiII. Правда, последнее значение довольно неопределенное вследствие блендов с коротковолновой стороны. Для линии CII коротковолновый край имеет скорость, равную —420 км/сек. Резкий пик, похожий на эмиссионную линию, наблюдается с длинноволновой стороны линии CII, высота которой находится выше локального континуума, превышающего фон почти в три раза. Если эта реальная эмиссионная линия CII, то она имеет скорость, равную +350 км/сек.

Наблюдение линии L_α в спектре звезды нами было использовано для оценки количества водорода в межзвездном пространстве между P Лебедя и наблюдателем. Как видно из рис. 1, линия L_α широкая и имеет затухающие крылья, что характерно для межзвездного поглощения. Плотность HI в столбце с основанием в 1 $см^2$ на пути луча мы определили, следуя Болину [23], следующим образом. Принимая пробные значения N(HI) и умножая наблюдаемый профиль на $e^{-\tau}$, где $\tau(\lambda) = N\alpha(\lambda) = 4.26.10^{-2} N(HI)/[6.04.10^{-10} + (\lambda - \lambda_0)^2]$, мы пригоняли эти значения до тех пор, пока результат не соответствовал ожидаемому уровню непрерывного спектра. На рис. 1 показан принятый уровень вместе со сглаженным профилем L_α, использованным для согласования. Вследствие высокого уровня шумов имеется некоторая неопределенность в положении этого сглаженного профиля, которая приводит к большей неопределенности в оценке плотности. В результате мы получили значение $N(HI) = 1.9.10^{21}$ $см^{-2}$, с неопределенностью в 50%.

4. *Обсуждение.* Как уже нами было отмечено, в недавней работе Барлоу и Коэна [14] скорость потери массы звездой P Лебедя определена на основе инфракрасных и радионаблюдений. Полученная ими оценка нам представляется правдоподобной и поэтому вероятнее считать, что скорость потери массы у P Лебедя не такая большая, как это вытекает из работ Хатчингса [11, 18]. Если использовать выведенный Барлоу и Коэном [14] закон изменения скорости истечения с высотой, а также скорость потери массы, то можно определить плотность в области, где образуются ультрафиолетовые резонансные линии, если известна высота этой области в ветре.

Имея в виду, что смещения центров соответствуют скоростям около 300 км/сек, следует считать, что они формируются на высоте более 1R над поверхностью. На этой высоте плотность частиц составляет $\leqslant 10^{10}$ $см^{-3}$, что по крайней мере в 10^5 раз меньше плотности, требуемой в случае снятия возбуждения высоких уровней наблюдаемых ультрафиолетовых переходов. Следовательно, как было отмечено ранее, отсутствие эмиссии не является результатом очень большой плотности ветра, как предполагал Хатчингс [19].

Кроме того, представленные нами данные показывают, что отсутствие сильной эмиссии не ограничивается только переходом λ 1175 CIII наблюденным Хатчингсом [19], но видно также в случае смещенных линий SiII и CII.

Существуют и другие возможные объяснения отсутствия сильных эмиссионных резонансных линий в спектре P Лебедя. Эти возможности будут подробно обсуждены Кассинелли и Сноу [25].

Очевидно, однако, что ветер от P Лебедя плотнее, чем от других горячих сверхгигантов. Все смещенные линии поглощения в далеком

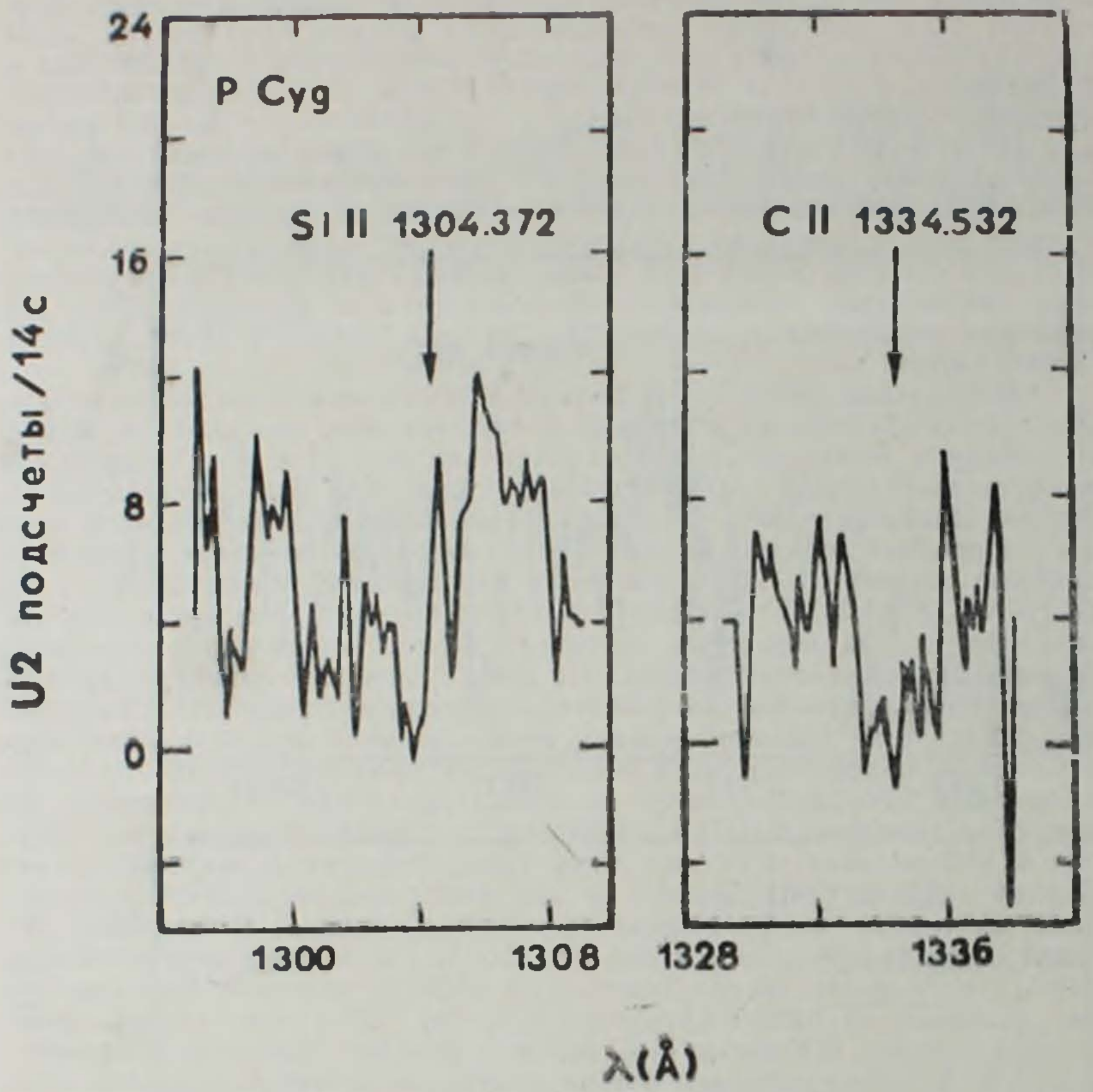


Рис. 2. Линии SiIIλ 1304 и CIIλ 1334. Линия SiII показывает небольшое смещение в сторону коротких волн, в то время как линия CII находится в положении покоя.

ультрафиолете соответствуют, как свидетельствуют их глубокие ядра, большим оптическим толщинам. По этой причине мы не считаем, что коротковолновые края этих линий представляют максимальную скорость истечения. Более вероятно допустить, что линии расширены вследствие эффекта насыщения, что подтверждается их симметричными профилями. Если коротковолновые края линий действительно представляли бы наибольшие скорости истечения, то следовало бы ожидать асимметричности с крыльями, протянутыми с коротковолновой стороны. Этот факт находится в полном согласии с картиной, характерной для протяженных фотосфер.

Имея в виду, что ветер от P Лебедя значительно плотнее, а ускорение истекающей материи происходит в глубоких фотосферических слоях, приходится допустить, что механизм, ответственный за истечение материи от P Лебедя, совершенно отличен от механизмов, действующих у других звезд с потерей массы.

Другая интересная аномалия, наблюдаемая у P Лебедя, относится к ионизационному состоянию истекающей материи. В отличие от других B-звезд ранних спектральных подклассов с истечением материи, исследованных до сих пор, в этом случае не имеется никаких свидетельств присутствия в ветре атомов высокой ионизации, таких, как, например, NV. Во всех других случаях в ветре были обнаружены ионы, которые не имеются в фотосфере [26]. Присутствие этих ионов, вероятно, связано с образованием ветра и его ускорением.

Другие сверхгиганты ранних спектральных подклассов B неизменно показывают профили типа P Лебедя у линий, например, NV, в то время, как сама P Лебедя вообще не показывает свидетельств присутствия этого иона. В то же время P Лебедя имеет смещенные линии ионов SiII и CII, которые не присутствуют в ветрах нормальных сверхгигантов ранних подклассов B. Эти ионы обычно начинают появляться как индикаторы ветра у звезд спектральных классов B8 и более поздних. Таким образом, состояние ионизации истекающей материи от P Лебедя крайне аномально, имея в некоторых отношениях сходство с состоянием звезды более холодной. Внешним слоям, очевидно, соответствует более низкая температура.

Закон изменения скорости истечения с высотой, который лучше всего согласуется с ветром от P Лебедя [14, 15], характеризуется более медленным ускорением, чем закон, который, очевидно, управляет истечением материи от других звезд (см., например, [16, 27, 28]). Может быть, более медленное ускорение в случае P Лебедя и обусловливает отсутствие высокоионизованных атомов в ветре. В нормальных случаях, вероятно, такие ионы, как OVI, в наиболее горячих звездах и NV, SiIV или CIV, в более поздних типах, обеспечивают ускорение с большими скоростями, благодаря сильным ультрафиолетовым резонансным линиям, которые не формируются на более низких уровнях [26, 29]. В случае P Лебедя, однако, где ветер во внешних частях, очевидно, холодный, не существуют такие переходы и ускорение медленное.

Во всяком случае, ясно, что истечение материи из P Лебедя совершенно непохоже на истечение из любых других, до сих пор изученных звезд ранних спектральных классов.

С этой точки зрения кажется вполне вероятным, что механизм, приводящий к потере массы в звезде P Лебедя, также различен. Плотность ветра исключительно высока и ответственна за большое богатство эмиссионных линий в видимой области спектра, так же, как и оптически толстых, смещенных ультрафиолетовых линий поглощения. Нет никаких свидетельств нагревания не излучательной природы, которое присутствует в любой другой звезде раннего спектрального класса с потерей массы [26]. Ускорение медленнее, чем в других звездах, вследствие чего достигается относительно низкая конечная скорость.

Наблюдаемые аномалии в линейчатом спектре P Лебедя, так же, как и отличие наблюдаемого распределения энергии в ее спектре от распределения, наблюдаемого у нормальных звезд сверхгигантов спектрального подкласса B1, имеют, по-видимому, общую причину и она заключается в характере строения фотосферы и в высокой плотности окружающей оболочки. Оказывается, что это различие в непрерывном спектре не обусловлено межзвездным или околозвездным поглощением света звезды.

Полученная выше оценка плотности HI в направлении P Лебедя может быть использована для определения межзвездного поглощения для нее. Корреляция между N(HI) и избытком цвета, опубликованная

Болином, Дрейком и Саведж [30], приводит к значению в интервале 0.30—0.60, с учетом неопределенности в величине N(HI).

В частности, для полученного нами значения $N(HI)=1.9\cdot10^{21}$ см$^{-2}$ избыток цвета $E(B-V)=0.40$. Это существенно меньше значения $E(B-V)=0.67$ для межзвездного поглощения, вытекающего непосредственно из наблюдений показателя цвета P Лебедя B—V при допущении, что распределение энергии в спектре P Лебедя совпадает с этим распределением для нормального сверхгиганта спектрального подкласса B1.

В пользу малого значения межзвездного поглощения свидетельствуют и интенсивности диффузных межзвездных полос в направлении P Лебедя. Интенсивности полос λλ 4430 и 5780 в спектре P Лебедя с помощью корреляции, установленной Сноу, Йорком и Уелти [31], между интенсивностью межзвездных полос и избытком цвета (обусловленным межзвездным покраснением) приводят к величине $E(B-V)=0.30$. Хотя имеются известные случаи звезд, имеющих в спектрах слабые диффузные полосы, отклоняющиеся от указанной корреляции, однако такие отклонения у звезд, расположенных в окрестностях P Лебедя, неизвестны.

Трудно допустить, что в случае P Лебедя существует околозвездное покраснение, вызванное пылью, которое не сопровождается формированием HII, либо поглощением диффузных полос, вследствие чего ее избыток цвета, вызванный межзвездным покраснением, действительно соответствует $E(B-V)=0.67$. Это допущение кажется невероятным в свете результатов инфракрасных наблюдений Барлоу и Коэна [14], хорошо согласующихся с представлением о том, что инфракрасный спектр P Лебедя образуется свободно—свободными переходами и не связан с силикатным излучением. Кроме того, в случае присутствия вокруг звезды заметного количества пыли, вызывающей экстинкцию, напоминающую межзвездную, P Лебедя не могла бы наблюдаться с помощью спутника Коперник.

Если допустить, что P Лебедя излучает как абсолютно черное тело, то для межзвездного покраснения следует принять значение $E(B-V)=0.35$. И тогда возможное объяснение противоречия между этим значением избытка цвета $E(B-V)$ и значением, полученным из непосредственно наблюдаемого показателя цвета B—V заключается в том, что P Лебедя имеет протяженную фотосферу. А распределение энергии в спектрах звезд, обладающих протяженными фотосферами, согласно теории Козырева [32], должно сильно отклоняться от спектрального распределения чернотельного излучения. Это и является причиной тому, что еще в 1935 г. Струве [5], на основе исследования спектра P Лебедя, отметил, что она холоднее своего спектрального класса B1.

Веским свидетельством в пользу наличия протяженной фотосферы у P Лебедя являются результаты ее спектрофотометрических измерений, выполненных Шалонжем и Дивари [33].

Принимая абсолютную величину P Лебедя равной $M_v=-8.4$, для ее расстояния имеем $r=2.7$кпс в случае $E(B-V)=0.35$, в то время как при $E(B-V)=0.67$ это расстояние составляет только $r=1.7$ кпс.

Просмотр корреляции между межзвездным покраснением и расстоянием для нормальных звезд в окрестностях P Лебедя из UBV—каталога Бланко и др. [34] показывает, однако, что все звезды, расположенные дальше 2.0 кпс, имеют избытки цвета $E(B-V)\geqslant1.0$.

Между тем аргументы, приведенные выше, свидетельствуют, что

межзвездное покраснение для P Лебедя определяется избытком цвета $E(B-V) \simeq 0.35$. Это дает основание считать, что звезда находится ближе 2.0 кпс. В этом случае эмпирическая корреляция межзвездное покраснение—расстояние в данном направлении для расстояния P Лебедя указывает предельные значения 0.6 кпс и 1.8 кпс. Это, в свою очередь, соответствует абсолютной визуальной величине P Лебедя в интервале значений—5.2 и —7.6, что несколько ниже значения, полученного Копыловым [17] и Хатчингсом [18]. Причина этого различия, как уже было отмечено, вероятно, заключается в том, что для определения абсолютной величины P Лебедя не обосновано применение калибровок, основанных на эквивалентных ширинах линий поглощения нормальных звезд.

Для понимания наблюдаемой у P Лебедя картины, по-видимому, следует привлечь процессы внутренней динамической неустойчивости. При этом необходимо учесть ее сходство с фуорами [20]. Может быть, истечение материи от P Лебедя является результатом первоначальной «вспышки». Может быть, звезда, подобно фуорам, находится в поворотной стадии развития, когда вследствие быстрых изменений начался выброс материи, продолжающийся в настоящее время в виде спокойного истечения.

Наблюдения спектра P Лебедя в далеком ультрафиолете приводят к следующим основным выводам:

1. Ветер от P Лебедя имеет аномально медленное ускорение и низкую ионизацию во внешних частях, как следует из факта отсутствия сильных эмиссионных линий в ультрафиолете, чем она более напоминает сверхгиганты поздних, чем ранних спектральных классов B.

2. Истинный избыток цвета P Лебедя $E(B-V)$, обусловленный межзвездным покраснением, выведенный из наблюдаемой плотности HI и из интенсивностей диффузных межзвездных полос, значительно (около $0^m.3$) меньше, чем дают непосредственные наблюдения показателя цвета B—V. Это различие, по-видимому, обусловлено особой структурой ее протяженной фотосферы.

3. Расстояние P Лебедя, полученное с помощью наблюдаемой корреляции между величиной межзвездного покраснения и расстоянием для нормальных звезд в направлении P Лебедя и выведенного для межзвездного покраснения этой звезды избытка цвета $E(B-V) \simeq 0.35$, ограничено снизу и сверху значениями 0.6 и 1.8 кпс соответственно. Это приводит для абсолютной визуальной величины звезды к значениям, заключенным в интервале $M_v = -5.2 \div -7.6$, что несколько меньше принятого до сих пор значения M_v.

4. P Лебедя показывает аномальные особенности во многих отношениях. Вполне вероятно, что в случае P Лебедя ветер по природе совершенно отличен, чем в других звездах с потерей массы. Прежде всего это выражается в более высокой плотности ветра.

Первые два автора выражают благодарность проф. Л. Спитцеру и д-ру Д. Г. Йорку, которые сделали настоящее сотрудничество возможным. Авторы признательны также д-рам Д. ван Блеркому, Дж. Кассинелли и Х. Ламерсу за полезные обсуждения.

Часть работы, выполненная в обсерватории Принстонского университета, поддерживалась НАСА, по контракту NAS5—23576.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fernie J. D. P. A. S., P. 81, 168, 1961.
2. Kharadze E. K., Magalashvili N. L. Observatory, 87, 295, 1967.
3. McCrea W. S. Z. Phys., 57, 367, 1929.

4. Beals C. S. M. N., 90, 202, 1929.
5. Struve O. Ap. J., 81, 66, 1935.
6. Struve O., Roach F. E. Ap. J., 90, 727, 1939.
7. Beals C. S. Publ. Dom. Ap. Obs., 9, 1, 1959.
8. Lesh J. R. Ap. J. Suppl. Ser., 17, 371, 1968.
9. Beals C. S. M. N., 95, 580, 1935.
10. Groot M. Bull. Astron. Inst. Netherlands. 20, 225, 1969.
11. Hutchings J. B. M. N., 144, 235. 1969.
12. Kuan P., Kuhi L. Ap. J., 199, 148, 1975.
13. Wright A. E., Barlow M. J. M. N., 170, 41, 1975.
14. Barlow M. J., Cohen M. M. N., 213, 737, 1977.
15. Blerkom D. van. 1978, preprint.
16. Castor J. I., Abbott D. C., Klein R. I. Ap. J., 195, 157, 1975.
17. Копылов И. М. Изв. Крымской обс., 20, 156, 1958.
18. Hutchings J. B. Ap. J., 203, 438, 1976.
19. Hutchings J. B. Ap. J., 204, 1. 99, 1976.
20. Амбарцумян В. А. Астрофизика, 7, 557, 1971.
21. Rogerson J. B., Spitzer L., Drake J. F., Dressler K., Jenkins E. B., Morton D. G., York D. G. Ap. J., 181, L 97, 1973.
22. York D. G., Miller A. E. Memo to Users of Copernicus Data, Princeton, 4 December, 1974.
23. Bohlin R. C. Ap. J., 200, 402, 1975
24. Johnson H. M. 1977, preprint.
25. Cassinelli J. P., Snow T. P. 1978, in press.
26. Lamers H. J. G. L. M., Snow T. P. Ap. J., in press.
27. Lamers H. J. G. L. M. Morton D. C. Ap. J. Suppl. ser., 32, 715, 1976.
28. Lamers H. J. G. L. M., Rogerson J. B. Astron. Astrophys., 1978, in press.
29. Rogerson J. B., Lamers H. J. G. L. M. Nature, 256, 190, 1975.
30. Bohlin R. C., Drake J. F., Savage B. D. 1978, preprint.
31. Snow T. P., York D. G., Welty D. E. A. J., 82, 113, 1977.
32. Kostrev N. A., M. N. 94, 430, 1933.
33. Chalonge D., Divan L. Ann. Astrophys., 15, 201, 1952.
34. Blanco V. M., Demers S., Douglas G. G., Fitzgerald M. P., Publ U. S. Naval Obs., 21, 1. 1968.

ТЕОРИЯ РАССЕЯНИЯ СВЕТА

К ЗАДАЧЕ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ СРЕДЕ С ВНУТРЕННИМ ОТРАЖЕНИЕМ ОТ ГРАНИЧНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

При решении задачи о световом режиме в плоскопараллельной среде, состоящей из мутной жидкости, следует учитывать внутреннее отражение от граничной поверхности. При этом в настоящей статье мы ограничимся случаем, когда среда освещена падающим снаружи потоком параллельных лучей πS, который после преломления на поверхности и входа в среду образует угол θ_0 с внутренней нормалью.

Все величины, входящие в приведенные ниже уравнения, относятся к полю излучения внутри среды, в том числе и предельные значения рассматриваемых функций при оптической глубине $\tau=0$. Поскольку одним из главных результатов расчета должно быть значение интенсивности $I(\tau, \theta, \varphi)$ при $\tau=0$, то для получения значения этой интенсивности вне среды (т. е. для получения интенсивности диффузно-отраженного излучения вне среды) нужно будет ввести простые поправочные множители, учитывающие перераспределение по углам выходящего из среды излучения вследствие преломления, с одной стороны, и внутреннее отражение, которое ослабляет выходящее излучение, с другой стороны. Эти множители могут быть составлены элементарным путем. Поэтому поставим задачу: найти $I(0, \theta, \varphi)$ на внутренней стороне границы среды.

При наличии внутреннего отражения основное интегральное уравнение теории рассеяния света будет иметь вид, несколько отличный от обычного. Для вывода его напишем выражения интенсивности излучения.

Для лучей, идущих снизу вверх, на глубине τ будем иметь, как в обычном случае,

$$I(\tau, \theta, \varphi) = \int_{\tau}^{\infty} e^{-(t-\tau)\sec\theta} B(t, \theta, \varphi) \sec\theta dt, \quad \left(\theta < \frac{\pi}{2}\right). \tag{1}$$

где $B(t, \theta, \varphi)$ есть функция источника, а θ—угол с внешней нормалью.

Для лучей, идущих сверху вниз,

$$I(\tau, \theta, \varphi) = -\int_{0}^{\tau} e^{-(t-\tau)\sec\theta} B(t, \theta, \varphi) \sec\theta dt - \tag{2}$$

$$-\int_{0}^{\infty} e^{-(t+\tau)\sec(\pi-\theta)} p(\theta) B(t, \pi-\theta, \varphi) \sec\theta dt, \quad \left(\theta > \frac{\pi}{2}\right).$$

Статья была написана в 1942 г., когда автор работал в ЛГУ. Уч. зап. ЛГУ, 1964, №323, серия мат. наук, вып. 37, 3.

То есть интенсивность луча, идущего в некотором направлении вниз, на глубине складывается из того, что доходит из вышележащих слоев ($t<\tau$), и из того, что доходит от поверхности. Последнее представляет собою излучение, подвергшееся внутреннему отражению. Оно равно коэффициенту отражения $\rho(\theta)$, умноженному на интенсивность на границе луча, идущего наружу. Кроме того, учитывается то обстоятельство, что это отраженное излучение по пути ослабляется в $e^{-\tau\sec(\pi-\theta)}$ раз. Для $\theta>\bar{\theta}$, где $\bar{\theta}$ — угол полного внутреннего отражения, будем иметь $\rho(\theta)=1$. Функция источника $B(\tau, \theta, \varphi)$ выражается через интенсивность $I(\tau, \theta, \varphi)$ следующим образом:

$$B(\tau, \theta, \varphi)=\frac{\lambda S}{4}\chi(\cos\gamma_1)e^{-\tau\sec\theta_0}+\frac{\lambda}{4\pi}\int \chi(\cos\gamma)I(\tau, \theta', \varphi')d\omega' \qquad (3)$$

где γ есть угол между направлениями θ, φ и θ', φ'; $d\omega'=\sin\theta' d\theta' d\varphi'$; γ_1 есть угол между направлением θ_0, φ_0 падающего извне параллельного пучка и направлением θ, φ. Функция $\chi(\cos\gamma)$ есть индикатриса рассеяния, а λ-альбедо при элементарном акте рассеяния.

Подставляя выражения (1) и (2) в уравнение (3), находим

$$B(\tau, \theta, \varphi)=\frac{\lambda S}{4}\chi(\cos\gamma_1)e^{-\tau\sec\theta_0}+$$

$$+\frac{\lambda}{4\pi}\int_{\tau}^{\infty} dt\int_{0}^{\pi/2} tg\theta' d\theta'\int_{0}^{2\pi} d\varphi' e^{-(t-\tau)\sec\theta'}\chi(\cos\gamma)B(t, \theta', \varphi')-$$

$$-\frac{\lambda}{4\pi}\int_{0}^{\tau} dt\int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} tg\theta' d\theta'\int_{0}^{2\pi} d\varphi' e^{-(t-\tau)\sec\theta'}\chi(\cos\gamma)B(t, \theta', \varphi')+$$

$$+\frac{\lambda}{4\pi}\int_{0}^{\infty} dt\int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} \sin\theta' d\theta'\int_{0}^{2\pi} d\varphi' e^{-(t+\tau)\sec(\pi-\theta')}\rho(\theta')\chi(\cos\gamma)\times$$

$$\times B(t, \pi-\theta', \varphi')\sec(\pi-\theta'). \qquad (4)$$

Можно указать общий метод решения этого уравнения. Однако это связано с громоздкими формулами. Поэтому здесь остановимся лишь на методе решения для частного случая сферической индикатрисы, когда все формулы значительно упрощаются.

При сферической индикатрисе каждый элемент объема излучает одинаково во все стороны. Поэтому функция B не зависит от углов ϑ и φ. Принимая это во внимание, а также то, что $\chi(\cos\gamma)=1$, и интегрируя в правой части (4) по φ', получаем

$$B(\tau)=\frac{\lambda S}{4}e^{-\tau\sec\theta_0}+\frac{\lambda}{2}\int_{\tau}^{\infty} dt\int_{0}^{\frac{\pi}{2}} e^{-(t-\tau)\sec\theta'}B(t)tg\theta' d\theta' dt-$$

$$-\frac{\lambda}{2}\int_{0}^{\tau} dt\int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} e^{-(t-\tau)\sec\theta'}B(t)tg\theta' d\theta' dt+$$

$$+\frac{\lambda}{2}\int_0^{\infty} dt \int_{\pi/2}^{\pi} e^{-(t-\tau)\sec(\vartheta-\vartheta')} p(\vartheta') B(t) \operatorname{tg}(\pi-\vartheta')\, d\vartheta' dt. \qquad (5)$$

Обозначая в первом, втором и третьем интегралах $-\sec\vartheta' = z$, находим

$$B(\tau) = \frac{iS}{4} e^{-\tau\sec\vartheta_0} + \frac{\lambda}{2}\int_1^{\infty} B(t)dt \int_1^{\infty} e^{-z(t-\tau)} \frac{dz}{z} +$$

$$+\frac{\lambda}{2}\int_0^{\tau} B(t)dt \int_1^{\infty} e^{-z(\tau-t)} \frac{dz}{z} + \frac{\lambda}{2}\int_0^{\infty} B(t)dt \int_1^{\infty} e^{-z(t+\tau)} p(z) \frac{dz}{z}.$$

Введя функцию

$$\int_1^{\infty} e^{-zu} p(z) \frac{dz}{z} = H(u) \qquad (6)$$

и полагая $S = 1$, мы придем окончательно к уравнению

$$B(\tau) = \frac{\lambda}{4} e^{-\tau\sec\vartheta_0} + \frac{\lambda}{2}\int_0^{\tau} Ei|\tau-t|\, B(t)dt + \frac{\lambda}{2}\int_0^{\infty} H|\tau+t|\, B(t)\, dt. \qquad (7)$$

Заметим, что $p(z)$, как коэффициент внутреннего отражения, всегда меньше единицы или равен единице. Поэтому для функции $H(u)$ будем иметь

$$H(u) < Ei(u).$$

Кроме того, обе функции $Ei(u)$ и $H(u)$ монотонно убывают при возрастании аргумента.

Введем в (7) $\sec\vartheta_0 = \frac{1}{\eta_0}$. Кроме того, заметим, что $B(\tau)$ зависит от параметра η_0, входящего в свободный член уравнения (6), и явно отразим эту зависимость. Тогда (7) приводится к виду

$$B(\tau, \eta_0) = \frac{\lambda}{4} e^{-\frac{\tau}{\eta_0}} + \frac{\lambda}{2}\int_0^{\tau} (Ei|\tau-t| + H|\tau+t|) B(t, \eta_0)dt. \qquad (8)$$

Наряду с этим уравнением далее придется иметь дело с решением уравнения с измененным ядром:

$$C(\tau, \eta_0) = \frac{\lambda}{4} e^{-\frac{\tau}{\eta_0}} + \frac{\lambda}{2}\int_0^{\tau} (Ei|\tau-t| - H|\tau+t|) C(t, \eta_0)dt. \qquad (9)$$

Ядра уравнений (8) и (9) положительны.
Напишем уравнение (8) в виде

$$B(\tau, \eta_0) = \frac{\lambda}{4} e^{-\frac{\tau}{\eta_0}} + \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau} \Phi(\tau - t) B(t, \eta_0) dt +$$

$$+ \frac{\lambda}{2} \int_{\tau}^{\infty} \Phi(t - \tau) B(t, \eta_0) dt + \frac{\lambda}{2} \int_0^{\infty} \Psi(\tau + t) B(t, \eta_0) dt.$$

Обозначим в первом интеграле правой части $t - t = u$, во втором — $t - \tau = u$, в третьем — $\tau + t = u$. Тогда

$$B(\tau, \eta_0) = \frac{\lambda}{4} e^{-\frac{\tau}{\eta_0}} + \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau} \Phi(u) B(\tau - u, \eta_0) du +$$

$$+ \frac{\lambda}{2} \int_0^{\infty} \Phi(u) B(\tau + u, \eta_0) du + \frac{\lambda}{2} \int_{\tau}^{\infty} \Psi(u) B(u - \tau, \eta_0) du.$$

Продифференцируем обе части по τ и получим

$$B'(\tau, \eta_0) = \frac{\lambda}{4} e^{-\frac{\tau}{\eta_0}} + \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau} \Phi(u) B'(\tau - u, \eta_0) du +$$

$$+ \frac{\lambda}{2} \int_0^{\infty} \Phi(u) B'(\tau + u, \eta_0) du - \frac{\lambda}{2} \int_{\tau}^{\infty} \Psi(u) B'(u - \tau, \eta_0) du +$$

$$+ \frac{\lambda}{2} B(0, \eta_0) \Phi(\tau) - \frac{\lambda}{2} B(0, \eta_0) \Psi(\tau).$$

Переходя обратно от переменной u к t, соединяя получившиеся интегралы и пользуясь уравнением (6), имеем

$$B'(\tau, \eta_0) = -\frac{\lambda}{4\eta_0} e^{-\frac{\tau}{\eta_0}} + \frac{\lambda}{2} \int_0^{\infty} (\Phi|\tau - t| - \Psi|\tau + t|) B'(t, \eta_0) dt +$$

$$+ \frac{\lambda}{2} \int_0^1 e^{-\frac{\tau}{\xi}} [1 - p(\xi)] \frac{d\xi}{\xi} B(0, \eta_0). \qquad (10)$$

Получившееся уравнение (10) для функции $B'(t, \eta_0)$ имеет такое же ядро, как уравнение (9) для функции $C(t, \eta_0)$. Однако разница заключается в том, что свободный член уравнения (10) представляет собою суперпозицию членов типа $e^{-\frac{\tau}{\eta_0}}$. Поэтому и решения уравнения (10) можно представить как суперпозицию решений уравнения (9) при различных значениях параметра. Именно

$$B'(\tau, \eta_0) = -\frac{1}{\eta_0} C(\tau, \eta_0) + 2B(0, \eta_0) \int_0^1 C(\tau, \xi)[1 - p(\xi)] \frac{d\xi}{\xi}. \qquad (11)$$

Точно таким же образом продифференцировав уравнение (9), найдем

$$C'(\tau, \eta_0) = -\frac{1}{\eta_0} B(\tau, \eta_0) + 2C(0, \eta_0) \int_0^1 B(\tau, \xi)[1+p(\xi)]\frac{d\xi}{\xi}. \quad (12)$$

Помножим обе части уравнений (11) и (12) на $\frac{1}{\eta} e^{-\frac{\tau}{\eta}}$ и проинтегрируем по τ от 0 до ∞. При этом обозначим

$$r(\eta, \eta_0) = \frac{1}{\eta} \int_0^\infty e^{-\frac{\tau}{\eta}} B(\tau, \eta_0) d\tau \quad (\bullet)$$

и

$$s(\eta, \eta_0) = \frac{1}{\eta} \int_0^\infty e^{-\frac{\tau}{\eta}} C(\tau, \eta_0) d\tau. \quad (\bullet\bullet)$$

Тогда

$$\frac{1}{\eta} \int_0^\infty e^{-\frac{\tau}{\eta}} B'(\tau, \eta) d\tau = -\frac{1}{\eta_0} s(\eta, \eta_0) + 2P(0, \eta_0) \int_0^1 s(\eta, \xi)[1-p(\xi)]\frac{d\xi}{\xi} \quad (13)$$

$$\frac{1}{\eta} \int_0^\infty e^{-\frac{\tau}{\eta}} C'(\tau, \eta_0) d\tau = -\frac{1}{\eta_0} r(\eta, \eta_0) + 2C(0, \eta_0) \int_0^1 r(\eta, \xi)[1+p(\xi)]\frac{d\xi}{\xi}. \quad (14)$$

С другой стороны,

$$\frac{1}{\eta} \int_0^\infty B'(\tau, \eta_0) e^{-\frac{\tau}{\eta}} dt = -\frac{1}{\eta} B(0, \eta_0) + \frac{1}{\eta^2} \int_0^\infty B(\tau, \eta_0) e^{-\frac{\tau}{\eta}} d\tau =$$

$$= -\frac{1}{\eta} B(0, \eta_0) + \frac{1}{\eta} r(\eta, \eta_0).$$

Подставляя его в уравнение (13), находим

$$\frac{1}{\eta} r(\eta, \eta_0) + \frac{1}{\eta_0} s(\eta, \eta_0) = B(0, \eta_0)\left\{\frac{1}{\eta} + 2\int_0^1 s(\eta, \xi)[1-p(\xi)]\frac{d\xi}{\xi}\right\}.$$

Точно так же

$$\frac{1}{\eta} s(\eta, \eta_0) + \frac{1}{\eta_0} r(\eta, \eta_0) = C(0, \eta_0)\left\{\frac{1}{\eta} + 2\int_0^1 r(\eta, \xi)[1+p(\xi)]\frac{d\xi}{\xi}\right\}.$$

Положим

$$r(\eta, \eta_0) = \frac{A}{4\eta} R(\eta, \eta_0);$$

$$s(\eta_1, \eta_{10}) = \frac{\lambda}{4\eta_1} S(\eta_1, \eta_{10}).$$

Тогда

$$\frac{1}{\eta} R(\eta_1, \eta_{10}) + \frac{1}{\eta_{10}} S(\eta_1, \eta_{10}) = \frac{4}{\lambda} B(0, \eta_{10}) \left\{ 1 + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 S(\eta_1, \xi)[1 - p(\xi)] \frac{d\xi}{\xi} \right\}, \quad (15)$$

$$\frac{1}{\eta} S(\eta_1, \eta_{10}) + \frac{1}{\eta_{10}} R(\eta_1, \eta_{10}) = \frac{4}{\lambda} C(0, \eta_{10}) \left\{ 1 + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 R(\eta_1, \xi)[1 + p(\xi)] \frac{d\xi}{\xi} \right\}. \quad (16)$$

Входящие в эти уравнения величины $B(0, \eta_0)$ и $C(0, \eta_0)$ находятся следующим образом: положим в уравнениях (8) и (9) $\tau = 0$. Тогда, принимая во внимание уравнение (6), а также (*) и (**), получим

$$B(0, \eta_{10}) = \frac{\lambda}{4} \left\{ 1 + 2\eta_{10} \int_0^1 s(\eta_{10}, \xi)[1 + p(\xi)] \frac{d\xi}{\xi} \right\}$$

$$C(0, \eta_{10}) = \frac{\lambda}{4} \left\{ 1 + 2\eta_{10} \int_0^1 s(\eta_{10}, \xi)[1 - p(\xi)] \frac{d\xi}{\xi} \right\}$$

или

$$B(0, \eta_{10}) = \frac{\lambda}{4} \left\{ 1 + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 R(\eta_{10}, \xi)[1 + p(\xi)] \frac{d\xi}{\xi} \right\}$$

$$C(0, \eta_{10}) = \frac{\lambda}{4} \left\{ 1 + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 S(\eta_{10}, \xi)[1 - p(\xi)] \frac{d\xi}{\xi} \right\}. \quad (17)$$

Внося значения $B(0, \eta_0)$ и $C(0, \eta_0)$ в уравнения (15) и (16), получим

$$\frac{1}{\eta_1} R(\eta_1, \eta_{10}) + \frac{1}{\eta_{10}} R(\eta_1, \eta_0) = \frac{16}{\lambda^2} B(0, \eta_{10}) \cdot C(0, \eta_1)$$

$$\frac{1}{\eta_1} S(\eta_1, \eta_{10}) + \frac{1}{\eta_{10}} R(\eta_1, \eta_{10}) = \frac{16}{\lambda^2} C(0, \eta_{10}) \cdot B(0, \eta_1). \quad (18)$$

Для сокращения обозначим

$$\frac{4}{\lambda} B(0, \eta) = \varphi(\eta); \qquad \frac{4}{\lambda} C(0, \eta_1) = \psi(\eta_1). \quad (19)$$

Тогда, складывая и вычитая уравнения (18), находим

$$\left(\frac{1}{\eta_1} + \frac{1}{\eta_{10}}\right)\{R(\eta_1, \eta_{10}) + S(\eta_1, \eta_{10})\} = \varphi(\eta_{10})\psi(\eta_1) + \varphi(\eta_1)\psi(\eta_{10})$$

$$\left(\frac{1}{\eta_1} - \frac{1}{\eta_{10}}\right)\{R(\eta_1, \eta_{10}) - S(\eta_1, \eta_{10})\} = \varphi(\eta_{10})\psi(\eta_1) - \varphi(\eta)\psi(\eta_{10}). \quad (20)$$

Из (18) с учетом (19) получаем

$$2R(\eta, \eta_0) = \frac{\varphi(\eta_0)\psi(\eta) + \varphi(\eta)\psi(\eta_0)}{\frac{1}{\eta} + \frac{1}{\eta_0}} + \frac{\varphi(\eta_0)\psi(\eta) - \varphi(\eta)\psi(\eta_0)}{\frac{1}{\eta} - \frac{1}{\eta_0}}$$

$$2S(\eta, \eta_0) = \frac{\varphi(\eta_0)\psi(\eta) + \varphi(\eta)\psi(\eta_0)}{\frac{1}{\eta} + \frac{1}{\eta_0}} - \frac{\varphi(\eta_0)\psi(\eta) - \varphi(\eta)\psi(\eta_0)}{\frac{1}{\eta} - \frac{1}{\eta_0}} \qquad (21)$$

Подставляя значения (21) и (19) в выражение (17), получаем функциональные уравнения нашей задачи

$$\varphi(\eta) = 1 + \frac{\lambda}{4}\eta \int_0^1 \left\{\frac{\varphi(\eta)\psi(\xi) + \varphi(\xi)\psi(\eta)}{\eta + \xi} + \frac{\varphi(\eta)\psi(\xi) - \varphi(\xi)\psi(\eta)}{\eta - \xi}\right\}[1 + p(\xi)]d\xi$$

(22)

$$\psi(\eta) = 1 + \frac{\lambda}{4}\eta \int_0^1 \left\{\frac{\varphi(\eta)\psi(\xi) + \varphi(\xi)\psi(\eta)}{\eta + \xi} - \frac{\varphi(\eta)\psi(\xi) - \varphi(\xi)\psi(\eta)}{\eta - \xi}\right\}[1 - p(\xi)]d\xi$$

или

$$\varphi(\eta) = 1 + \frac{\lambda}{2}\eta \int_0^1 \frac{\eta\varphi(\eta)\psi(\xi) - \xi\psi(\eta)\varphi(\xi)}{\eta^2 - \xi^2}[1 + p(\xi)]d\xi,$$

(23)

$$\psi(\eta) = 1 + \frac{\lambda}{2}\eta \int_0^1 \frac{\xi\varphi(\eta)\psi(\xi) - \eta\psi(\eta)\varphi(\xi)}{\eta^2 - \xi^2}[1 - p(\xi)]d\xi.$$

Эту систему двух функциональных уравнений удобно решать методом последовательных приближений. При вычислении удобно воспользоваться ими в форме

$$\varphi(\eta) = 1 + \frac{\lambda}{2}\eta^2\varphi(\eta) \int_0^1 \frac{\psi(\xi) - \psi(\eta)}{\eta^2 - \xi^2}[1 + p(\xi)]d\xi +$$

$$+ \frac{\lambda}{2}\eta\psi(\eta) \int_0^1 \frac{\eta\varphi(\eta) - \xi\psi(\xi)}{\eta^2 - \xi^2}[1 + p(\xi)]d\xi,$$

$$\psi(\xi) = 1 - \frac{\lambda}{2}\eta\varphi(\eta) \int_0^1 \frac{\xi\psi(\xi) - \eta\psi(\eta)}{\eta^2 - \xi^2}[1 - p(\xi)]d\xi -$$

$$- \frac{\lambda}{2}\eta^2\psi(\eta) \int_0^1 \frac{\varphi(\eta) - \varphi(\xi)}{\eta^2 - \xi^2}[1 - p(\xi)]d\xi. \qquad (24)$$

В качестве примера мы разрешили эту систему уравнений для воды, приняв, что в видимых лучах показатель преломления равен 1,333. Этим определяется внутренняя отражательная способность поверхности $p(\theta)$ при различных углах.

Определив выражения для $\varphi(\eta)$ и $\psi(\eta)$, мы нашли на основании уравнений (21) $R(\eta, \xi)$ и отсюда $r(\eta, \xi)$. В частности, были вычислены значения $r(\eta, \xi)$ при $\xi = 1$ для различных η, т. е. при вертикальном падении лучей внешнего источника на водную поверхность. Однако полученная по указанным формулам функция $r(\eta, \xi)$ характеризует интенсивность диффузно-отраженного света непосредственно под поверхностью воды при $\tau = 0$. При выходе лучей из воды вследствие их преломления происходит, как уже было указано, их перераспределение по направлению и внутреннее отражение. Поэтому меняется и интенсивность лучей. Это изменение учитывается путем введения добавочного множителя, учитывающего перераспределение и внутреннее отражение.

Как показывают результаты вычислений, влияние внутреннего отражения сказывается двояко: 1) происходит сильное общее уменьшение отраженного потока, т. е. уменьшение альбедо, и 2) лучи, диффузно-отраженные под углами к вертикали, близкими к $\pi/2$, ослабляются особенно сильно, и для $\theta = \pi/2$ интенсивность диффузно-отраженного света равна нулю. Это второе обстоятельство связано главным образом с перераспределением излучения в результате преломления при выходе излучения из воды.

Примечание. Эта статья имеет важное значение для оптики водных бассейнов. Автор для простоты рассмотрел случай изотропного рассеяния света. Позднее более общие результаты были получены в работах Л. К. Колесова (Вестник Ленинградского университета, 1976, № 7, 1977, № 1), рассмотревшего задачу о рассеянии света в двуслойной среде с разными показателями преломления и индикатрисами рассеяния в слоях. Результаты могут быть применены для определения интенсивностей диффузного излучения в среде, состоящей из моря и атмосферы.

ОБ ОДНОЙ ЗАДАЧЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ РАССЕЯНИЯ СВЕТА В МУТНОЙ СРЕДЕ

В настоящее время все большую актуальность приобретают вопросы нелинейной теории многократного рассеяния света [1, 2]. Нелинейные задачи возникают, например, при изучении процессов, в которых существенную роль играет обмен энергиями между полями излучения, соответствующими частотам различных спектральных линий атомов среды. Например, один из простейших случаев таких процессов, рассмотренный в [1], соответствует среде, состоящей из атомов, имеющих три состояния и три спектральные линии. Однако имеются и такие физические задачи, в которых можно ограничиться рассмотрением излучения только в одной спектральной линии и для которых, тем не менее, при известных условиях (высокая плотность излучения), линейное приближение является недостаточным. Простейшим таким примером является проблема рассеяния монохроматического излучения в атмосферном слое, состоящем из атомов, имеющих два возможных состояния, когда учитывается «отрицательное поглощение». Характерной чертой нелинейных задач является наличие эффектов просветления и помутнения среды, т. е. изменения оптической толщины.

Представляет интерес выяснить, *в какой мере методы решения математических задач обычной линейной теории переноса излучения* [3] *могут быть применены в области нелинейных задач.*

Для простоты рассмотрим одномерную задачу о рассеянии света в однородной среде конечной толщины. В [4] было показано, как эта задача, взятая в линейном приближении, в результате применения метода сложения двух слоев (принцип инвариантности), приводится к сравнительно простым функциональным уравнениям, для которых получаются хорошо известные из обычной теории решения.

С первого взгляда может показаться, что принцип инвариантности не может быть применен в нелинейных задачах, так как оптические свойства (прозрачность и др.) прибавляемого слоя зависят от падающих на него потоков излучения. Однако на примере, рассмотренном в настоящей работе, мы показываем, что эта трудность может быть обойдена.

В нелинейной теории толщина среды должна быть охарактеризована некоторым параметром. В качестве такого параметра оказывается неудобным взять реальную оптическую толщину, ибо вследствие упомянутых выше эффектов просветления и помутнения она оказывается переменной величиной, зависящей от существующего в среде поля излучения. Вместо нее можно использовать в качестве параметра значение оптической толщины, когда интенсивность излучения во всех точках среды стремится к нулю. Будем эту величину называть в дальнейшем *предельной оптической толщиной.*

ДАН АрмССР, 39, № 3, 159, 1964.

§ 1. Рассмотрим для простоты следующую одномерную задачу. На две границы среды, обладающей предельной оптической толщиной σ_1, падают потоки излучения F_1 и F_2. Требуется найти соответствующие выходящие потоки H_1 и H_2 (рис. 1). При этом нас не будет интересовать природа элементарных актов рассеяния. Будем лишь считать, что среда имеет одинаковые свойства для лучей, идущих в обоих направлениях. При этом условии будем иметь

$$H_1 = \varphi(F_1, F_2; \sigma_1), \tag{1}$$

$$H_2 = \varphi(F_2, F_1; \sigma_1). \tag{2}$$

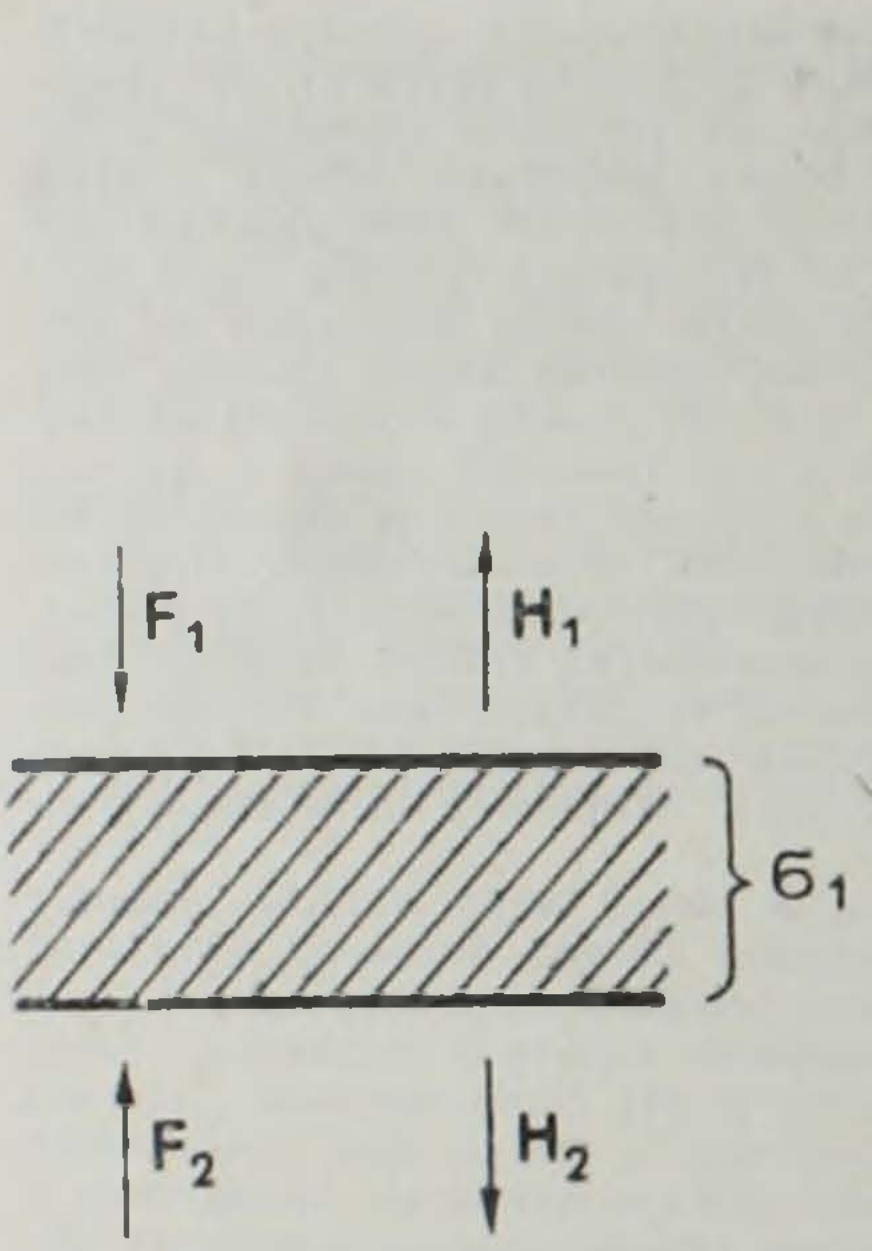


Рис. 1

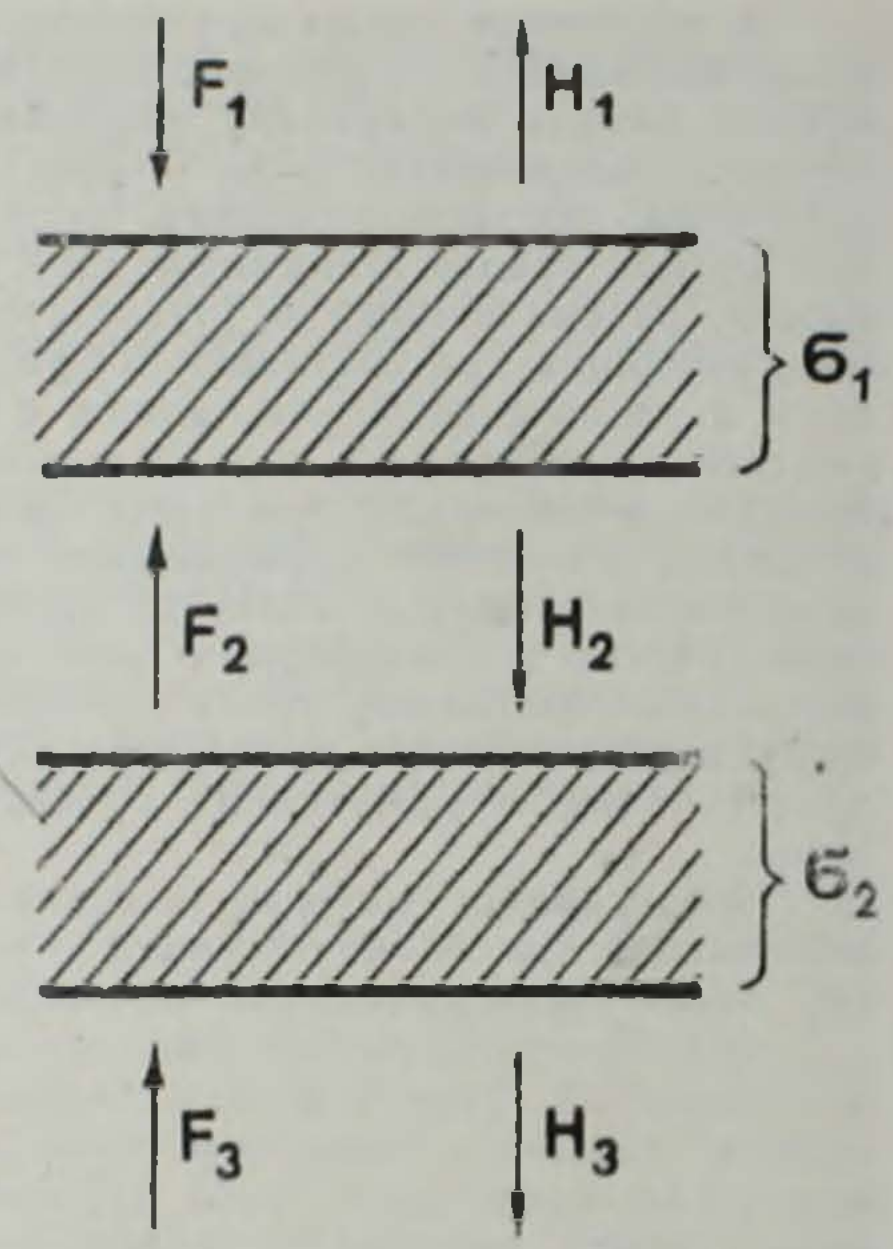


Рис. 2.

Таким образом, среда является как бы «черным ящиком», свойства которого характеризуются функцией φ. Но в отличие от других «черных ящиков» мы в этом случае знаем кое-что о его свойствах и, в частности, что среда с толщиной $\sigma_1 + \sigma_2$ может рассматриваться как сумма двух, правда взаимодействующих, сред с толщинами σ_1 и σ_2. Благодаря этому требованию функция φ уже не может быть произвольной функцией от трех аргументов. Она должна подчиняться некоторым условиям, которые мы постараемся отыскать. После этого следует определить функцию φ, удовлетворяющую найденным условиям.

Используем метод сложения двух слоев. Пусть σ_1 и σ_2 будут предельные оптические толщины этих слоев. Тогда из схемы, представленной на рис. 2, видно, что в дополнение к (1) и (2) мы будем иметь следующие соотношения:

$$F_2 = \varphi(H_2, F_3; \sigma_2), \tag{3}$$

$$H_3 = \varphi(F_3, H_2; \sigma_2), \tag{4}$$

$$H_1 = \varphi(F_1, F_3; \sigma_1 + \sigma_2), \tag{5}$$

$$H_3 = \varphi(F_3, F_1; \sigma_1 + \sigma_2). \tag{6}$$

Сравнивая (6) с (4), имеем:

$$\varphi(F_3, F_1; \sigma_1 + \sigma_2) = \varphi(F_3, H_2; \sigma_2).$$

Подставляя в правую часть вместо H_2 его значение из (2), получаем

$$\varphi(F_3, F_1; \sigma_1 + \sigma_2) = \varphi(F_3, \varphi(F_2, F_1; \sigma_1); \sigma_2). \tag{7}$$

С другой стороны, подставляя (2) в (3), находим

$$F_2 = \varphi(\varphi(F_2, F_1; \sigma_1), F_3; \sigma_2). \tag{8}$$

Пусть решение этого уравнения относительно F_2 будет:

$$F_2 = u(F_1, F_3; \sigma_1; \sigma_2). \tag{9}$$

Функция u целиком определяется заданием φ. Поэтому мы можем сказать, что, подставляя (9) в (7), мы будем иметь уравнение

$$\varphi(F_3, F_1; \sigma_1 + \sigma_2) = \varphi(F_3, \varphi(u(F_1, F_3; \sigma_1, \sigma_2), F_1; \sigma_1); \sigma_2), \tag{10}$$

обе части которого выражаются через φ. Следовательно, уравнение (10) вместе с определением функции u из соотношений (8) и (9) есть некоторое весьма своеобразное функциональное уравнение для функции φ.

Попытаемся найти вместо полученного функционального уравнения дифференциальное. Для этого допустим, что σ_2 есть малая величина. Тогда уравнение (3) перепишется в виде

$$F_2 = F_3 + \alpha(H_2, F_3)\sigma_2. \tag{11}$$

Вводя сюда вместо H_2 его значение из (2), получаем:

$$F_2 = F_3 + \alpha(\varphi(F_2, F_1; \sigma_1), F_3)\sigma_2.$$

С точностью до величин второго порядка малости мы можем в последнем члене заменить F_2 через F_3. Тогда

$$F_2 = F_3 + \alpha(\varphi(F_3, F_1; \sigma_1), F_3)\sigma_2. \tag{12}$$

С другой стороны, сравнивая (6) с (4), получаем:

$$\varphi(F_3, F_1; \sigma_1 + \sigma_2) = \varphi(F_3, H_2; \sigma_2), \tag{13}$$

а из рис. 2 имеем

$$H_3 = \varphi(F_3, H_2; \sigma_2) = H_2 + \alpha(F_3, H_2)\sigma_2. \tag{14}$$

Внося (13) в (12), находим:

$$\varphi(F_3, F_1; \sigma_1 + \sigma_2) = H_2 + \alpha(F_3, H_2)\sigma_2. \tag{15}$$

Подставляя сюда вместо H_2 его значение из (2), можем написать:

$$\varphi(F_3, F_1; \sigma_1 + \sigma_2) = \varphi(F_2, F_1; \sigma_1) + \alpha(F_3, \varphi(F_2, F_1; \sigma_1))\sigma_2. \tag{16}$$

Внесем, наконец, сюда значение F_2 из (12). Имеем

$$\varphi(F_3, F_1; \sigma_1 + \sigma_2) = \varphi(F_3 + \alpha(\varphi(F_3, F_1; \sigma_1), F_3)\sigma_2, F_1; \sigma_1) + \alpha(F_3, \varphi(F_3, F_1; \sigma_1))\sigma_2, \tag{17}$$

причем, в последнем члене, пренебрегая величинами порядка σ_2^2, мы заменили F_2 через F_3.

Разлагая по степеням σ_2, отбрасывая члены второго порядка и выше, а также сокращая, мы находим отсюда

$$\frac{\partial\varphi(F_3, F_1; \sigma_1)}{\partial\sigma_1} = \frac{\partial\varphi(F_3, F_1; \sigma_1)}{\partial F_3}\,\alpha(\varphi(F_3, F_1; \sigma_1)F_3) + \alpha(F_3, \varphi(F_3, F_1; \sigma_1)). \quad (18)$$

Итак, мы получили нелинейное дифференциальное уравнение для функции φ. Для упрощения переменим обозначения

$$H_3 = \varphi(F_3, F_1; \sigma_1) = z;\ F_1 = x;\ F_3 = y;\ \sigma_1 = \sigma. \quad (19)$$

Тогда

$$\frac{\partial z}{\partial\sigma} = \frac{\partial z}{\partial y}\,\alpha(z, y) + \alpha(y, z). \quad (20)$$

При $\sigma\to\infty$ наша задача превращается в простую проблему нахождения диффузно-отраженного от бесконечно толстого слоя потока $H_2 = z$, когда на него падает поток $F_3 = y$. Очевидно, что в этом случае z будет зависеть только от y и от свойств среды, т. е. формы функции $\alpha(z, y)$. Поэтому, принимая во внимание, что при $\sigma\to\infty$ имеем $\frac{\partial z}{\partial\sigma} = 0$, получим для задачи диффузного отражения более простое уравнение

$$\frac{\partial z}{\partial y}\,\alpha(z, y) + \alpha(z, y) = 0. \quad (21)$$

Остановимся сперва на этом случае.

§ 2. Выясним сначала свойства симметрии функции $\alpha(z, y)$, характеризующей свойства элементарного слоя и определяемой уравнением (11).

Если допустить, что элементарный слой толщиной σ_2 может, с одной стороны, ослаблять падающее и проходящее через него излучение, а с другой стороны, испускать в обе стороны поровну излучение, интенсивность которого зависит от полной плотности излучения, то формулу (11) надо написать в виде

$$F_2 = F_3 - k(F_3 + H_2)F_3\sigma_2 + g(F_3 + H_2)\sigma_2, \quad (22)$$

где k и g суть некоторые функции от аргумента, написанного в скобках. В линейной теории переноса излучения $g(x)$ просто пропорционально x, а k — постоянно.

Сравнивая определение (11) с (22), имеем:

$$\alpha(H_2, F_3) = -k(F_3 + H_2)F_3 + g(F_3 + H_2)$$

или в сокращенных обозначениях

$$\alpha(z, y) = -k(z + y)y + g(z + y). \quad (23)$$

Поэтому уравнение (21) принимает вид:

$$\frac{\partial z}{\partial y}\,|ky - g| = g - kz,$$

откуда придем к уравнению

$$y\frac{\partial z}{\partial y}+z=\frac{1}{k}g(z+y)\left(\frac{\partial z}{\partial y}+1\right). \tag{24}$$

Введем функцию

$$\int_0^x \frac{g(\xi)d\xi}{k(\xi)}=G(\xi). \tag{25}$$

Находим решение (24) в виде

$$yz=G(y+z)+C,$$

где C—постоянная интегрирования.

Если $z=0$ при $y=0$, то $C=0$. Поэтому

$$yz=G(y+z). \tag{26}$$

Отсюда, в частности, $g(\xi)=\frac{1}{k}k\xi$, т. е. в линейном случае, когда из поглощенной энергии рассеивается доля λ, имеем:

$$yz=\frac{\lambda}{4}(y+z)^2. \tag{27}$$

Решение этого уравнения дает обычную формулу для «альбедо»

$$\frac{z}{y}=\frac{2-\lambda-\sqrt{1-\lambda}}{\lambda}. \tag{28}$$

Пусть теперь

$$g(\xi)=\frac{\lambda}{2}k(\xi)\frac{a^2\xi}{a^2+\xi^2}, \tag{29}$$

где a—некоторая постоянная, т. е. внесем нелинейность, выражающуюся в том, что при рассеянии элементарным слоем из поглощаемой энергии рассеивается лишь доля

$$\lambda\frac{a^2}{a^2+\xi^2},$$

т. е. при увеличении плотности энергии ξ эта доля уменьшается, а доля, приходящаяся на истинное поглощение, возрастает. Тогда

$$G(x)=\frac{\lambda}{4}a^2\ln\left|1+\frac{x^2}{a^2}\right|,$$

и решение имеет вид

$$yz=\frac{\lambda}{4}a^2\ln\left|1+\frac{(y+z)^2}{a^2}\right|, \tag{30}$$

откуда видно, что при увеличении потока y до бесконечности альбедо $\frac{z}{y}$ стремится к нулю. Наоборот, при $y\ll a$ будем иметь для альбедо формулу, совпадающую с (28).

§ 3. В случае слоя конечной оптической толщины следует вернуться к уравнению (20), подставив в него выражение (23) для коэффициента $\alpha(z, y)$. Найдем:

$$\frac{\partial z}{\partial \tau} = \frac{\partial z}{\partial y}\left|-k(z+y)y+g(z+y)\right|+\left|-k(z+y)z+g(z+y)\right|. \qquad (31)$$

Это уравнение может быть решено известными методами, если только заданы функции $k(x)$ и $g(x)$.

Мы не будем останавливаться здесь на характере решений для разных частных случаев. Очевидно, что эти решения могут быть получены и другими способами, в частности путем интегрирования уравнений, описывающих условия внутри среды. Но нашей задачей было показать, что рассматриваемая проблема допускает последовательное применение принципа инвариантности.

Надо, однако, иметь в виду, что применение принципа инвариантности должно принести существенную пользу главным образом при решении сложных задач: многомерных или связанных с наличием нескольких взаимодействующих частот излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Амбарцумян В. А. Monthly Notices of RAS, 95, 469, 1935; Ученые записки ЛГУ, 31, 5, 1939; Научные труды, т. I, с. 78—102. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1960.
2. Иванов А. П. Оптика и спектроскопия, 14, 275, 1963.
3. Соболев В. В. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. М.: Гос. изд-во тех. теор. лит., 1965.
4. Амбарцумян В. А. Изв. АН АрмССР, естеств. науки, 1944, № 1—2.

ОБ ОДНОМ СЛУЧАЕ ПРОСВЕТЛЕНИЯ СРЕДЫ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ

§1. *Предварительные замечания.* Значительная часть классических задач теории переноса излучения носит линейный характер. В них пренебрегают возможным влиянием переносимого излучения на оптические свойства среды. Однако при больших плотностях излучений уже нельзя пренебрегать этим влиянием. Поэтому возникло стремление распространить современную теорию рассеяния света в мутной среде на нелинейные случаи. При этом наряду с анализом сложных случаев, связанных с процессами, встречающимися в эксперименте, целесообразно подвергнуть разбору относительно простые схемы, которые позволяют выявить характерные эффекты. Мы имеем в виду прежде всего схемы, в которых имеем дело с некогерентными пучками, вследствие чего фазовые соотношения не играют заметной роли. Это мы будем предполагать и в разобранном ниже примере.

Так, например, можно сосредоточить внимание на нелинейной зависимости диффузно-отраженного или диффузно-пропущенного потока от величины падающего на среду стационарного потока [1]. С другой стороны нас могут интересовать физические эффекты просветления или помутнения среды, возникающие вследствие изменения распределения атомов по уровням энергии. Как ни странно, но оказывается, что при определенном расположении уровней даже небольшие стационарные потоки могут иногда повести к существенному просветлению или помутнению. Как раз подобный эффект встречается в примере, который разобран в настоящей статье.

Эффекты, связанные с перераспределением атомов по состояниям, оказываются при больших плотностях излучения существенными даже в простейшей задаче переноса монохроматического излучения, когда среда состоит из атомов, которые имеют только два состояния, и речь идет о поле квантов, частота которых соответствует переходу между этими состояниями.

Как известно, в линейной теории, в случае чистого рассеяния (истинное поглощение отсутствует), мы имеем для коэффициента диффузного пропускания через среду с конечной оптической толщиной τ в одномерной задаче решение:

$$q = \frac{H}{F} = \frac{1}{1 + \frac{\tau}{2}}, \tag{1.1}$$

где H и F представляют собой интенсивности прошедшего и падающего потока.

Если же учитывается уменьшение коэффициента рассеяния вследствие перехода части атомов из первого состояния во второе (просветление), то получается выражение:

ДАН АрмССР, XXXIX, 159, 1964.

$$q=\frac{H}{F}=\frac{1+aF}{1+\frac{\tau}{2}+aF}, \qquad (1.2)$$

где τ уже представляет собой предельное значение оптической толщины среды, соответствующее случаю, когда все атомы находятся в нижнем состоянии и постоянная

$$\gamma=\frac{1}{a}\left(1+\frac{g_2}{g_1}\right)$$

зависит от весов g_2 и g_1 верхнего и нижнего состояний и планковского множителя

$$a=\frac{8\pi h\nu^3}{c^2}.$$

Сравнивая формулы (1.1) и (1.2), мы видим, что в зависимости от значения величины aF возможны следующие случаи:

а) если $aF\ll 1$, просветление практически отсутствует;

б) если $1<aF<\frac{\tau}{2}$ имеем значительное просветление;

в) если $aF>1+\frac{\tau}{2}$ приближенно имеем $H\simeq F$, т. е. почти полное просветление среды.

Таким образом, поток

$$F_0=\frac{a}{1+\frac{g_1}{g_2}} \qquad (1.3)$$

является потоком, при котором просветление становится уже значительным.

§ 2. *Об одном частном случае задачи полихроматического чистого рассеяния в одномерной среде.* Среди различных нелинейных задач теории переноса излучения в рассеивающей и поглощающей среде видное место занимает группа проблем, относящихся к многократному рассеянию, сопровождающемуся перераспределением энергии между частотами различных спектральных линий. При этом уже схематический случай среды, состоящей из атомов, имеющих три уровня энергии, представляет принципиальный интерес. Но и эта схематическая задача весьма сложна для решения в ее общем случае. Здесь мы попытаемся проанализировать один из частных случаев этой задачи, когда переход $1\to 2$ запрещен и состояние 2 является метастабильным. При этом будем предполагать, что поле излучения является стационарным. Будем также предполагать, что столкновения не играют роли.

В этом случае, вследствие отсутствия циклических переходов типа $1\to 2\to 3\to 1$ или $1\to 3\to 2\to 1$ и, как это следует из уравнений стационарности, в каждом объеме излучается столько квантов ν_1 (соответствующих переходу $3\to 1$), сколько их поглощается, и то же самое справедливо по отношению к частоте ν_2 (соответствующей переходу $3\to 2$). Поэтому проблема сводится по существу к чистому рассеянию в каждой из частот в отдельности.

Условия стационарности имеют вид:

$$B_{1\to 3}n_1\rho_1=n_3B_{1\to 3}(\rho_1+\varepsilon_1), \qquad (2.1)$$

$$B_{2\to3}n_2\rho_2=n_3B_{3\to2}(\rho_2+\sigma_2),$$

где $\sigma_i=\frac{8\pi h\nu_i^3}{c^3}$, а для остальных величин введены общепринятые обозначения.

Для простоты допустим, что мы имеем дело с относительно малыми интенсивностями излучения. Тогда $\rho_1\ll\sigma_1$ и $\rho_2\ll\sigma_2$. Получаем:

$$\frac{n_3}{n_1}=\frac{g_3}{g_1}\bar{\rho}_1,$$
$$\frac{n_3}{n_2}=\frac{g_3}{g_2}\bar{\rho}_2, \qquad (2.2)$$

где $\bar{\rho}_i=\frac{\rho_i}{\sigma_i}$.

Будем считать, что рассеивающая среда одномерна и имеет конечную оптическую толщину. Поскольку в каждой частоте мы имеем дело с чистым рассеянием, то зависимость всех интенсивностей излучения от оптической глубины будет такая же, как в обычной задаче монохроматического рассеяния. Единственное различие будет заключаться в том, что для каждой частоты мы должны ввести свою оптическую глубину. Обозначим их соответственно через τ_1 и τ_2.

Нелинейность задачи сказывается в том, что глубины τ_1 и τ_2 в каждой точке зависят от самого поля излучения и должны в дальнейшем быть определены из самой задачи. Но независимо от этого мы можем написать обычные выражения для интенсивностей излучения в каждой частоте, в зависимости от оптической глубины в той же частоте, используя результаты решения обычной одномерной задачи. Для излучений, направленных наружу, имеем:

$$I_1^{\uparrow}=\frac{1}{2}F_1\frac{\tau_1^0-\tau_1}{1+\frac{\tau_1^0}{2}},$$

а для излучений, направленных внутрь,—

$$I_2^{\downarrow}=F_1\frac{1+\frac{1}{2}(\tau_1^0-\tau_1)}{1+\frac{\tau_1^0}{2}},$$

где F_1—поток, падающий на границу $\tau_1=0$ в частоте ν_1, а τ_1^0 —полная оптическая толщина слоя в частоте ν_1.

Для плотностей излучений имеем.

$$\rho_1=\frac{I_1^{\uparrow}+I_2^{\downarrow}}{c}=\frac{F_1}{c}\frac{1+\tau_1^0-\tau_1}{1+\frac{\tau_1^0}{2}}. \qquad (2.3)$$

С другой стороны, для отношения дифференциалов оптических толщин мы имеем:

$$\frac{d\tau_2}{d\tau_1} = \frac{B_{2\to3}\nu_2\Delta\nu_1}{B_{1\to3}\nu_1\Delta\nu_2}\cdot\frac{n_2}{n_1} = k\frac{n_2}{n_1}, \tag{2.4}$$

где k — постоянная.

Отсюда на основании (2.2) получаем

$$g_1\bar{\rho}_2 d\tau_2 = kg_2\bar{\rho}_1 d\tau_1,$$

а на основании (2.3)

$$g_1\frac{F_2}{\sigma_2}\frac{1+(\tau_2^0-\tau_2)}{1+\frac{\tau_2^0}{2}}d\tau_2 = kg_2\frac{F_1}{\sigma_1}\frac{1+(\tau_1^0-\tau_1)}{1+\frac{\tau_1^0}{2}}. \tag{2.5}$$

Интегрирование (2.5) при условии того, что при $\tau_1=0$ имеем $\tau_2=0$, дает:

$$\frac{g_1F_2}{\sigma_2}\frac{\tau_2+\left(\tau_2^0\tau_2-\frac{\tau_2^2}{2}\right)}{1+\frac{\tau_2^0}{2}} = k\frac{g_2F_1}{\sigma_1}\frac{\tau_1+\left(\tau_1^0\tau_1-\frac{\tau_1^2}{2}\right)}{1+\frac{\tau_1^0}{2}}. \tag{2.6}$$

Положив здесь одновременно $\tau_2=\tau_2^0$ и $\tau_1=\tau_1^0$, получаем соотношение между полными оптическими толщинами среды в двух частотах:

$$\frac{g_1F_2\tau_2^0}{\sigma_2} = \frac{kg_2F_1\tau_1^0}{\sigma_1}. \tag{2.7}$$

Внося сюда значение k из (2.4), находим:

$$\frac{\tau_2^0}{\tau_1^0} = \frac{g_2\sigma_2B_{2\to3}}{g_1\sigma_1B_{1\to3}}\frac{\nu_2\Delta\nu_1}{\nu_1\Delta\nu_2}\cdot\frac{F_1}{F_2}.$$

Обозначим далее через τ_0 оптическую толщину в частоте для того случая, когда все атомы находятся в первом состоянии.

Очевидно, что

$$\tau_0 = \tau_1^0 + \frac{1}{k}\tau_2^0. \tag{2.8}$$

Будем считать τ_0 основным параметром, характеризующим толщину среды. Тогда из (2.7) и (2.8) получаем:

$$\tau_1^0 = \frac{\tau_0}{1+\frac{g_2\sigma_2F_1}{g_1\sigma_1F_2}};\quad \tau_2^0 = \frac{k\tau_0}{1+\frac{g_1\sigma_1F_2}{g_2\sigma_2F_1}}. \tag{2.9}$$

Рассмотрим теперь, чему равно выражение потока в частоте ν_1, прошедшего через среду. По известной формуле из теории монохроматического рассеяния этот поток H_1 должен быть равен:

$$H_1 = \frac{F_1}{1+\frac{\tau_1^0}{2}} = \frac{F_1}{1+\frac{\tau_0}{2\left(1+\frac{g_2\sigma_2F_1}{g_1\sigma_1F_2}\right)}}. \tag{2.10}$$

И здесь мы можем остановиться на трех различных случаях.

а) Пусть $F_1 \ll F_2$, тогда

$$H_1 = \frac{F_1}{1+\frac{\tau_0}{2}}. \tag{2.11}$$

б) Пусть $F_1 \gg F_2$, тогда

$$H_1 = \frac{g_2\sigma_2 F_1^2}{g_2\sigma_2 F_1 + \frac{\tau_0}{2} g_1\sigma_1 F_2}.$$

Если при этом $\frac{F_1}{F_2} \gg \tau_0$, то имеем полное просветление среды в частоте ν_1 и

$$H_1 \cong F_1.$$

Если же $\tau_0 \gg \frac{F_1}{F_2} \gg 1$, то

$$H_1 = \frac{2g_2}{g_1}\frac{\sigma_2}{\sigma_1}\frac{F_1^2}{F_2\tau_0}. \tag{2.12}$$

в) Наконец F_1 и F_2 могут быть одного порядка величины, и тогда H_1 будет того же порядка, как и при обычном рассеянии, когда оптическая толщина в ν_1 несколько меньше τ_0.

Итак, в нашей схеме имеет место эффект просветления среды в одной из частот, причем для этого не нужно очень интенсивного потока излучения. Необходимо только, чтобы поток излучения в другой частоте был бы во много раз меньше потока излучения в данной частоте, в которой мы добиваемся просветления.

Если же поток $F_2 = 0$, то среда становится совершенно прозрачной в частоте ν_1. Точно так же, конечно, при $F_1 = 0$ среда становится прозрачной для частоты ν_2.

Полученные результаты соблюдаются только лишь в случае, когда переход $1 \to 2$ запрещен совершенно и второе состояние является совершенно стабильным. Однако на практике всегда с небольшой вероятностью возможны переходы $1 \to 2$. Это могут быть либо спонтанные переходы, либо же переходы в результате столкновений. Следовательно, совершается некоторое количество циклических переходов. Из-за них условия чистого рассеяния в каждой частоте уже не будут соблюдаться. Вместо условий стационарности (2.1) будем иметь теперь уравнения:

$$\begin{aligned} B_{1\to 3} n_1 \rho_1 &= B_{3\to 1} n_3 (\rho_1 + \sigma_1) + n_2 b_{2\to 1} \\ n_2 (B_{2\to 3}\rho_2 + b_{2\to 1}) &= n_3 B_{3\to 2}(\rho_1 + \sigma_2), \end{aligned} \tag{2.13}$$

где вероятность перехода $2 \to 1$, обозначенную через $b_{2\to 1}$, будем считать независимой от плотностей излучения, так как актами поглощения в запрещенной линии можно пренебречь по сравнению с числом спонтанных переходов $2 \to 1$.

Из этих уравнений получаем в тех же предположениях о возможности пренебречь ρ_1 по сравнению с величиной σ_1:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \frac{\bar{\rho}_1}{\bar{\rho}_2 + \frac{g_2}{g_3} \frac{b_{2\to1}}{B_{3\to2}\sigma_2} \left\{1 + \frac{B_{3\to2}\sigma_2}{B_{3\to1}\sigma_1}\right\}}. \tag{2.14}$$

Величина, стоящая в скобках и знаменателе, порядка единицы и все зависит от соотношения порядков величин ρ_2 и $\frac{b_{2\to1}}{B_{3\to2}\sigma_2}$. Очевидно, что сделанные выше выводы останутся в силе, если в знаменателе (2.14) можно будет пренебречь вторым членом по сравнению с первым. Для этого нужно, чтобы было

$$\frac{F_2}{c} \gg \frac{g_2}{g_3} \cdot \frac{b_{2\to1}}{B_{3\to2}}. \tag{2.15}$$

Поэтому, например, мы уже не можем вызвать просветления среды в частоте ν_1 сколь угодно сильным уменьшением F_2. Поскольку условие (2.15) определяет некоторое минимальное значение F_2, для полного просветления среды в частоте ν_1 следует увеличить F_1 до достаточно высокого уровня, определенного из (2.15) и условия

$$F_1 \gg \tau_0 F_2 \gg \frac{c g_2 b_{2\to1} \tau_0}{g_3 B_{3\to2}}. \tag{2.16}$$

Вообще же случай, отличный от нуля, вероятности перехода $2\to1$ заслуживает специального изучения. Этому случаю посвящена статья А. Г. Никогосяна [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. Амбарцумян В. А. ДАН АрмССР т. XXXVIII, № 4, 1964.
2. Никогосян А. Г. ДАН АрмССР (в печати).

О НЕКОТОРЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ ЗАДАЧАХ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

1. Значительная часть классических задач теории переноса излучения ставится и решается в линейном приближении. В них пренебрегают возможным влиянием переносимого излучения на оптические свойства среды. Так, например, мы говорим о задаче диффузного пропускания и отражения света плоским слоем данной оптической толщины τ. Между тем мы хорошо знаем, что оптическая толщина любой заранее заданной среды, состоящей, скажем, из плоскопараллельных слоев, вообще зависит от плотности излучения на ее различных глубинах. Поэтому она будет зависеть от интенсивности падающего на слой света. Только при определенных условиях эта зависимость может быть несущественной, и мы можем ею пренебречь. Так, если речь идет о плоском слое с конечным числом атомов, приходящихся на один квадратный сантиметр, и если рассматривается задача о диффузии в этом слое резонансного излучения, то такое пренебрежение возможно в том случае, когда плотность излучения повсюду мала, вследствие чего мал и процент возбужденных атомов. В таких условиях оптическую толщину можно считать заданной. Однако при больших плотностях излучения мы и здесь не можем пренебречь влиянием излучения на оптические свойства среды, например, на объемный коэффициент поглощения.

По существу это положение дел всегда сознавалось в теоретической астрофизике и при решении некоторых классических задач старались учесть воздействие излучения на среду. Это особенно относится к задаче переноса ионизующего излучения. Учет его воздействия на среду является характерной чертой классической теории HII-областей. С другой стороны, именно недостаточно последовательный учет нелинейных эффектов заставлял многих теоретиков скептически относиться к попыткам применения существующих теорий линий поглощения к тем спектральным линиям, которые соответствуют переходам между возбужденными состояниями (линии субординатных серий). Однако область нелинейных задач все же остается весьма мало разработанной.

Поэтому естественно возникло стремление подвергнуть более систематическому изучению нелинейные задачи. Известное повышение интереса к экспериментам, в которых плотности световых потоков очень велики, усилило это стремление.

При таком систематическом изучении вопроса, наряду с анализом сложных случаев, связанных с процессами, встречающимися в эксперименте, целесообразно подвергнуть разбору относительно простые схемы, которые позволяют более рельефно выявить те или иные характерные нелинейные эффекты. При этом мы имеем в виду прежде всего схемы, в которых имеем дело с некогерентными пучками. В этих слу-

---

В кн.: Теория звездных спектров. М.: Наука, 1966, с. 91.

чаях фазовые соотношения не будут играть заметной роли. Таково, в частности, положение дел в разобранных ниже примерах.

При рассмотрении нелинейных задач открывается весьма широкое разнообразие явлений и для получения определенных результатов оказывается целесообразным сосредоточить внимание на конкретных процессах и явлениях того или иного типа.

Вначале мы остановимся на физических эффектах просветления или помутнения среды, возникающих вследствие перераспределения атомов по уровням энергии. Как ни странно, но оказывается, что при определенном расположении уровней энергии рассматриваемого атома даже небольшие падающие стационарные потоки могут повести к существенному просветлению или помутнению, как это будет показано на конкретном примере.

С другой стороны, можно сосредоточить внимание на нелинейной зависимости диффузно-отраженного или диффузно-пропущенного потока от величины падающего на среду стационарного потока. Нами будет рассмотрен и такой пример, в котором наиболее важным является выявление этой зависимости.

2. Эффекты, связанные с перераспределением атомов по состояниям, оказываются при больших плотностях излучения существенными даже в простейшей задаче переноса монохроматического излучения через среду конечной толщины, когда эта среда состоит из атомов, имеющих только два уровня энергии и речь идет о поле квантов, частота которых соответствует переходу между этими состояниями.

Как известно, в линейной теории в случае чистого рассеяния мы имеем для коэффициента диффузного пропускания через среду с конечной оптической толщиной τ в одномерной задаче (или, лучше сказать, в одномерном приближении) решение

$$q = \frac{H}{F} = \frac{1}{1 + \frac{\tau}{2}}, \tag{1}$$

где H и F представляют собой соответственно интенсивности прошедшего и падающего потоков.

Если же при расчете учитывать вызываемое излучением уменьшение объемного коэффициента рассеяния вследствие перехода части атомов из первого состояния во второе (просветление), то получается

$$q = \frac{H}{F} = \frac{1+\alpha F}{1 + \frac{\tau_0}{2} + \alpha F}, \tag{2}$$

где τ_0—уже представляет собой предельное значение оптической толщины среды, соответствующее случаю, когда все атомы находятся в нижнем состоянии, а постоянная

$$\alpha = \frac{1}{a}\left(1 + \frac{g_2}{g_1}\right)$$

зависит от весов g_2 и g_1 состояний и множителя

$$a = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}.$$

Сравнивая формулы (1) и (2), мы видим, что в зависимости от значения падающего потока F возможны следующие случаи:

а) $\varepsilon F \ll 1$. В этом случае просветление практически отсутствует и можно пользоваться классической формулой (1);

б) $1 \ll F \ll \tau_0/2$—имеем значительное просветление;

в) $\varepsilon F \gg 1+\tau_0/2$—приближенно имеем $H \approx F$, т. е. почти полное просветление среды.

Таким образом, все зависит от значения

$$\varepsilon F = \frac{F}{a}\left(1+\frac{g_2}{g_1}\right). \tag{3}$$

Вывод формулы (2) основан на следующих простых соображениях. Очевидно, что формула (1) является правильным решением задачи при заданной реальной оптической глубине τ (т. е. той, которая будет иметь место при данном значении потока F), не равной τ_0. Все дело заключается в том, что в новой постановке задачи (нелинейной) τ есть величина, которая должна быть найдена по заданным F и τ_0. Однако, оставляя пока τ неопределенным, мы можем по обычной линейной теории для каждого τ рассчитать поле излучения, а отсюда и возбуждение атомов n_2/n_1 как функцию оптической глубины x (эта функция будет также зависеть от F и полной оптической толщины τ как параметров)

$$\frac{n_2}{n_1} = p(x).$$

Если k—коэффициент на один атом, то можно написать такое равенство:

$$k(n_1+n_2) = k\,\frac{1+\frac{n_2}{n_1}}{1-\frac{g_1}{g_2}\frac{n_2}{n_1}}\left(n_1-\frac{g_1}{g_2}n_2\right) = \frac{1+p(x)}{1-\frac{g_1}{g_2}p(x)}\,\frac{dx}{ds},$$

где ds—элемент линейной глубины. Умножая на ds и интегрируя по всей линейной толщине слоя, получаем:

$$\tau_0 = \int_0^{s_0} k(n_1+n_2)\,ds = \int_0^{x_0} \frac{1+p(x)}{1-\frac{g_1}{g_2}p(x)}\,dx. \tag{4}$$

Первая часть этого уравнения будет, таким образом, определена как некоторая определенная функция τ. Обращая эту функцию, найдем τ в зависимости от τ_0 и F, поскольку $p(x)$ зависела от этих величин как параметров (завися также и от x). Подставляя выражение τ через τ_0 и F в (1), мы приходим легко к формуле (2).

Этому простому методу решения нелинейной задачи, который в данном случае не требует особой догадливости, мы дадим несколько громкое название: *метод самосогласованных оптических глубин*. Как будет видно из следующего примера, он может применяться и в некоторых более сложных случаях, что в известной мере оправдывает введение специального названия.

3. Как известно, к числу мало изученных задач теории переноса излучения в рассеивающей и поглощающей среде относится группа проблем, относящихся к такому типу многократного рассеяния, при котором происходит перераспределение энергии между частотами раз-

личных линий. В этих задачах поля излучений в частотах разных линий взаимодействуют между собой. При этом уже схематический случай среды, состоящей из атомов, имеющих три уровня энергии, представляет в общем случае большие трудности. Правда, при некоторых частных предположениях, соответствующих малости некоторых параметров, входящих в уравнение, эта задача решается. Например, 32 года назад удалось разработать метод «разделения полей» для решения задачи лучистого равновесия в водородной планетарной туманности. Однако рассмотрение других случаев требует систематического развития методов решения нелинейных задач.

Рассмотрим здесь частный случай, когда переход 1→2 запрещен и состояние 2 является метастабильным. При этом будем считать поле излучения стационарным, а также считать, что столкновения не играют роли.

В этом случае, вследствие отсутствия циклических переходов 1→2→3→1 и противоположных, в каждом объеме излучается столько квантов ν_1 (соответствующих переходу 1→3), сколько их поглощается. То же самое справедливо для частоты ν_2 (соответствующей переходу 2→3). Поэтому проблема сводится по существу к чистому рассеянию в каждой из частот в отдельности.

Распределение атомов по уровням определяется уравнениями стационарности, которые в данном случае принимают простой вид:

$$B_{1\to 3}n_1\rho_1 = n_3B_{3\to 1}(\sigma_1+\rho_1) \tag{5}$$

$$B_{2\to 3}n_2\rho_2 = n_3B_{3\to 2}(\sigma_2+\rho_2). \tag{6}$$

где

$$\sigma_1 = \frac{8\pi h\nu_1^3}{c^3}.$$

Допустим, что мы имеем дело с малыми интенсивностями:

$$\rho_1 \ll \sigma_1; \quad \rho_2 \ll \sigma_2.$$

Тогда

$$\frac{n_3}{n_1} = \frac{g_3}{g_1}\bar{\rho}_1, \qquad \frac{n_3}{n_2} = \frac{g_3}{g_2}\bar{\rho}_2, \tag{7}$$

где

$$\bar{\rho}_1 = \frac{\rho_1}{\sigma_1}.$$

Теперь еще более конкретизируем задачу. Допустим, что на одну сторону среды конечной толщины падают потоки излучения F_1 и F_2 в частотах ν_1 и ν_2 соответственно. Требуется найти диффузно-пропущенные потоки H_1 и H_2, рассматривая одномерное приближение.

Применяем тот же метод самосогласованных оптических глубин.

Заданным параметром является число атомов, приходящихся на один квадратный сантиметр. Если через τ_1^0 и τ_2^0 обозначить реальные оптические толщины в соответствующих частотах, то это означает, что нам задана величина

$$\frac{1}{k_1}\tau_1^0 + \frac{1}{k_2}\tau_2^0 = N, \tag{8}$$

где k_1 и k_2—соответствующие коэффициенты поглощения на один атом.

Однако величины τ_1^0 и τ_2^0 в отдельности неизвестны и должны быть определены из задачи как функции параметров F_1, F_2 и N.

Поскольку в каждой частоте имеет место чистое рассеяние, то мы можем определить интенсивность излучения в каждой частоте как функцию соответствующей оптической глубины x_i и параметров F_i и τ_i^0 и найти отношения, которые характеризуют возбуждение атомов:

$$\frac{n_3}{n_1} = p_1(x_1), \quad \frac{n_3}{n_2} = p_2(x_2), \tag{9}$$

где, повторяем, p_1 и p_2 должны зависеть еще от параметров F_1, τ_1^0 и F_2, τ_2^0 соответственно.

Из (9) имеем

$$n_1 p_1(x_1) = n_2 p_2(x_2) \tag{10}$$

или

$$k_1 n_1 p_1(x_1) ds = \frac{k_1}{k_2} k_2 p_2(x_2) ds. \tag{11}$$

где k_1 и k_2—соответствующие коэффициенты поглощения на один атом.

Интегрируя (11) по всей толщине слоя, получаем

$$\int_0^{\tau_1^0} p_1(x_1) dx_1 = \frac{k_1}{k_2} \int_0^{\tau_2^0} p_2(x_2) dx_2. \tag{12}$$

Левая часть этого равенства есть некоторая определенная функция от τ_1^0 и F_1, а правая—от τ_2^0 и F_2.

Из двух уравнений, (12) и (8), можно найти τ_1^0 и τ_2^0 как функции от N, F_1 и F_2, а отсюда найти значения потоков H_i по формуле

$$H_i = \frac{F_i}{1 + \frac{1}{2}\tau_i^0}. \tag{13}$$

Как показывает проведенное таким образом вычисление, для потока H_1, например, получается выражение

$$H_1 = \frac{F_1}{1 + \frac{k_1 N}{2\left(1 + \frac{g_2}{g_1}\frac{F_1}{F_2}\right)}}. \tag{14}$$

Здесь представляют интерес три различных случая:

а) $F_1 \ll F_2$, тогда

$$H_1 = \frac{F_1}{1 + \frac{1}{2} k_1 N}.$$

Иными словами, когда поток F_2 по порядку величины больше потока F_1, то поток H_1 получается таким же, как в линейной задаче, в предположении, что все атомы находятся в состоянии 1.

б) $F_2 \ll F_1 \ll F_2 k_1 N$. Тогда

$$H_1 = \frac{g_2 F_1}{g_2 F_1 + \frac{1}{2} g_1 F_2 k_1 N}.$$

в) $F_1 \gg F_2 k_1 N$. В этом случае имеем полное просветление среды в частоте ν_1 и

$$H \approx F_1.$$

Итак, в нашей схеме имеет место эффект просветления среды в одной из частот, причем для этого не требуется очень интенсивного потока излучения. Необходимо только, чтобы поток излучения в другой частоте был бы во много раз меньше потока излучения в той частоте, в которой мы добиваемся просветления.

Таким образом, у нас в руках имеется простой способ регулирования прозрачности данной среды в каждой из двух частот.

В рассмотренных физических предположениях другая задача—о диффузном отражении от слоя бесконечно большой толщины—имеет тривиальное решение: в обеих частотах отраженные потоки равны падающим, ибо, как было упомянуто, в каждой частоте имеет место чистое рассеяние.

Положение дел сильно осложняется, если мы допускаем переходы 2→1. Если мы допустим, что эти переходы происходят без излучения, т. е. соответствующая энергия передается среде, а обратными переходами 1→2 можно пренебречь, то оказывается, что соответствующая задача о диффузном отражении может быть легко решена, но уже не методом самосогласованных оптических глубин, а путем применения принципа инвариантности. Такое решение было найдено одним из моих дипломников, участником ереванского семинара по теории переноса излучения. Мы здесь не приводим это решение.

Встает, однако, вопрос, как можно применять принцип инвариантности для нелинейных задач. Ведь причиной нелинейности является то, что мы уже не пренебрегаем влиянием излучения на оптические свойства среды, на значения оптических характеристик в каждой точке среды. Между тем операция прибавления некоторого, скажем, элементарного слоя к уже существующему, выполняемая при решении задач на основе принципа инвариантности, основана на допущении, что среда и прибавляемый слой имеют повсюду одни и те же значения оптических характеристик (например, значение λ—отношение коэффициента рассеяния к коэффициенту экстинкции).

Однако более внимательное рассмотрение вопроса показывает, что принцип инвариантности можно применять и в том случае, когда зависимость оптических характеристик от поля излучения одна и та же для всех точек среды.

4. Для примера рассмотрим применение принципа инвариантности к задаче диффузного пропускания и отражения света через среду конечной толщины. При этом опять остановимся на одномерном приближении, чтобы не иметь дела с углами падения и диффузного отражения, а также допустим, что имеем дело с чистым рассеянием.

Вспомним, как решалась эта задача в линейной теории. Задавалась оптическая толщина слоя τ_0. Предполагалось, что на одну сторону слоя падает поток F (рис. 1); нужно было отыскать поток H, который выходит с противоположной стороны. Вследствие линейности задачи предполагалось, что поток H пропорционален F и, следова-

тельно, остается лишь отыскать «коэффициент диффузного пропускания» q, входящий в формулу $H=qF$. Если мы имеем дело с чисто рассеивающей средой, то тем самым определяется и диффузно-отраженный поток, который по закону сохранения энергии должен быть равен $(1-q)F$. Искомый коэффициент q должен зависеть от τ_0 и задача состояла в отыскании функции $q(\tau_0)$.

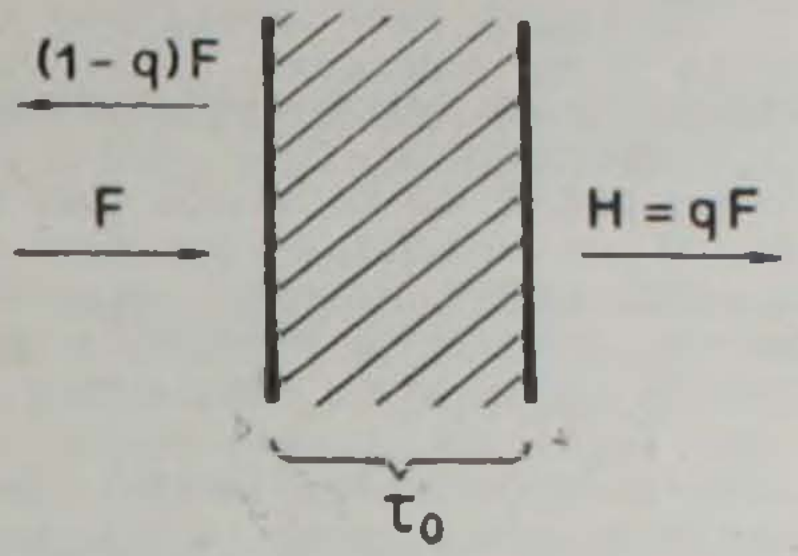


Рис. 1.

Довольно изящный способ отыскания функции $q(\tau_0)$ заключался в получении функционального уравнения путем рассмотрения картины сложения двух слоев с оптическими толщинами τ_1 и τ_2, которые вместе составляют один слой с оптической толщиной $\tau_1+\tau_2$ (рис. 2).

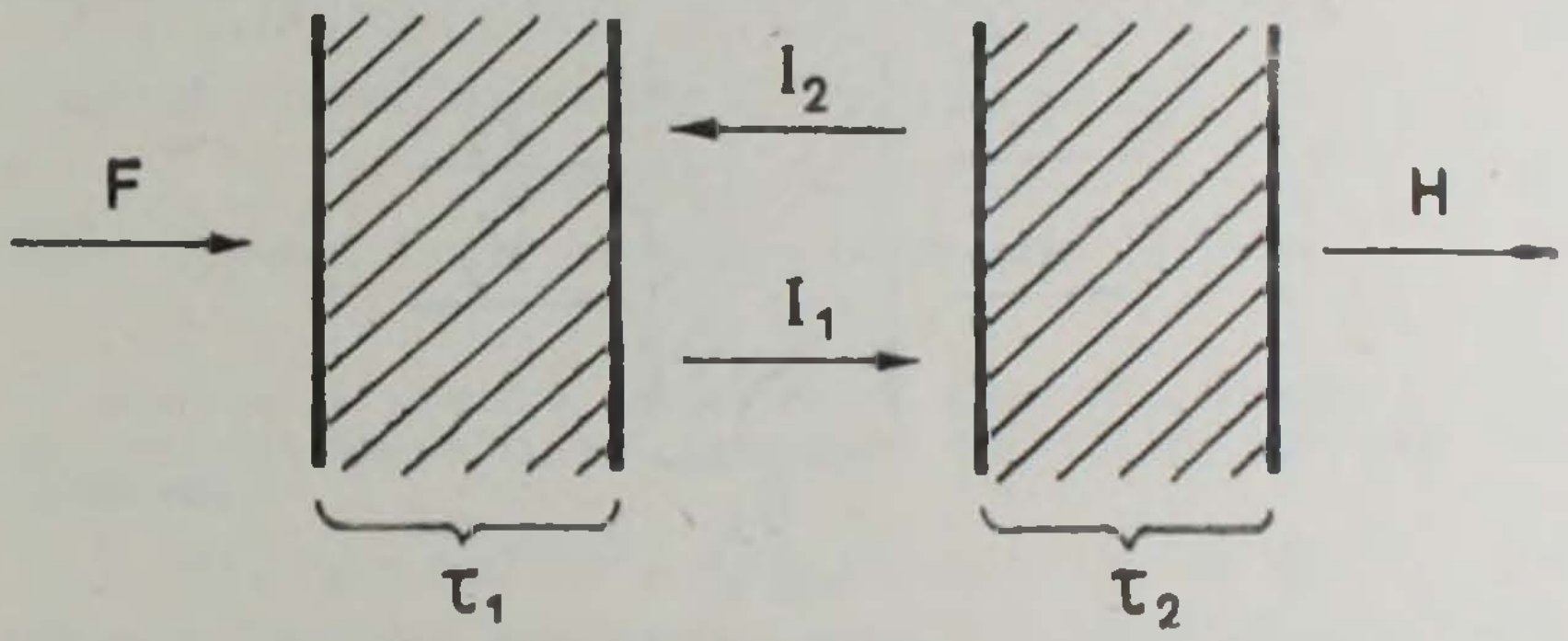


Рис. 2.

Как показано на рис. 2, мы можем рассмотреть потоки I_1 и I_2, которые получаются на границе между двумя слоями и идут в противоположных направлениях. Из постулированных выше свойств рассеивающих сред мы легко получаем уравнения

$$H = q(\tau_1+\tau_2)F,$$
$$H = q(\tau_2)I_1,$$
$$I_1 = q(\tau_1)F + [1-q(\tau_1)]I_2,$$
$$I_2 = [1-q(\tau_2)]I_1.$$

Рассматривая эти уравнения как систему четырех однородных уравнений с четырьмя неизвестными H, F, I_1 и I_2, мы можем потребовать, чтобы ее определитель был равен нулю (условие разрешимости). Отсюда сразу получаем функциональное уравнение для $q(\tau)$:

$$\frac{1}{q(\tau_1+\tau_2)}=\frac{1}{q(\tau_1)}+\frac{1}{q(\tau_2)}-1, \tag{15}$$

которое удовлетворяется решением

$$q(\tau)=\frac{1}{1+a\tau}. \tag{16}$$

В нелинейном случае той же самой проблемы возникают следующие осложнения и трудности.

Прежде всего в схеме рис. 1 мы не можем уже писать $H=q(\tau_0)F$, а должны принять, что H есть некоторая функция от F и от некоторого параметра, характеризующего толщину слоя. Удобно в качестве такого параметра принять оптическую толщину в пределе, когда интенсивности всех излучений равны нулю. Обозначим эту «предельную» оптическую толщину σ_0. Тогда мы должны иметь $H=\Psi(F, \sigma_0)$. Но и это не все. При попытке применения метода сложения слоев мы сталкиваемся с тем фактом, что в один из рассматриваемых слоев входят два потока F и i_2. Вследствие нелинейности явления поток, входящий с противоположной стороны, меняет оптические свойства среды, а следовательно, и ту долю потока F, которая подвергается диффузному пропусканию. Поэтому волей-неволей мы вынуждены ввести в рассмотрение более общий случай и изучать результат вхождения в среду двух потоков, F_1 и F_2. Подлежащая рассмотрению картина изоб-

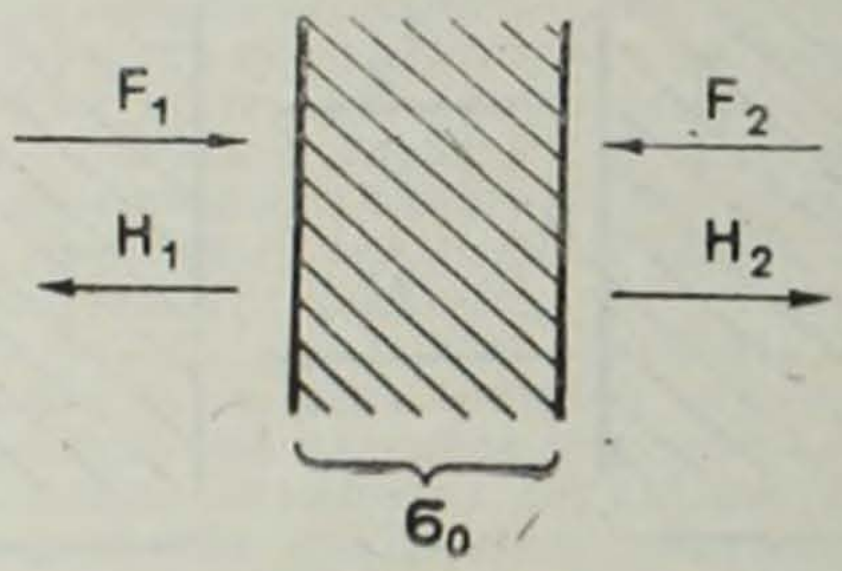


Рис. 3.

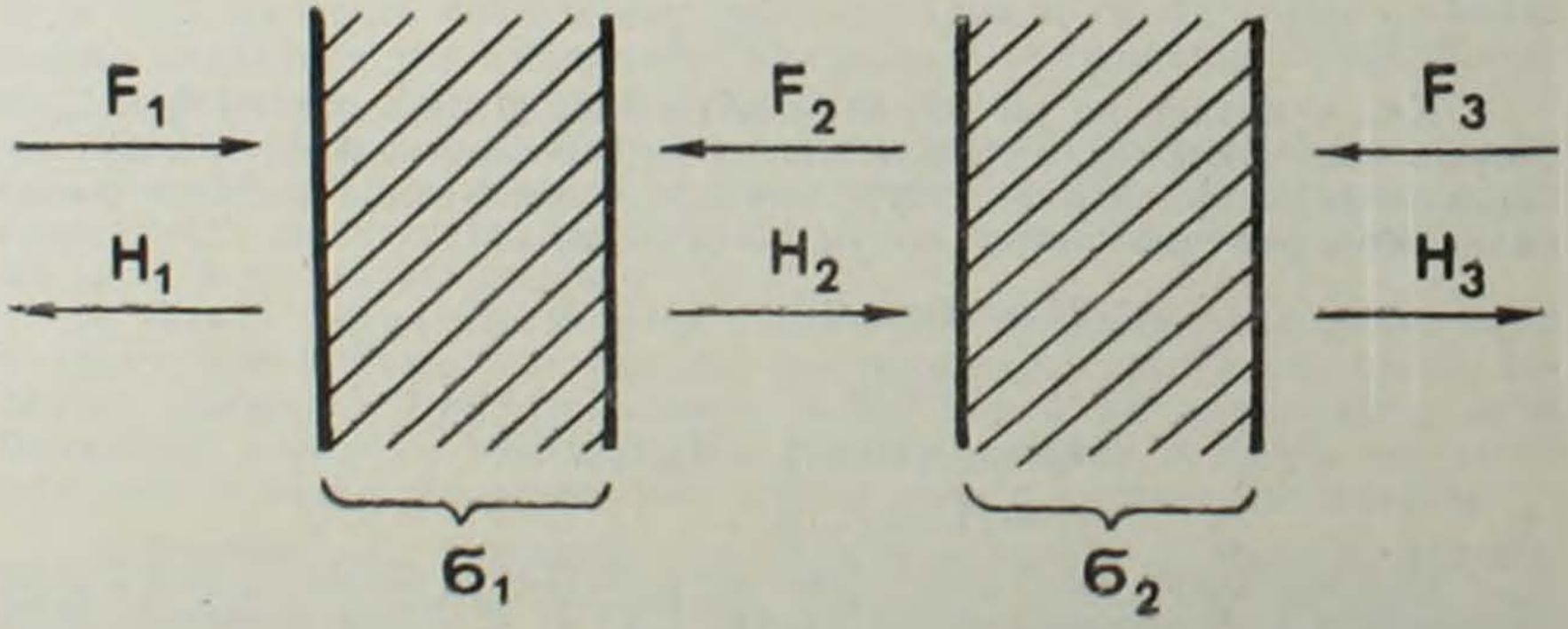


Рис. 4.

ражена на рис. 3. Величина H_1 должна зависеть от F_1, F_2 и σ_0. Точно так же H_2 должна зависеть от этих величин. Имеем, очевидно,

$$H_1 = \varphi(F_1, F_2; \sigma_0), \tag{17}$$

$$H_2 = \varphi(F_2, F_1; \sigma_0), \tag{18}$$

и речь идет об отыскании этой функции.

Рассматривая схему сложения двух слоев, представленную на рис. 4, мы найдем между шестью величинами H_1, H_2, H_3, F_1, F_2 и F_3 наряду с (17) и (18), еще следующие четыре зависимости:

$$F_2 = \varphi(H_2, F_3; \sigma_2), \tag{19}$$

$$H_3 = \varphi(F_3, H_2; \sigma_2), \tag{20}$$

$$H_1 = \varphi(F_1, F_3; \sigma_1 + \sigma_2), \tag{21}$$

$$H_3 = \varphi(F_3, F_1; \sigma_1 + \sigma_2). \tag{22}$$

Теперь надо попытаться свести задачу к одному функциональному уравнению.

Сравнивая (20) и (22), имеем

$$\varphi(F_3, F_1; \sigma_1 + \sigma_2) = \varphi(F_3, H_2; \sigma_2).$$

Подставляя в правую часть этого равенства H_2 из (18), находим

$$\varphi(F_3, F_1; \sigma_1 + \sigma_2) = \varphi(F_3, \varphi(F_2, F_1; \sigma_1); \sigma_2). \tag{23}$$

С другой стороны, подставляя (18) в (19), найдем

$$F_2 = \varphi(\varphi(F_2, F_1, \sigma_1), F_3; \sigma_2). \tag{24}$$

Пусть решение этого уравнения относительно F_2 будет

$$F_2 = u(F_1, F_3; \sigma_1; \sigma_2). \tag{25}$$

Функция u целиком определяется заданием φ. Исходя из этого, мы можем утверждать, что, подставляя (25) в (23), мы будем иметь уравнение

$$\varphi(F_3, F_1; \sigma_1 + \sigma_2) = \varphi(F_3, \varphi(u(F_1, F_3; \sigma_1, \sigma_2), F_1; \sigma_1); \sigma_2). \tag{26}$$

обе части которого выражаются через φ. Следовательно, уравнение (26) вместе с определением функции u из соотношений (24) и (25) есть некоторое весьма своеобразное *функциональное уравнение* для φ.

Поскольку весьма трудно прямо решить полученное функциональное уравнение, мы свели его к дифференциальному уравнению, для чего приняли, что σ_2—малая величина. Тогда вместо уравнения (19) можем написать

$$F_2 = F_3 + \alpha(H_2, F_3)\sigma_2, \tag{27}$$

где $\alpha(H_2, F_3)$—некоторая функция, характеризующая среду. Точно так же вместо (20) имеем

$$H_3 = H_2 + \beta(F_3, H_2)\sigma_2. \tag{28}$$

Исключая теперь из системы уравнений (17), (18), (21), (22), (27) и (28) величины H_1, H_2, H_3 и F_2 и отбрасывая при этом члены с высшими степенями σ_2, мы получаем следующее уравнение:

$$\frac{\partial\varphi(F_3, F_1; \sigma_1)}{\partial\sigma_1} = \frac{\partial\varphi(F_3, F_1; \sigma_1)}{\partial F_3}\, a(\varphi(F_3, F_1; \sigma_1), F_3) + b(F_3, \varphi(F_3, F_1; \sigma_2)). \quad (29)$$

Получилось нелинейное дифференциальное уравнение для φ. Для упрощения обозначим:

$$H_3 = \varphi(F_3, F_1; \sigma_1) = z; \quad F_1 = x; \quad F_3 = y; \quad \sigma_2 = \sigma.$$

Тогда

$$\frac{\partial z}{\partial\sigma} = \frac{\partial z}{\partial y}\, a(z, y) + a(y, z). \quad (30)$$

При $\sigma \to \infty$ наша задача превращается в проблему нахождения интенсивности диффузно-отраженного от бесконечного слоя потока z, когда на него падает поток y. Уравнение (30) сводится тогда к более простому:

$$\frac{\partial z}{\partial y}\, a(z, y) + a(y, z) = 0, \quad (31)$$

где z уже не зависит от $x = F_1$.

Если допустить, что при элементарном акте рассеяния имеет место изотропия, то $a(z, y)$ должно иметь следующий вид:

$$a(z, y) = -yk(z + y) + g(z + y). \quad (32)$$

При начальном условии $z = 0$ при $y = 0$ решение этого уравнения имеет простой вид

$$yz = G(y + z), \quad (33)$$

где $G(\xi)$ есть функция, равная

$$G(\xi) = \int_0^{\xi} \frac{g(x)}{k(x)}\, dx. \quad (34)$$

Для примера разберем частный случай, когда

$$\frac{g(x)}{k(x)} = \frac{\lambda}{2}\, \frac{a^2\xi}{a^2 + \xi^2}.$$

Это значит, что из энергии, поглощенной в элементарном акте, рассеивается доля

$$\lambda\, \frac{a^2}{a^2 + \xi^2},$$

т. е. при возрастании интенсивности света рассеиваемая доля уменьшается. Тогда

$$G(x) = \frac{\lambda}{4}\, a^2 \ln\left[1 + \frac{x^2}{a^2}\right],$$

и решение имеет вид

$$yz = \frac{\lambda}{4}\, a^2 \ln\left[1 + \frac{(y + z)^2}{a^2}\right].$$

Из этого решения видно, что при $y \to \infty$ альбедо z/y стремится к нулю. Наоборот, при $y \ll a$ будем иметь обычную для линейного случая формулу

$$\frac{z}{y} = \frac{2 - \lambda - \sqrt{1-\lambda}}{\lambda}.$$

Мы не будем останавливаться на других примерах. Нашей целью было показать, что принцип инвариантности с успехом может применяться при решении по крайней мере некоторых задач нелинейной теории переноса излучения. Но практическое значение, конечно, будет иметь применение принципа инвариантности к более сложным задачам, чем разобранная здесь простая схема.

Примечание В трех предыдущих статьях рассматриваются нелинейные задачи теории переноса излучения. Характерная черта этих задач состоит в том, что оптические толщины в различных частотах являются не заданными, а искомыми. Для их определения В. А. Амбарцумян предложил «метод самосогласованных оптических глубин». Впоследствии развитие этого метода и его применения были выполнены Н. Б. Енгибаряном, А. Г. Никогосяном и др. Следует отметить, что в современной астрофизике с помощью ЭВМ решаются нелинейные задачи для реальных многоуровенных атомов. Однако результаты, содержащиеся в приведенных статьях, имеют важное значение, по крайней мере, в том отношении, что они дают качественную картину явлений.

О ПРИНЦИПЕ ИНВАРИАНТНОСТИ И ЕЕ НЕКОТОРЫХ ПРИМЕНЕНИЯХ

В 1941 году, после начала Великой Отечественной войны, часть Ленинградского университета, в котором работал и я, была эвакуирована в г. Елабугу. Там мы были свободны от лекций и поэтому имели возможность отдавать все свое время научно-исследовательской работе. Почти сразу после приезда в Елабугу был организован семинар, на котором докладывались работы сотрудников филиала Ленинградского университета по математической и теоретической физике. Участниками семинара были академики В. А. Фок и В. И. Смирнов, активное участие принимал тогда еще молодой астрофизик, ныне член-корреспондент АН СССР В. В. Соболев*. Поздней осенью 1941 года мною был сделан доклад по проблеме рассеяния света в плоскопараллельной среде. В этой работе был применен способ решения задачи, основанный на принципе, который в дальнейших наших работах получил название принципа инвариантности (ПИ).

О принципе инвариантности. Отличие ПИ от применявшихся прежде методов заключается в том, что он рассматривает свойства сред, как целых объектов. Между тем в прежних работах использовались уравнения, относящиеся к локальным процессам в различных точках среды. При этом в процессе решения приходилось использовать величины, характеризующие поле излучения во всех различных точках среды. Конечно, в работах, в которых применяется ПИ, тоже используются данные о локальных, микроскопических процессах. Но теория в основном строится не на интегрировании локальных процессов, а на свойствах инвариантности.

Работы 1941 года, выполненные в Ленинградском университете, как это выяснилось впоследствии, имели некоторых предшественников. В 1862 году Стокс рассмотрел вопрос об отражении света от совокупности (стопка) рассеивающих пластинок (плоских), способных к отражению и поляризации света. Со свойственной ему глубиной мысли он решил задачу, про которую мы бы сейчас сказали, что применил некий «метод сложения слоев» к дискретной последовательности отражающих и пропускающих слоев.

Прежде чем перейти к сущности ПИ, коротко упомяну о некоторых результатах, которые были получены в довоенные годы. Непосредственно перед войной (1938—1941 гг.), читая студентам Ленинградского университета лекции по теоретической астрофизике, я стремился показать, что к проблеме переноса излучения можно подходить

Доклад прочитан на Всесоюзном симпозиуме «Принцип инвариантности и его приложения», приуроченном к 40-летию введения принципа инвариантности в теорию рассеяния света и посящен обсуждению результатов применения принципа инвариантности и его развития в различных областях современной науки. Труды Всесоюзного симпозиума. Бюракан, 25—30 октября, 1981. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1988.

* С 1981 г. В. В. Соболев действительный член АН СССР

по-разному. В частности, можно применять метод сложения двух слоев, который, например, при чистом рассеянии в одномерном случае приводит к функциональному уравнению

$$q(\tau_1+\tau_2)=\frac{q(\tau_1)+q(\tau_2)}{q(\tau_1)\,q(\tau_2)+q(\tau_1)+q(\tau_2)}. \qquad (1)$$

Решение этого уравнения есть:

$$q(\tau)=\frac{1}{1+a\tau}, \qquad (2)$$

Здесь a—пока неопределенная постоянная.

Повторяю, что для вывода был применен только ПН. Если справиваться о допущениях, то сделано естественное для задачи переноса излучения предположение, что перенос совершается в виде двух потоков излучения (вверх и вниз). Правда, при этом появилась одна неопределенная постоянная. При таком подходе все равно, откуда мы будем определять «a»—из опыта—или из соображений о локальных процессах. Укажем только, что при изотропном рассеянии $a=1/2$.

Конечно, данная проблема может быть сведена и к простому дифференциальному уравнению, но метод сложения слоев мне казался многообещающим. Значительно позже об этом подходе мною была опубликована статья, в которой указанная одномерная задача была решена в более общем случае, когда наряду с рассеянием происходит также и истинное поглощение.

В этом случае, когда мы отказываемся от гипотезы чистого рассеяния, но среда продолжает считаться однородной, нам следует найти параметры r и q, причем

$$r=1-q,$$

где r—коэффициент диффузного отражения. Получается уже система двух функциональных уравнений для величин r и q

$$q(\tau_1+\tau_2)=\frac{q(\tau_1)q(\tau_2)}{1-r(\tau_1)r(\tau_2)}, \qquad (3)$$

$$r(\tau_1+\tau_2)=\frac{q^2(\tau_2)r(\tau_1)}{1-r(\tau_1)r(\tau_2)}+r(\tau_2) \qquad (4)$$

(общее решение содержит две неопределенные постоянные: одна из них—индикатриса, другая—вероятность сохранения кванта при рассеянии).

Опять прошу обратить внимание—все сделано лишь на основе ПН, без привлечения уравнения переноса излучения, в данном случае выступающего как некий способ сложения слоев. Он же диктует сколько должно быть произвольных постоянных, тех самых, которые при локальном рассмотрении кладутся в основу расчетов.

Можно подумать, что в трехмерном случае плоскопараллельных слоев положение другое. Дело в том, что в этом случае для построения системы функциональных уравнений нужно учитывать угловую зависимость величин и знать индикатрису рассеяния как функцию от угла

рассеяния. Если мы знаем ее, то легко можем построить систему соответствующих функциональных уравнений.

Рассмотрим задачу, индикатриса рассеяния в которой будет фигурировать как входящая в общее решение произвольная функция, подлежащая определению либо из опыта, либо на основе изучения характера элементарных (локальных) процессов рассеяния. Возьмем схему. Пусть на слой падает излучение интенсивности I_0 пропущенного и отраженного слоем излучения и обозначим I_q и I_r соответственно.

Пишем

$$I_q = Q(\tau)I_0,$$

$$I_r = R(\tau)I_0.$$

Здесь $Q(\tau)$ и $R(\tau)$ уже операторы, поскольку I_0, I_q и I_r есть функции, характеризующие интенсивность в зависимости от направлений. Эти операторы и являются неизвестными. Их следует найти по тому же методу сложения слоев конечной толщины.

Получается система двух уравнений в линейных операторах абсолютно аналогичная приведенной системе двух функциональных уравнений для одномерного случая

$$\begin{aligned} Q(\tau_1+\tau_2) &= Q(\tau_1)\{E-R(\tau_2)R(\tau_1)\}^{-1}Q(\tau_2) \\ R(\tau_1+\tau_2) &= Q(\tau_2)F(\tau_1)\{E-F(\tau_2)R(\tau_1)\}^{-1}Q(\tau_2)+R(\tau_2). \end{aligned} \tag{6}$$

Именно эти уравнения должны дать общее решение задачи, куда индикатриса должна входить как произвольная функция.

Если это все верно, то получается, что при настоящем подходе с позиций ПИ все параметры и функции, характеризующие элементарные процессы, играют роль произвольных параметров, входящих в общее решение.

В упомянутом выше докладе (Елабуга, осень 1941 г.), метод сложения слоев уже был применен к трехмерной задаче, когда элементарный акт рассеяния является изотропным и на плоскопараллельную среду бесконечной (или конечной) толщины падает параллельный пучок излучения и нужно вычислить коэффициент диффузного отражения (и коэффициент «диффузного пропускания»). Здесь важным шагом явился вывод о том, что в случае сферической индикатрисы рассеяния коэффициент диффузного отражения от полубесконечной атмосферы имеет вид

$$R(\eta,\zeta) = \frac{\lambda}{4}\,\frac{\varphi(\eta)\varphi(\zeta)}{\eta+\zeta}, \tag{7}$$

где функция $\varphi(\eta)$ удовлетворяет функциональному уравнению

$$\varphi(\eta) = 1 + \frac{\lambda}{2}\,\eta\varphi(\eta)\int_0^1 \frac{\varphi(\zeta)}{\eta+\zeta}\,d\zeta, \tag{8}$$

здесь η — косинус угла, λ — вероятность выживания кванта при однократном рассеянии.

Наш вывод был основан на том положении, что если к поверхности рассеивающего и поглощающего слоя бесконечной оптической толщины прибавить слой с толщиной $\Delta\tau$ (в котором значения параметра

λ те же, что и в бесконечном слое), то интенсивность диффузно-отраженного излучения не должна измениться. Это положение нами было тогда названо ПИ. Очевидно, что прибавление слоя Δτ ведет к появлению дополнительных актов рассеяния и поглощения в этом слое, суммарный эффект которых, согласно этому принципу, должен быть нулевым. С другой стороны, оказывается, что все эти дополнительные количества излучаемой и поглощаемой энергии выражаются через величины, характеризующие положение дел на границе слоя. Иными словами, приравнивая их сумму нулю, мы получаем некоторое уравнение, связывающее диффузно-отраженное и падающее излучения. Именно отсюда и получается выражение (7) для коэффициента отражения, куда входит вспомогательная функция $\varphi(\eta)$, удовлетворяющая уравнению (8).

Совершенно ясно, что в данном случае ПИ эквивалентен методу сложения слоев. При этом в результате сложения в рассматриваемом частном случае не происходит изменения интегральных свойств среды. Однако никто не мешает нам рассматривать и более общие случаи, когда прибавление может привести их к изменениям. Именно такое рассмотрение является одним из возможных способов решения задачи для слоя конечной оптической толщины. В советской литературе обычно и такой подход называют применением ПИ. В иностранной же литературе такой, более общий подход стал в дальнейшем называться принципом инвариантного вложения (Беллман и сотр.).

В течение 1942 года были выполнены работы, которые давали решение задачи для среды конечной оптической толщины. В этом случае ПИ был применен в другой форме. Очевидно, что интегральные свойства среды конечной оптической толщины, относящиеся к диффузному отражению и диффузному пропусканию, не должны изменяться, если к среде прибавить, с одной стороны, слой толщины Δτ, а с другой стороны, вычесть слой такой же толщины. И в этом случае все дополнительные количества излучаемой и поглощаемой энергии должны давать в сумме нулевой результат как для одного, так и другого процессов. Поэтому здесь в предположении изотропии элементарного акта мы получаем систему, состоящую из двух уравнений с двумя неизвестными функциями: коэффициент диффузного рассеяния $r(\eta, \xi)$ и коэффициент диффузного пропускания $q(\eta, \xi)$, которые в случае сферической индикатрисы рассеяния выражаются через две вспомогательные функции $\varphi(\tau, \eta)$ и $\Psi(\tau, \eta)$, удовлетворяющие системе двух функциональных уравнений, являющихся обобщением уравнения (8).

Далее в том же году нам удалось обобщить все эти результаты на случай любой индикатрисы рассеяния. При этом большую роль сыграло то обстоятельство, что нами было использовано разложение индикатрисы рассеяния по полиномам Лежандра, введенное еще в одной из наших довоенных работ.

В результате появления ПИ профессором Чандрасекаром, профессором Соболевым и многими другими исследователями было достигнуто много различных ценных результатов. О некоторых из них мы услышим в докладах на этой конференции.

О некоторых применениях ПИ. Все, что было сказано выше, относится к линейной задаче рассеяния света. Такой же линейный характер носят и некоторые другие задачи, в которых успешно применяется ПИ. Здесь я могу упомянуть, например, рассмотренную мною, а затем Чандрасекаром и Мюнчем теорию флуктуации света вдоль Млечного Пути при наличии однородного слоя поглощающих облаков.

Однако следует иметь в виду, что линейный характер задачи является идеализацией физических условий при переносе излучения. В самом деле, излучение всегда влияет на состояние среды. Если даже мы возьмем самый простой пример среды, состоящей из двухуровенных атомов, мы убедимся, что наличие излучения вызывает накопление атомов в возбужденном состоянии и делает среду более прозрачной.

Были сделаны попытки применения ПИ и к нелинейному случаю. Однако здесь удалось найти решение лишь для очень частных задач.

Существенно нелинейными являются задачи, относящиеся к средам, состоящим из многоуровенных атомов, когда нас интересует не излучение в частоте резонансной линии, а, скажем, интенсивности в субординатных сериях. Здесь уже даже для приближенного сведения проблемы к линейной задаче в каждом случае встречаются огромные трудности.

ПИ как один из способов решения задач математической физики нашел первые и притом весьма обширные применения в вопросах теории многократного рассеяния света в мутных средах. При переходе от самых элементарных задач (монохроматическое и изотропное рассеяния в плосконараллельных слоях) к более сложным, в смысле физики элементарных процессов и геометрии среды, случаям наблюдалось следующее: когда усложнялась физика элементарных процессов, например, при переходе от изотропного рассеяния к анизотропному, от чисто монохроматического рассеяния к перераспределению энергии внутри спектральной линии, применение ПИ давало еще больше выгод, чем в элементарном случае. Усложнения геометрического характера (например, отказ от предположения о плоскопараллельности слоев), наоборот, приводили к большим трудностям. Однако задачи со сложной геометрией *вообще* являются трудным делом и их решение, по-видимому, целесообразнее делить на этапы. Как будет показано в одном из докладов от нашей обсерватории, можно предложить такой подход, основанный на применении ПИ, который, в определенных этапах решения, может иметь решающее значение в задачах с весьма общей геометрией.

Кроме указанных направлений обобщения теории переноса излучения упомянем здесь еще три, в которых, по нашему мнению, ПИ выступает или может выступить с большим успехом.

1. Перенос излучения в стохастических средах. Частным случаем такой задачи и явилось упомянутое выше рассмотрение бесконечной среды, состоящей из поглощающих облаков, распределенных по Пуассону, результатом которой стала теория флуктуаций яркости в поясе Млечного Пути.

2. Проблема переноса излучения в частотах разных линий заданного атома с учетом перераспределения энергии между линиями. Эта задача как указывалось, существенно нелинейная, особенно в отношении полей излучения в субординатных сериях. Задача еще более усложняется, если учитывать конечную ширину каждой линии. В этом последнем случае уяснение даже элементарных процессов преобразования квантов является сложной задачей. И хотя решение таких задач может иметь самое широкое применение, до сих пор здесь сделаны лишь первые шаги. Тем не менее, нам кажется, что дальнейшее существенное продвижение возможно главным образом с помощью ПИ. Конечно, можно добиваться решения задач для отдельных частных случаев и чисто машинными методами. В качестве же аналитического решения рассмотрим лишь один простой пример.

Большой задачей расчетного характера, стоящей перед астрофизикой, является проблема рассеяния света средой, в которой атомы могут находиться более чем в двух состояниях. Монохроматическое рассеяние—неплохое приближение для резонансных линий атомов. Представляется нам, что общее решение задачи должно состоять из двух этапов:

а) Слабые поля, когда процессы поглощения в субординатных сериях не играют большой роли.

б) Поля больших плотностей.

Пример первой задачи—газовые туманности, для которых задача переноса при трех состояниях рассмотрена в одномерном приближении.

Оказывается, что с помощью ПИ можно рассмотреть и трехмерную задачу прямого и флуоресцентного рассеяния.

В этом случае мы имеем дело с двумя частотами ν_{12} и ν_{13} (в случае водорода L_α, L_β или L_0, L_c).

Интересно, что в данном случае эта последняя задача решается настолько легко, что решение нетрудно полностью изложить.

Пусть $1-\lambda$ есть вероятность превращения $\nu_{13}\to\nu_{12}$ при каждом акте рассеяния кванта ν_{13}. Приведем решение для того частного случая, когда коэффициенты поглощения в обоих линиях ν_{12} и ν_{13} равны. Выражая интенсивности в числах квантов, содержащихся в потоках, можем утверждать, что по отношению к суммарному полю в частотах ν_{12} и ν_{13} будут происходить лишь процессы чистого рассеяния, поскольку переходы $2\to3$ не играют существенной роли из-за слабости поля ν_{23}. Ставится задача о диффузном отражении в частоте ν_{12} и флуоресцентно-диффузном в ν_{13} при падении на полубесконечную среду излучения интенсивности Q_{12} на частоте ν_{12} и Q_{13} на частоте ν_{13}. Для построения, таким образом, суммарной интенсивности диффузно-отраженного света, включая и флуоресцентное диффузное отражение, будем иметь

$$I_{12+13}=\frac{\pi}{4}Q_{12+13}\frac{\eta\varphi_1(\eta)\varphi_1(\zeta)}{\eta+\zeta}, \tag{9}$$

где

$$\varphi_1(\eta)=1+\frac{1}{2}\eta\varphi_1(\eta)\int_0^1\frac{\varphi_1(\zeta)d\zeta}{\eta+\zeta}, \tag{10}$$

а величина $Q_{12+13}=Q_{12}+Q_{13}$.

С другой стороны, проследим только поле ν_{13}, где вероятность сохранения кванта в той же частоте при рассеянии равна λ. Для него имеем

$$I_{13}=\frac{\pi}{4}Q_{13}\frac{\eta\varphi_\lambda(\eta)\varphi_\lambda(\zeta)}{\eta+\zeta}, \tag{11}$$

где φ_λ удовлетворяет известному уравнению

$$\varphi_\lambda(\eta)=1+\frac{\lambda}{2}\eta\varphi_\lambda(\eta)\int_0^1\frac{\varphi_\lambda(\zeta)d\zeta}{\eta+\zeta}, \tag{12}$$

тогда

$$I_{12}=\frac{\pi}{4}\eta\frac{Q_{12+13}\varphi_1(\eta)\varphi_1(\zeta)-Q_{13}\lambda\varphi_\lambda(\eta)\varphi_\lambda(\zeta)}{\eta+\zeta}. \tag{13}$$

Если падающее в ν_{12} излучение имеет интенсивность, равную нулю, то есть $Q_{12}=0$, то будем иметь

$$I_{12}=\frac{\pi}{4}\eta Q_{13}\frac{\varphi_1(\eta)\varphi_1(\zeta)-\lambda\varphi_\lambda(\eta)\varphi_\lambda(\zeta)}{\eta+\zeta}. \tag{14}$$

В частном случае, когда наблюдатель рассматривает с того же направления, откуда падает свет, то есть при $\eta=\zeta$, получится:

$$I_{12}\sim\varphi_1^2(\zeta)-\lambda\varphi_\lambda^2(\zeta). \tag{15}$$

Эта формула, очевидно, дает распределение по диску флуоресцентно-рассеянного излучения.

При $\lambda=1/2$ для различных значений в этом случае имеем

ζ	$\varphi_1^2(\zeta)$	$\varphi_1^2(\zeta)-\frac{1}{2}\varphi_{1/2}^2(\zeta)$
1	1.058	1.109
0·5	0·507	0.551
0·0	0.125	0.156

то есть диск менее контрастен, чем при чистом монохроматическом рассеянии.

3. Задачи, относящиеся к непрерывным спектрам за границами серий спектральных линий атомов. Здесь иногда можно добиться существенных упрощений.

Другая область применения ПИ связана с переходом от поля излучения как поля фотонов к газу, состоящему из частиц. Речь идет об осложнениях, связанных с решением кинетического уравнения теории газов. В частности, для практики важны случаи размножающихся частиц (например, нейтронов), возникающие в теории реакторов.

Нам кажется, что практически необозримое поле применения открывается перед ПИ в некоторых областях математики. Упомяну здесь две области: дифференциальные уравнения и стохастическую геометрию. Этим вопросам будут посвящены специальные сообщения, и мы на них не останавливаемся. Укажем только, что в последнем случае речь идет о роли, которую играет ПИ при доказательстве ряда теорем интегральной геометрии.

Мы всегда рассматривали ПИ как *полезный прием* для решения трудных задач математической физики, теоретической астрофизики, ряда разделов математики. И как всякий другой прием он может плодотворно развиваться лишь в тесном взаимодействии с другими приемами и способами решения. Нам кажется, что особенно важно добиться хорошего сочетания этого приема с чисто численными методами машинных вычислений.

Призываю научную молодежь обратить особое внимание на эти возможности.

СТРОЕНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД

О РАВНОВЕСНЫХ КОНФИГУРАЦИЯХ СВЕРХПЛОТНЫХ ВЫРОЖДЕННЫХ ГАЗОВЫХ МАСС

§ 1. Введение

Как известно [1,2], при плотностях материи $\rho > 10^9$ г/см^3 сложные атомные ядра не могут существовать. Когда плотность вещества, повышаясь, достигает этого значения, совокупность ядер превращается в совокупность простых нуклонов. Если температура настолько низка, что электроны и нуклоны вырождены, то при дальнейшем повышении плотности, а именно при $\rho \sim 3 \cdot 10^{11}$ г/см^3, нейтроны начинают численно преобладать над протонами и электронами, а при $\rho \sim 10^{12}$ г/см^3 они начинают преобладать и по создаваемому ими давлению [3]. Таким образом, сверхплотные звездные массы при $\rho > 10^{12}$ Мг/см^3 должны состоять преимущественно из нейтронов.

Равновесные конфигурации нейтронных звезд были исследованы Оппенгеймером и Волковым [4]. Ими было показано, что массы нейтронных звезд должны иметь значения, заключенные в интервале $0.3_\odot < Mr \lesssim 0.7_\odot$, а радиус—в пределах $6 \leq R \leq 20$ км. Это является основным результатом их работы. В их расчетах принималось, что вплоть до сколь угодно больших плотностей нейтроны образуют идеальный газ (конечно, вырожденный).

Некоторое дальнейшее развитие вопроса было достигнуто в недавней работе Камерона [5]. Им были учтены силы взаимного отталкивания нейтронов, действующие на малых расстояниях между ними. В результате оказалось, что массы некоторых конфигураций нейтронных звезд могут достигать $2_\odot$. Камерон, независимо от авторов настоящей статьи, отметил, что при достаточно больших плотностях в вырожденных звездах должны появиться гипероны. Однако этот вопрос не был им исследован.

Настоящая статья является продолжением нашей предыдущей работы [6], в которой был исследован вопрос о появлении гиперонов при высоких плотностях вырожденного газа и рассмотрено влияние гиперонов на уравнение состояния последнего.

Напомним некоторые основные результаты указанной работы.

При плотности барионов $N \geqslant 6.4 \cdot 10^{38}$ см$^{-3}$ (т. е. при $\rho \geqslant 1.1 \cdot 10^{15}$ г/см^3) сильно вырожденное вещество помимо нуклонов должно неизбежно содержать гипероны Λ и Σ^--мезоны. При более высоких плотностях должны появиться также и Ξ^--мезоны. Поэтому при плотностях материи, заключенных в пределах $10^{12} \leq \rho \leq 10^{15}$ г/см^3, мы имеем дело с нейтронным газом, а при $\rho > 10^{15}$ г/см^3—с газом, представляющим собой смесь гиперонов и нуклонов, причем процент гиперонов быстро растет при увеличении плотности.

Концентрации разных частиц в равновесном вырожденном газе определяются следующими уравнениями, содержащими граничные энергии Ферми E и, следовательно, концентрации различных частиц:

Астрон. ж., 38, 785, 1961. (Соавтор Г. С. Саакян).

$$E_{Y^0} = E_n; \qquad E_{Y^+} = E_n - E_e;$$
$$E_{Y^-} = E_n + E_e; \qquad E_e = E_\mu = m_\pi c^2; \tag{1.1}$$
$$\sum N_{Y^+} - \sum N_{Y^-} - N_e - N_\mu - N_\pi = 0,$$

где значки Y^0, Y^+, Y^-, n, e, μ и π означают соответственно нейтральные, положительные и отрицательные барионы (общее название нуклонов и гиперонов), нейтрон, электрон, μ^-- и π^--мезоны.

Каждой частице соответствует некоторое пороговое значение плотности, начиная с которого она может присутствовать в среде в качестве стабильной компоненты вещества. Приведенные уравнения целиком определяют концентрации всех частиц, если задано полное число барионов в единице объема. Однако для каждого значения концентрации всех барионов должна быть взята система лишь тех уравнений, которые совместимы с этой концентрацией, а концентрации тех барионов, которые не войдут при этом в систему уравнений, следует положить равными нулю.

Решая уравнения (1.1), мы находим концентрации частиц. Эти концентрации можно выразить через параметры:

$$t_k = 4 \operatorname{arsh} (p_k/m_k c), \tag{1.2}$$

где m_k — масса k-ой частицы, p_k — граничный импульс Ферми,

$$p_k = (6\pi^2/a_k)^{1/2} h N_k^{1/3} \tag{1.3}$$

для k-частицы, $a_k = 2S_k + 1$ число спиновых состояний частицы.

Параметры t_k в случае сферической звезды должны быть функциями расстояния r от ее центра. Различные t_k выражаются через t_n следующими соотношениями.

В случае нейтральных частиц, т. е. при $k = n^*, \Lambda, \Sigma^0$ и Ξ,

$$t_k = 4 \operatorname{arch} \left(\frac{m_n}{m_k} \operatorname{ch} \frac{t_n}{4} \right), \tag{1.4}$$

в случае положительных барионов, т. е. при $k = p, p^*, \Sigma^+$,

$$t_k = 4 \operatorname{arch} \left(\frac{m_n}{m_k} \operatorname{ch} \frac{t_n}{4} - \frac{E_e}{m_k c^2} \right) \tag{1.5}$$

и, наконец, в случае отрицательных барионов, т. е. при $k = \Sigma^-$ и Ξ,

$$t_k = 4 \operatorname{arch} \left(\frac{m_n}{m_k} \operatorname{ch} \frac{t_n}{4} + \frac{E_e}{m_k c^2} \right), \tag{1.6}$$

π^--мезоны существуют в звезде лишь при концентрации барионов $N \geqslant 5.9 \cdot 10^{40}$ см$^{-3}$, т. е. $\rho \geqslant 1.4 \cdot 10^{17}$ г/см^3. При достаточно больших плотностях нет существенной разницы между правыми частями формул (1.4), (1.5) и (1.6). Поскольку $E_e \ll m_\pi c^2$, это всегда будет иметь место, когда

$$\operatorname{ch} \frac{t_n}{4} \gg \frac{m_\pi}{m_n}.$$

§ 2. Основные уравнения равновесных конфигураций

В случае звездных конфигураций обычного типа (например, для Солнца) фактический радиус звезды очень велик по сравнению с ее гравитационным радиусом. В случае же сверхплотных конфигураций эти две величины становятся сравнимыми. Это означает, что нельзя пренебречь эффектами общей теории относительности. Иными словами, все расчеты следует вести исходя из уравнений тяготения Эйнштейна.

Будем искать решение уравнений Эйнштейна для случая центрально-симметрического распределения вещества. Известно, что при этом можно воспользоваться произвольностью выбора системы отсчета в общей теории относительности таким образом, чтобы четырехмерный интервал имел бы вид [7]:

$$ds^2=c^2e^{\nu}dt^2-r^2(d\theta^2+\sin^2\theta d\varphi^2)-e^{\lambda}dr^2, \qquad (2.1)$$

где ν и λ—функции от r. В каждой конкретной задаче они подлежат определению. Формула (2.1) справедлива не только для случая стационарного распределения вещества в звезде, но и в том случае, когда в ней происходят радиальные движения, причем скорость зависит только от r и t, так что сферическая симметрия распределения вещества не нарушается. Конечно, в этом случае функции ν и λ должны зависеть не только от r, но и от t. Оппенгеймером и Волковым было показано [4], что в статическом случае задача решения уравнений Эйнштейна сводится к решению следующих, сравнительно простых дифференциальных уравнений:

$$\frac{du}{dr}=4\pi\frac{1}{c^2}r^2\rho, \qquad (2.2)$$

$$\frac{dP}{dr}=-\frac{P+\rho}{r\left(\frac{c^2}{k}r-2u\right)}\left(4\pi\frac{1}{c^2}r^3P+u\right), \qquad (2.3)$$

где P(r)—давление, k—постоянная тяготения, а u(r)—определяется формулой

$$u(r)=\frac{c^2r}{2k}(1-e^{-\lambda}). \qquad (2.4)$$

На границе звезды, где r=R, величина u(R) равняется массе звезды, воспринимаемой внешним наблюдателем. Что касается смысла u(r) для меньших значений r, то из (2.2) видно, что эта величина в известной степени характеризует количество вещества, заключенного внутри сферы радиуса r. Однако в рассматриваемых условиях, когда поле тяготения очень сильное и гравитационный дефект массы может быть большим, понятие «массы, заключенной внутри сферы с радиусом r», нуждается в точном определении. Мы здесь этим заниматься не будем. Для нас достаточно определение (2.4).

Дальше будем пользоваться системой единиц, при которых [4]

$$\frac{m_n^4c^5}{32\pi^2\hbar^3}=K_n=\frac{1}{4\pi};\quad c=k=1. \qquad (2.5)$$

В этих единицах массы и расстояния имеют одинаковую размерность.

Единица расстояния в этой системе равна

$$a=2\sqrt{2\pi}\left(\frac{h}{m_n c}\right)^{3/2}\frac{c}{\sqrt{k m_n}}=1.37\cdot 10^6 \text{ см}. \tag{2.6}$$

Единица массы равна

$$b=a\frac{c^2}{k}=1.85\cdot 10^{34}\text{г}=9.29_{\odot}. \tag{2.7}$$

Наконец, единица времени равна

$$\delta=a/c=4.57\cdot 10^{-5}\text{ сек}. \tag{2.8}$$

В этой системе единиц уравнения (2.2) и (2.3) перепишутся в виде:

$$\frac{du}{dr}=4\pi r^2\rho(r), \tag{2.2'}$$

$$\frac{dP}{dr}=-\frac{P+\rho}{r(r-2u)}(4\pi r^3 P+u) \tag{2.3'}$$

Уравнения (2.2′) и (2.3′) содержат три неизвестные функции ρ, P и u. К ним следует присоединить в качестве третьего уравнения — уравнение состояния, о котором будет идти речь в следующем параграфе.

Решая систему этих уравнений, мы найдем семейство решений, каждому из которых будет соответствовать определенная масса, радиус, внутреннее распределение вещества и метрика пространства.

Интегрирование было проведено методом Рунге-Кутта для нескольких вариантов уравнения состояния.

§ 3. Конфигурации, состоящие из идеального газа

Для идеально вырожденного газа уравнение состояния в параметрическом виде представляется в следующей форме (6):

$$\rho=K_n\sum_k\frac{1}{2}a_k\left(\frac{m_k}{m_n}\right)^4(\mathrm{sh}t_k-t_k)+N_\pi m_\pi c^2, \tag{3.1}$$

$$P=\frac{1}{3}K_n\sum_k\frac{1}{2}a_k\left(\frac{m_k}{m_n}\right)^4\left(\mathrm{sh}t_k-8\,\mathrm{sh}\frac{t_k}{2}+3t_k\right), \tag{3.2}$$

N_π — плотность π^--мезонов. Определение K_n дано в (2.5). Суммирование производится по всем типам частиц, присутствующих в данной точке звезды. Все параметры t_k (а значит, и концентрации N_k), а также N_π являются функцией плотности вещества. Для расчетов удобно принять в качестве независимой переменной параметр t_n, т. е. концентрацию N_n. Уравнения (3.1) и (3.2) написаны в единицах CGS. В системе единиц (2.5) K_n следует заменить через $1/4\pi$.

Подставив (3.1) и (3.2) в (2.2′) и (2.3′), получаем

$$\frac{du}{dr}=r^2\left|\sum_k\frac{1}{2}a_k\left(\frac{m_k}{m_n}\right)^4(\mathrm{sh}t_k-t_k)+N_\pi m_\pi c^2/K_n\right|; \tag{3.3}$$

$$\frac{dt_n}{dr} = -\frac{4}{r(r-2u)} \cdot \frac{\sum_k \frac{1}{2} a_k \left(\frac{m_k}{m_n}\right)^4 \left(\mathrm{sh}t_k - 2\mathrm{sh}\frac{t_k}{2}\right) + 3N_n m_n c^2/4K_n}{\sum_k \frac{1}{2} a_k \left(\frac{m_k}{m_n}\right)^4 \left(\mathrm{ch}t_k - 4\mathrm{ch}\frac{t_k}{2} + 3\right)\frac{\partial t_k}{\partial t_n}} \times$$

$$\times \left\{ \dot{u} + \frac{1}{3} r^3 \sum_k \frac{1}{2} a_k \left(\frac{m_k}{m_n}\right)^4 \left(\mathrm{sh}t_k - 8\mathrm{sh}\frac{t_k}{2} + 3t_k\right) \right\}. \qquad (3.4)$$

Итак, для определения внутреннего строения звезды мы должны интегрировать уравнение (3.3) и (3.4). Мы можем также исходить непосредственно из (2.2′) и (2.3′). В последнем случае целесообразно предварительно построить на основе формул (3.1) и (3.2) график зависимости $\rho = \rho(P)$, т. е. иметь кривую состояния.

Интегрирование (3.3) и (3.4) необходимо начать с центра звезды, где

$$u(0)=0; \quad t_n = t_n(0). \qquad (3.5)$$

Здесь $t_n(0)$ определяет плотность вещества в центре звезды. При этом различным конфигурациям соответствуют различные значения $t_n(0)$. На практике мы получаем ряд решений, задаваясь различными произвольными значениями $t_n(0)$. Найдя, как это описано в дальнейшем, эти решения, мы можем определить для каждого из них значения наблюдаемых параметров, например, таких, как радиус или масса конфигурации. Таким образом устанавливается зависимость наблюдаемых параметров от $t_n(0)$. После этого, исключив $t_n(0)$, мы можем определить любой из наблюдаемых параметров как функцию одного из них.

Таблица 1

Некоторые наиболее важные параметры гиперонных звезд, состоящих из идеального газа барионов

$t_n(0)$	Звезда						Гиперонное ядро звезды			
	Центральная плотность		Масса		Координатный радиус		Масса		Координатный радиус	
	барионов $N(0)$, $см^{-3}$	материи $4\pi\rho(0)$, $г/см^{-3}$	в един. (2.5)	в един. ⊙	в един. (2.5)	в км	в един. (2.5)	в един. ⊙	в един. (2.5)	в км
0.566	$1.00 \cdot 10^{37}$	$1.62 \cdot 10^{13}$	0.0147	0.136	2.090	28.7	—	—	—	—
1.0	$6.50 \cdot 10^{37}$	$1.00 \cdot 10^{14}$	0.0329	0.306	1.537	21.1	—	—	—	—
1.3	$1.36 \cdot 10^{38}$	$2.24 \cdot 10^{14}$	0.0443	0.411	1.345	18.4	—	—	—	—
1.5	$2.20 \cdot 10^{38}$	$3.62 \cdot 10^{14}$	0.0495	0.460	1.170	16.0	—	—	—	—
1.8	$3.85 \cdot 10^{38}$	$6.60 \cdot 10^{14}$	0.0600	0.557	1.065	14.6	—	—	—	—
2.4	$1.25 \cdot 10^{39}$	$2.34 \cdot 10^{15}$	0.0818	0.634	0.805	11.0	0.0132	0.123	0.245	3.36
2.75	$3.11 \cdot 10^{39}$	$5.92 \cdot 10^{15}$	0.0622	0.578	0.753	10.3	0.0234	0.217	0.270	3.20
3.0	$5.45 \cdot 10^{39}$	$1.09 \cdot 10^{16}$	0.0559	0.519	0.703	9.63	0.0255	0.237	0.254	3.48
3.3	$1.08 \cdot 10^{40}$	$3.63 \cdot 10^{16}$	0.0484	0.450	0.670	9.18	0.0258	0.240	0.232	3.18
4.0	$3.50 \cdot 10^{40}$	$8.29 \cdot 10^{16}$	0.0354	0.329	0.594	8.14	0.0225	0.209	0.185	2.54
5.0	$1.26 \cdot 10^{40}$	$3.45 \cdot 10^{17}$	0.0245	0.228	0.506	6.93	0.0173	0.161	0.137	1.88
6.0	$3.53 \cdot 10^{41}$	$1.15 \cdot 10^{18}$	0.0191	0.177	0.557	7.63	0.0135	0.125	0.115	1.57
7.0	$9.26 \cdot 10^{41}$	$3.39 \cdot 10^{19}$	0.0237	0.220	0.767	10.5	0.0115	0.107	0.112	1.53
∞	∞	$8.29 \cdot 10^{16}$	0.0349	0.324	0.808	11.1	0.0130	1.121	0.145	1.99

Примечание. Под координатными радиусами подразумеваются значения r на поверхности звезды и гиперонной сферы

В частности, таким образом, можно получить зависимость между массой и радиусом для нашего семейства конфигураций. Что касается первого из начальных условий (3.5), то оно означает, что в центре звезды нет точечной массы.

В случае, когда мы непосредственно пользуемся уравнениями (2.2′) и (2.3′), начальные условия будут иметь вид:

$$u(0)=0; \quad \rho=\rho(0); \quad P=P(\rho(0)), \tag{3.6}$$

где $\rho(0)$ — плотность в центре данной конфигурации.

Исходя из начальных условий, интегрирование выполняется шаг за шагом, вплоть до $r=R$, где R определяется из условия $\rho(R)=P(R)=t_n(R)=0$. Тогда R будет означать координатный радиус конфигурации, а $u(R)=M$ — ее массу.

Для характеристики звездной конфигурации представляет интерес масса той области, в которой имеются гипероны, т. е. масса гиперонного ядра. Гипероны могут существовать в равновесном состоянии, начиная с $t_n=2.1$. Следовательно, величина R_h, при которой $t_n(R_h)=2.1$ будет представлять собой координатный радиус гиперонной сферы. Что касается до массы, сосредоточенной в этой сфере, то некоторой ее мерой будет величина $u(R_h)$, которую мы обозначим через M_h. Результаты вычислений собраны в табл. 1. В ней наряду с дан-

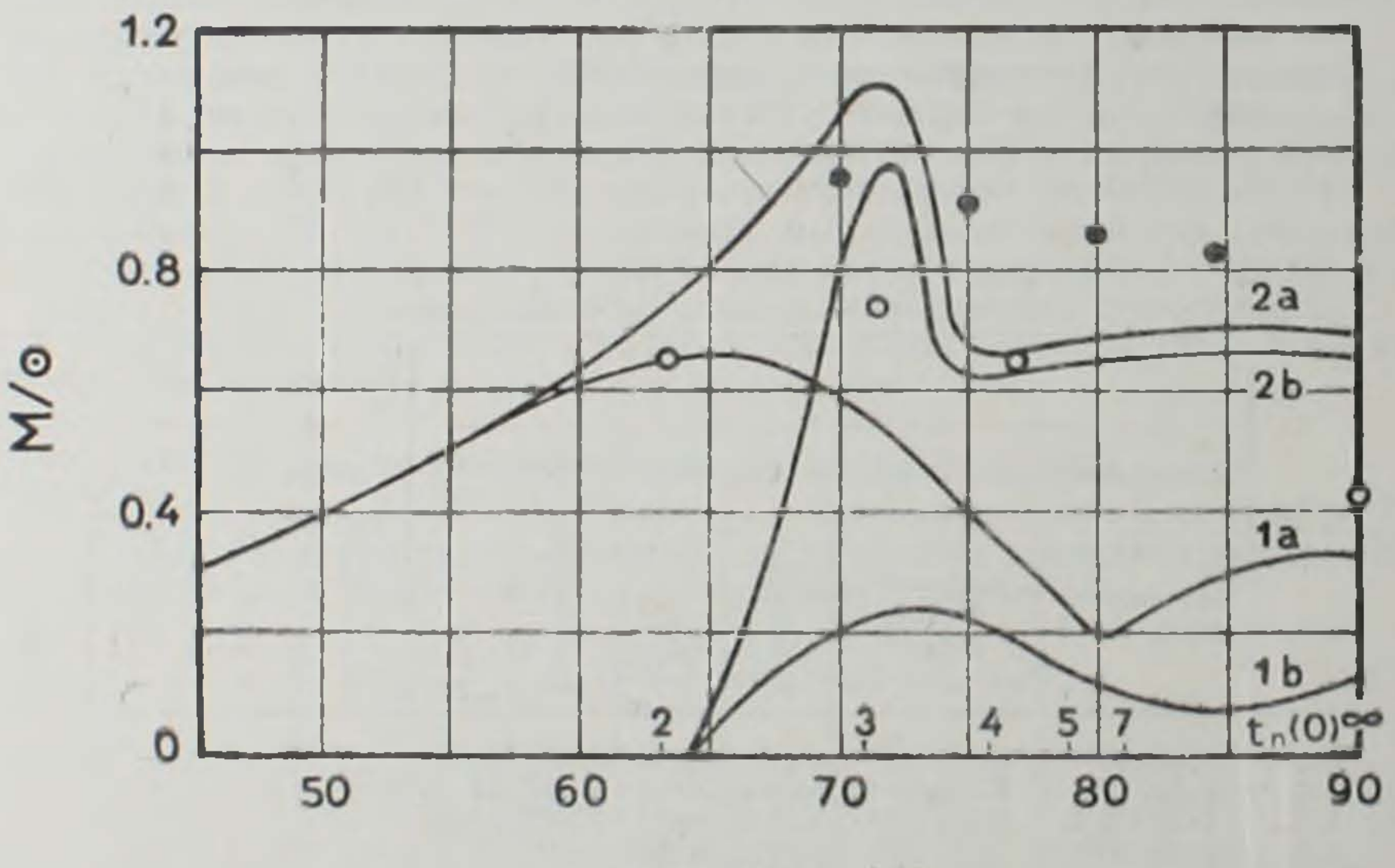


Рис. 1. Зависимость массы от параметра $t_n(0)$, определяющего плотность материи в центре. Определение дано в (1.2). Кривые $1a$ и $1b$ изображают массу звезды и ее гиперонного ядра в том случае, когда элементарные частицы при любых плотностях образуют идеальный газ. Кривые $2a$ и $2b$ изображают то же самое, когда учитываются силы отталкивания, действующие между барионами при очень больших плотностях (реальный газ). Черные кружки изображают массу конфигураций, состоящих из нейтронов, с учетом сил отталкивания. Белые кружочки изображают массу конфигураций, состоящих из идеального газа нейтронов (расчет Оппенгеймера—Волкова). Масса выражена в единицах массы Солнца.

ными о концентрации барионов и плотности в центре звезды приведены значения массы и координатного радиуса как для всей звезды, так и для гиперонного ядра, причем масса гиперонного ядра условно понимается в приведенном выше смысле. Первые пять моделей (первые пять строчек таблицы) не содержат гиперонных ядер. Они являются чисто нейтронными. Данные этих пяти строк хорошо соответствуют результату работы Оппенгеймера и Волкова. Начиная со значения центральной плотности, соответствующего $t_n(0)=2.1$, характеристики наших конфигураций расходятся с характеристиками чисто нейтронных конфигураций.

На рис. 1 кривая 1а изображает зависимость массы конфигурации от $t_n(0)$. Для сравнения даны кружочки, изображающие результаты Оппенгеймера и Волкова, в которых существование гиперонов не учитывалось. Как видно из рисунка, учет гиперонов ведет к уменьшению массы конфигурации.

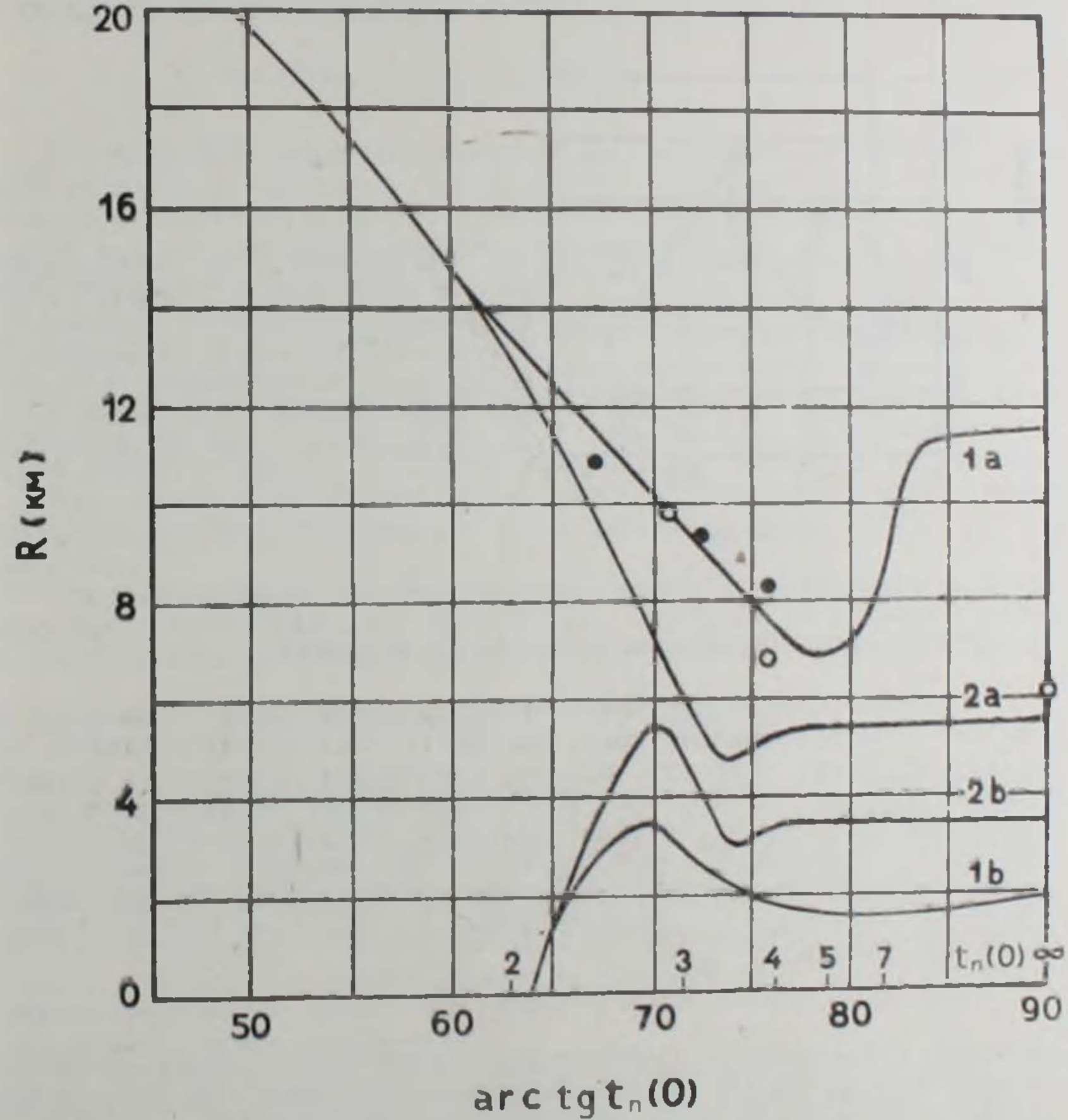


Рис. 2. Зависимость координатного радиуса звезды и координатного радиуса ее гиперонного ядра от параметра $t_n(0)$. Обозначения те же самые, что и на рис. 1. Радиус выражен в километрах.

Кривая 1в на том же рис. 1 представляет массу гиперонного ядра в указанном выше смысле. Как видно из рисунка, при $3<t_n(0)<7$ значительная часть массы конфигурации содержится в гиперонном ядре. Значение массы звезды имеет минимум при $t_n(0)\approx 6$, что соответствует концентрации барионов порядка $3.5\cdot 10^{41}$ см$^{-3}$. При этих плотностях материи вырожденный газ барионов становится релятивистским.

На рис. 2 кривая 1а изображает зависимость координатного радиуса от $t_n(0)$, а кривая 1b—зависимость координатного радиуса гиперонного ядра от той же величины.

На рис. 3 кривая 1 изображает зависимость между координатным радиусом и массой для конфигураций, рассчитанных в настоящей работе.

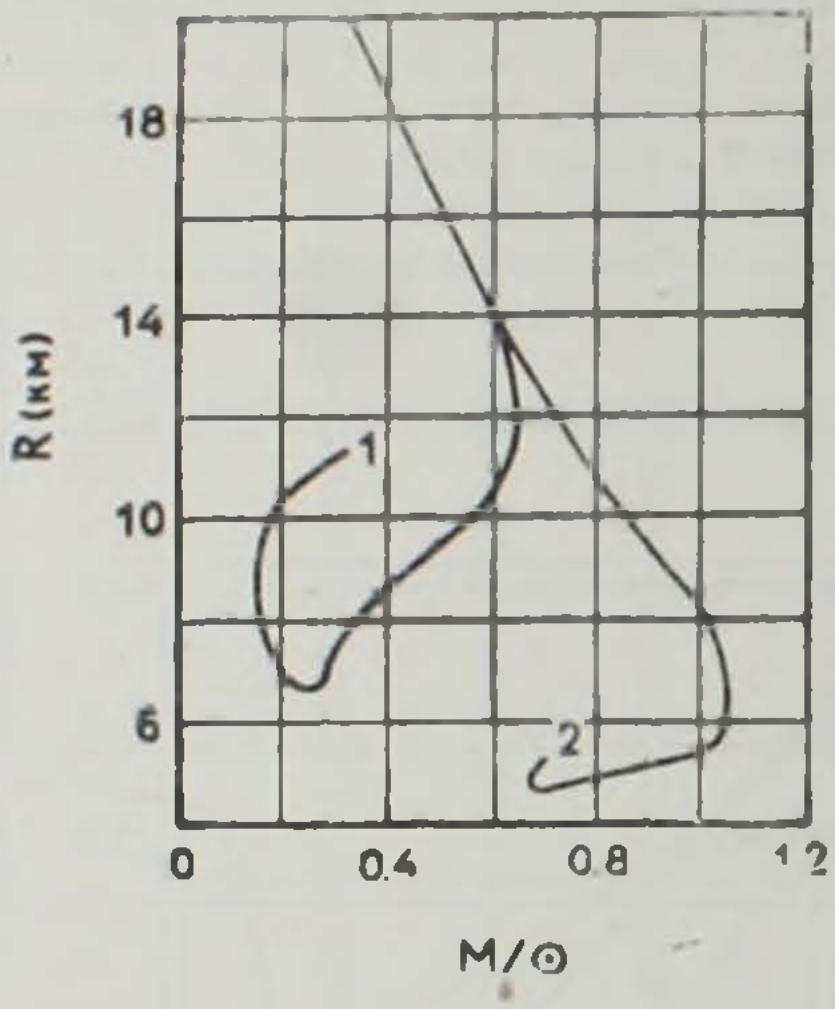


Рис. 3. Соотношение масса—радиус для барионных звезд. Кривая 1 относится к конфигурациям, состоящим из идеального газа барионов, а кривая 2—из реального газа барионов. Радиус измерен в километрах. Под радиусом подразумевается значение координаты r на поверхности звезды.

§ 4. Случай бесконечной плотности в центре

В общем случае численное интегрирование наших уравнений не связано с затруднениями, когда плотность в центре представляет конечную величину. Является, однако, интересным рассмотреть предельный случай, когда $t_n(0)=\infty$. Как видно из рис. 3, радиус и масса стремятся при этом к конечным пределам. Следовательно, должна существовать предельная конфигурация, для которой $\rho(0)=\infty$. При очень больших плотностях барионный газ становится крайне релятивистским. При таких плотностях можно принять, что $P\approx\rho/3$. Однако мы будем писать

$$P=z\rho, \tag{4.1}$$

так как в дальнейшем такое же рассуждение нами будет применено к другому случаю, где $z\neq 1/3$. Итак, в рассматриваемом здесь случае $z=1/3$ соотношение (4.1) выполняется приближенно, начиная от центра до тех расстояний, где барионный газ перестает быть крайне релятивистским.

Внутри этой центральной сферы $t_n(r) \gg 1$ и решение уравнений (2.2′) и (2.3′) можно искать в следующем виде:

$$4\pi\rho(r) = \frac{a}{r^n}, \tag{4.2}$$

Подстановка (4.2) и (4.1) в уравнения (2.2′) и (2.3′) сразу дает

$$n = 2; \quad a = \frac{2z}{4z + (1+z)^2}, \tag{4.3}$$

В результате получаем решение в виде:

$$4\pi\rho = \frac{a}{r^2}; \quad u(r) = ar, \tag{4.4}$$

В частности, при $z = 1/3$, имеем $a = 3/14$

$$4\pi \cdot \rho(r) = \frac{3}{14}\,\frac{1}{r^2}; \quad u(r) = \frac{3}{14}\,r. \tag{4.5}$$

Решение (4.5) нами было принято до расстояния $r = 6{,}9 \cdot 10^{-4}$. На этом расстоянии мы имеем $\rho = 3{,}58 \cdot 10^4$; $P = 1{,}14 \cdot 10^4$ и $u = 1{,}48 \cdot 10^{-4}$. Здесь все величины даются в единицах (2.5). Принимая эти значения r, ρ, P и u за начальные условия, уравнения (2,2′) и (2.3′) проинтегрированы затем численно до границы звезды, т. е. до расстояния, где $\rho = P = 0$. В ходе численного решения выяснилось, что полученное нами асимптотическое решение продолжает оставаться удовлетворительным даже при значениях r, значительно превосходящих $6{,}9 \cdot 10^{-4}$, т. е. то значение r, с которого мы начали численное интегрирование. Так, например, на расстоянии $r = 5{,}5 \cdot 10^{-3}$ значение u, вычисленное согласно асимптотическому решению, лишь на 1% отличается от точного.

Как видно из последней строки табл. 1, предельная масса, соответствующая рассматриваемому здесь решению, равна $0.324\,M_\odot$, а $R = 11{,}1$ км.

Соответствующая конфигурация в теории Оппенгеймера и Волкова имеет массу $0.43\,M_\odot$, а радиус 6.2 км. Очевидно, по ошибке в работе Оппенгеймера и Волкова приводятся значения $M = 0.34\,M_\odot$, R = 3.1 км.

§ 5. Конфигурации неидеального газа барионов

Анализ экспериментов, относящихся к изучению столкновений нуклонов высоких энергий, показал, что на малых расстояниях порядка 0.4 ферми и меньше между частицами, по-видимому, действуют весьма мощные силы отталкивания. Эти силы иногда аппроксимируют в виде δ-функции Дирака, т. е. предполагается, что нуклон имеет твердую сердцевину с радиусом порядка 0.2 ферми. Из сказанного следует, что при плотностях барионов $N \geq 10^{40}$ см$^{-3}$ ($t_n \geq 3.2$), когда среднее расстояние между частицами $l < 0.5$ ферми, барионный газ уже нельзя считать идеальным.

К сожалению, нам плохо известно поведение ядерных сил при больших скоростях частиц. Очевидно, что эти силы зависят существенным образом не только от расстояния, но и от скоростей и спинов частиц. Однако строгого описания взаимодействия нуклонов при больших скоростях мы еще не имеем. Что касается гиперонов, то о характере их взаимодействия ничего не известно. Можно только сказать,

что они также являются сильно взаимодействующими (ядерно-активными) частицами.

При таком положении дел, конечно, трудно построить строгую теорию сверхплотных конфигураций, учитывающую взаимодействие барионов. Однако можно попытаться грубо учесть в уравнении состояния эффект этого взаимодействия с тем, чтобы определить направление и порядок изменений параметров (масса, радиус и другие), характеризующих звезду. Очевидно, что введение на малых расстояниях сил отталкивания между барионами приведет к увеличению внутреннего давления и, следовательно, масс конфигураций.

Нами было предположено, что, независимо от вида барионов, на каждую частицу приходится потенциальная энергия

$$U(N) = 3.2 \cdot 10^{-63} N^2 - 6.4 \cdot 10^{-5}, \qquad (5.1)$$

где N – плотность барионов. Эта формула подобрана таким образом, чтобы при $N > 10^{40}$ см$^{-3}$ она превысила кинетическую энергию (включая энергию покоя), а при плотностях более низкого порядка совпала бы с глубиной потенциальной ямы в обычной ядерной материи. Так, согласно (5.1), при $N = 1.5 \cdot 10^{40}$см$^{-3}$ имеем $U/E \approx 4$; а при $N = 10^{41}$, $U/E \approx 125$. При этом $E = mc^2(1-\beta^2)^{-1/2}$ представляет собою верхнюю границу кинетической энергии при данной плотности. Как мы видим, формула (5.1) качественно соответствует реальной картине. Однако при наших расчетах звездных конфигураций мы пренебрегли постоянным членом в (5.1). Это не имеет существенного значения, и, по-видимому, учет этого члена привел бы лишь к небольшому уменьшению массы. Повторяем, что здесь нашей целью является получение лишь качественной картины.

Учитывая (5.1), мы найдем для уравнения состояния [6]:

$$\rho = \rho_0 + NU(N); \quad P = P_0 + N^2 \frac{du}{dN}, \qquad (5.2)$$

где ρ_0 и P_0 означают плотность энергии и давление для идеального газа барионов. Формулы (5.2) в случае малых плотностей превращаются в (3.1) и (3.2).

Подставляя (5.2) в уравнение (2.2′) и (2.3′), находим

$$\frac{du}{dr} = r^2 \left\{ \sum_k \frac{1}{2} a_k \left(\frac{m_k}{m_n}\right)^4 (\mathrm{sh}t_k - t_k) + \frac{1}{K_n} [NU(N) + N_\pi \cdot m_\pi c^2] \right\}, \qquad (5.3)$$

$$\frac{dt_n}{dr} = -\frac{4}{r(r-2u)} \times$$

$$\times \frac{\sum_k \frac{1}{2} a_k \left(\frac{m_k}{m_n}\right)^4 \left(\mathrm{sh}t_k - 2\mathrm{sh}\frac{t_k}{2}\right) + \frac{3}{4K_n}\left[NU(N) + N^2 \frac{dU}{dN} + N_\pi m_\pi c^2\right]}{\sum_k \frac{1}{2} a_k \left(\frac{m_k}{m_n}\right)^4 \left(\mathrm{ch}t_k - \mathrm{ch}\frac{t_k}{2} + 3\right)\frac{\partial t_k}{\partial t_n} + \frac{3}{K_n}\frac{d}{dN}\left(N^2 \frac{dU}{dN}\right)\frac{dN}{dt_n}} \times$$

$$\times \left\{ \frac{1}{3} r_3 \left| \sum_k \frac{1}{2} a_k \left(\frac{m_k}{m_n}\right)^4 \left(\mathrm{sh}t_k - 8\mathrm{sh}\frac{t_k}{2} + 3t_k\right) + \frac{3}{K_n} N^2 \frac{dU}{dN} \right| + u(r) \right\} \qquad (5.4)$$

Интегрирование этой системы уравнений выполнялось численно, для чего заранее были построены графики, представляющие первые части (5.3) и (5.4) как функции параметра t_n.

Результаты расчетов приведены в табл. 2 и на рис. 1, 2 и 3. Кривые 2*а* и 2*б* на рис. 1 изображают зависимость массы звезды и ее гиперонного ядра от $t_n(0)$. Мы видим, что введение сил отталкивания, действующих на малых расстояниях, приводит к заметному увеличению возможных значений массы звезды по сравнению с массой конфигураций, состоящих из идеального газа.

Таблица 2

Некоторые наиболее важные параметры гиперонных звезд, состоящих из реального газа барионов

$t_n(0)$	Звезда					Гиперонное ядро звезды			
	Плотность в центре		Масса		Координатный радиус	Масса		Координатный радиус	
	барионов $N(0)$, $см^{-3}$	материи $4\pi\rho(0)$, $г/см^3$	в единицах (2.5)	в единицах $\odot$	в единицах (2.5)	в км	в единицах (2.5)	в единицах $\odot$	в единицах (2.5)	в км
2.1	$6.40\cdot10^{38}$	$1.12\cdot10^{15}$	0.0770	0.715	0.892	12.2	—	—	—	—
2.2	$7.80\cdot10^{38}$	$1.44\cdot10^{15}$	0.0818	0.760	0.855	11.7	0.0073	0.067	0.220	3.01
2.4	$1.25\cdot10^{39}$	$2.36\cdot10^{15}$	0.0926	0.860	0.740	10.0	0.038	0.353	0.346	4.74
2.6	$2\cdot10\cdot10^{39}$	$4.31\cdot10^{15}$	0.108	1.007	0.607	8.32	0.079	0.734	0.393	5.38
3.0	$5.45\cdot10^{39}$	$1.67\cdot10^{16}$	0.111	1.028	0.394	5.40	0.104	0.966	0.325	4.45
3.1	$6.95\cdot10^{39}$	$3.56\cdot10^{16}$	0.102	0.947	0.370	5.07	0.098	0.910	0.305	4.18
3.2	$8.75\cdot10^{39}$	$5.75\cdot10^{16}$	0.0912	0.847	0.348	4.77	0.088	0.817	0.281	3.85
3.3	$1.08\cdot10^{40}$	$9.68\cdot10^{16}$	0.0836	0.777	0.341	4.67	0.080	0.743	0.268	3.67
3.4	$1.30\cdot10^{40}$	$1.38\cdot10^{17}$	0.0724	0.673	0.328	4.50	0.070	0.650	0.247	3.38
3.8	$2.60\cdot10^{40}$	$5.46\cdot10^{17}$	0.0717	0.666	0.349	4.79	0.0665	0.618	0.252	3.46
4.0	$3.50\cdot10^{40}$	$1.61\cdot10^{18}$	0.0722	0.670	0.358	4.90	0.0663	0.615	0.257	3.52
5.0	$1.26\cdot10^{41}$	$7.25\cdot10^{19}$	0.0738	0.686	0.360	4.93	0.068	0.631	0.259	3.55
5.32	$1.80\cdot10^{41}$	$2.01\cdot10^{20}$	0.0738	0.686	0.360	4.93	0.068	0.631	0.259	3.55
6.00	$3.52\cdot10^{41}$	$1.55\cdot10^{21}$	0.0738	0.686	0.360	4.93	0.068	0.631	0.259	3.55
7.00	$9.36\cdot10^{41}$	$2.88\cdot10^{23}$	0.0738	0.686	0.360	4.93	0.068	0.631	0.259	3.55
∞	∞	∞	0.0744	0.6905	0.3615	4.95	0.0692	0.643	0.2625	3.60

Спрашивается, насколько существенно связан этот вывод с специальным видом потенциала сил отталкивания? Можно ли для гиперонных звезд получить массы, во много раз превышающие массу Солнца, если подходящим образом выбрать функцию потенциала отталкивания? Для статических конфигураций ответ отрицателен. Произведенные нами расчеты убеждают, что при разумном выборе величины радиуса действия сил отталкивания, независимо от их интенсивности, невозможно получить статические конфигурации с большими массами. Фактически это показано в следующем параграфе на примере модели несжимаемой жидкости. Причиной невозможности получения больших масс (по сравнению с солнечной) является то обстоятельство, что, согласно теории тяготения Эйнштейна, размеры статических конфигураций, в которых плотность выше некоторой границы, не могут превысить некоторый предел, так как гравитационный радиус не может превысить половину обычного радиуса.

Как показывает кривая 2а, значение массы имеет хорошо выраженный максимум при $t_n(0) \approx 3$ ($N \approx 5.5\cdot10^{39}$ $см^{-3}$). При $t_n(0) > 4$ ($N > 3.5\cdot10^{40}$ $см^{-3}$) масса звезды остается почти постоянной, т. е. не зависит от плотности в центре конфигурации. При этом интересно,

что для всех этих значений $t_n(0)$ большая часть вещества звезды сосредоточена в гиперонном ядре. Точно так же для $t_n(0) > 4$ очень мало меняется радиус конфигурации.

Кривые 2*a* и 2*b* на рис. 2 изображают зависимость координатного радиуса звезды и координатного радиуса гиперонного ядра от $t_n(0)$. Как видим, радиус звезды при возрастании центральной плотности сначала убывает, а затем остается приблизительно постоянным. Сравнение кривых 1*a* и 2*a* показывает, что в случае реального газа радиус конфигурации заметно меньше, чем в случае идеального газа. Для радиуса гиперонных ядер тех же конфигураций соотношение является обратным.

На рис. 3 (кривая 2) представлено соотношение между массой и координатным радиусом конфигурации, состоящей из реального газа. Мы видим, что не для всех значений массы радиус является однозначной функцией от нее.

Заметим, однако, что, строго говоря, в нашей теории основным параметром, характеризующим конфигурацию, является число барионов в звезде, а не значение массы. Две конфигурации с одним и тем же числом барионов *n* могут обладать не только различными радиусами, но и различными массами, поскольку дефект массы у них может быть различным. Устойчивой будет та конфигурация, которой соответствует меньшая масса (больший дефект массы). Поэтому отбор устойчивых конфигураций может быть произведен строго лишь на основании диаграммы, связывающей величины *n* и M.

Для сравнения были вычислены также конфигурации из нейтронного реального газа в предположении, что потенциальная энергия в этом случае определяется выражением (5.1). Полученные результаты представлены на рис. 1 зачерненными кружочками. Из рисунка видно, что при данной центральной плотности масса конфигураций, содержащих гипероны, заметно меньше массы гипотетической чисто нейтронной звезды.

Отметим, наконец, что и в случае неидеального газа была отдельно исследована модель, для которой $t_n(0) = \infty$. Исследование было проведено тем же способом, который был применен в предыдущем параграфе к случаю идеального газа. Нетрудно видеть, что в этом случае при $t_n \to \infty$ имеем

$$P = 2\rho, \tag{5.5}$$

иными словами, $z = 2$. Из (5.5) получаем асимптотическое решение

$$\rho(r) = \frac{4}{17}\,\frac{1}{r^2}; \quad u(r) = \frac{4}{17}\,r. \tag{5.6}$$

Это решение мы считали приемлемым до расстояния $r = 2 \cdot 10^{-4}$, где $t_n = 6.3$, $\rho(r) = 4.7 \cdot 10^5$; $P = 9.4 \cdot 10^5$. Далее, принимая эти значения за начальные условия, было проведено интегрирование до той точки, в которой плотность обращается в нуль.

После того, как была проведена значительная часть наших вычислений, нам стала известна работа Камерона [5]. В ней рассчитаны нейтронные конфигурации в предположении, что плотность энергии равна

$$\varepsilon = 7.98 \cdot 10^8 \rho_m^{5/3} + 9.79 \cdot 10^{-6} \rho_m^{8/3} - 1.381 \cdot 10^5 \rho_m, \tag{5.7}$$

где $\rho_m = Nm_n$ — плотность в г/см^3, $\varepsilon + Nm_n$ соответствует нашему ρ. В формуле (5.7) первый член представляет собою кинетическую энер-

гию нейтронов, а два последних члена—плотность потенциальной энергии.

Описываемое формулой (5.7) взаимодействие нейтронов становится заметным на более далеких расстояниях, чем взаимодействие, описываемое нашей формулой (5.1). Поэтому модели, получаемые Камероном, должны отличаться от моделей, вычисленных для идеального ферми газа, насколько больше, чем модели нейтронных звезд, вычисленные на основании формулы взаимодействия (5.1).

И действительно, полученные Камероном значения масс конфигураций при заданных $t_n(0)$ значительно превышают вычисленные, исходя из (5.1), значения массы, которые нанесены на рис. 1 черными кружками.

Впрочем, значения массы, полученные Камероном, нам кажутся слишком большими, и было бы желательно провести более подробные количественные сравнения.

§ 6. Модель несжимаемой жидкости

В настоящем параграфе мы будем рассматривать «идеальный газ», состоящий из барионов, имеющих конечные размеры. Когда частицы не соприкасаются друг с другом, энергия взаимодействия равна нулю. С другой стороны, частицы являются абсолютно твердыми и взаимно непроницаемыми.

Мы допустим также, что частицы всех типов имеют один и тот же собственный радиус, однако будем учитывать лоренцово сжатие.

Для подобного газа должна существовать некоторая максимальная плотность ρ_m, при которой пространство упаковано частицами с максимальной плотностью. Может случиться, что в данной конфигурации эта максимальная плотность достигается на некотором расстоянии R_0 от центра.

Мы будем иметь следующее выражение для плотности

$$\rho(r)=\begin{cases}\dfrac{1}{4\pi}\sum\limits_k \dfrac{1}{2}a_k\left(\dfrac{m_k}{m_n}\right)^4(\mathrm{sh}t_k-t_k)+m_nc^2N_n, & \text{при } r>R_0\\ \rho_m=\mathrm{const}, & \text{при } r<R_0\end{cases} \tag{6.1}$$

Что касается давления P, то при $r\geqslant R_0$, оно определяется формулой (3.2), а при $r<R_0$ оно будет расти до некоторого максимального значения в центре.

Выясним, при каких значениях параметра t_n наступает несжимаемость. Очевидно, что для этого значения t_n мы должны иметь

$$\tau(t_n)\approx 1. \tag{6.2}$$

где τ—суммарный объем частиц, заключенных в единице объема звезды, вычисленный с учетом сокращения Лоренца. При этом, конечно, мы должны в τ включить также промежутки, остающиеся при плотной упаковке частиц. Для объема τ имеем

$$\tau=b\sum_k\frac{1}{2}a_k\int_0^{p_k}\frac{m_kc^2p^2dp}{E_k(p)\pi^2h^3}. \tag{6.3}$$

где b—собственный объем, приходящийся на один барион.

Выполняя интегрирование, получаем

$$\tau(t_n) = b \sum_k \alpha_k \left(2\,\mathrm{sh}\,\frac{t_k}{2} - t_k \right), \tag{6.4}$$

где введено обозначение

$$\frac{a_k}{16\pi^3} \left(\frac{m_k c}{h} \right)^3 = \alpha_k .$$

Таким образом из (6.2) и (6.4) следует, что несжимаемость начинается со значения параметра t_n, удовлетворяющего уравнению

$$b \sum_k \alpha_k |2\mathrm{sh}(t_k/2) - t_k| = 1. \tag{6.5}$$

Для решения уравнения (6.5) необходимо иметь значение параметра b. Мы примем, что значение b равняется учетверенному собственному объему керна. Имея в виду, что это значение должно быть порядка 10^{-40} см^3. Подставляя это значение в уравнение (6.5), найдем для t_n^0

$$t_n^0 = 2.65.$$

Теперь определим массу и радиус центрального ядра, состоящего из несжимаемой материи. Согласно (2.2′) и (2.3′) имеем

$$\frac{du}{dr} = 4\pi r^2 \rho_m$$

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{P + \rho_m}{r(r - 2u)} (4\pi r^3 P + u), \tag{6.6}$$

где ρ_m и есть наша максимальная плотность, равная 0.63, при которой наступает несжимаемость. Приведенное значение ρ_m определено из уравнения:

$$\rho_m = \frac{1}{4\pi} \sum_k \frac{1}{2} \alpha_k (\mathrm{sh} t_k^0 - t_k^0), \tag{6.7}$$

где $t_k^0 = t_k(t_n^0)$ – постоянные числа.

Интегрируя (6.5) в пределах от нуля до r и учитывая, что $u(0) = 0$, получаем

$$u(r) = \frac{4\pi}{3} \rho_m r^3. \tag{6.8}$$

Подставляя (6.8) в (6.6) и интегрируя от центра звезды до границы несжимаемой сферы, получаем для координатного радиуса этой сферы

$$R_0 = \left| \frac{2}{8\pi\rho_m} \left| 1 - \left(\frac{3P_m + \rho_m}{P_m + \rho_m} \cdot \frac{P_c + \rho_m}{3P_c + \rho_m} \right)^2 \right| \right|^{1/2}, \tag{6.9}$$

где P_c и P_m соответственно давление в центре звезды и на поверхности несжимаемой сферы. В уравнение (3.2′), подставляя $t_n^0 = 2{,}65$, находим $\rho_m = 0.625$; $P_m = 0.0342$.

Из (6.9) и (6.8) получаем массу всей несжимаемой сферы:

$$u(R_0)=\frac{0.613}{\sqrt{4\pi\rho_m}}\left|1-\left(\frac{3P_m+\rho_m}{P_m+\rho_m}\cdot\frac{P_c+\rho_m}{3P_c+\rho_m}\right)^2\right|^{3/2}. \qquad (6.10)$$

Подставляя $\rho_m=0.63$ и $P_m=0.034$ в (6.9) и в (6.10), получаем

$$R_0=0.436\left|1-1.22\left(\frac{P_c+\rho_m}{3P_c}\right)^2\right|^{1/2};$$

$$u(R_0)=0.22\left|1-1.22\left(\frac{P_c+\rho_m}{3P_c+\rho_m}\right)^2\right|^{3/2}. \qquad (6.11)$$

Рассматривая в частности, конфигурации, для которых $P_c>\rho_m$, получаем для массы и радиуса несжимаемой сферы при $t_0^0=2.65$

$$u(R_0)=0.175; \quad R=0.406. \qquad (6.12)$$

Далее, считая, что уравнение состояния определяется формулами (3.1) и (3.2), и, исходя из начальных условий (6.12), мы можем проинтегрировать уравнение (2.2) и (2.3) до границы звезды, т. е. до такого расстояния R, где

$$\rho(R)=P(R)=0,$$

в результате мы получили

$$R=6 \text{ км}; \quad M=1.7\odot. \qquad (6.13)$$

Выбирая для объема b большее значение, мы могли бы получить большую массу конфигурации.

Заключение

Проведенные расчеты показывают, что массы равновесных конфигураций вырожденного, невращающегося барионного газа в том случае, когда мы считаем газ идеальным, оказываются порядка половины массы Солнца, а радиусы достигают нескольких километров.

Массы вырожденных конфигураций, рассчитанных для реального ферми газа барионов в предположении, что на малых расстояниях между барионами действуют силы отталкивания, заметно больше масс конфигураций из идеального газа. Однако и в этом случае получаются небольшие массы порядка массы Солнца. Даже если изменить принятый закон отталкивания, мы все же не можем получить конфигураций с массами, сильно превосходящими по порядку массу Солнца.

При достаточно больших центральных плотностях размеры и массы наружных областей барионов звезды, т. е. нейтронного слоя протонно-электронного слоя, составляют небольшую часть общей массы и размеров звезды. Основная часть массы в этих случаях входит в гиперонное ядро. Поэтому эти конфигурации удобно называть гиперонными.

Конфигурации с несколько меньшими центральными плотностями ($\rho<10^{15}$ г/см^3) не имеют гиперонных ядер и состоят целиком из нейтронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gamov G. Atomic Nuclei and Nuclear Transformationes Oxford, 1936.
2. Landau L. Nature, 141, 333, 1938.
3. Ландау Л. и Лифшиц Е. Статистическая физика. М.: Гостехиздат, 1951.
4. Oppenheimer J. R. and Volkoff G. M. Phys. Rev., 55, 374, 1939.
5. Cameron A. C. W. Astrophys. J., 130, 884, 1959.
6. Амбарцумян В. А. и Саакян Г. С. Астрон. ж. 37, 193, 1960.
7. Ландау Л. и Лифшиц Е. Теория поля. М.: Физматгиз, 1960.

ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ГИПЕРОННЫХ КОНФИГУРАЦИЙ ЗВЕЗДНЫХ МАСС

§ 1. Структура конфигураций, состоящих из идеального газа барионов

В нашей предыдущей работе [1], допуская различные уравнения состояния, мы получили значения некоторых важных параметров, характеризующих сверхплотные конфигурации, состоящие из вырожденного барионного газа. При численных расчетах по ходу дела нами были также получены все необходимые параметры, характеризующие внутреннее строение конфигураций. Ниже рассмотрено несколько подробнее строение конфигураций, вычисленных в предположении идеального ферми газа .

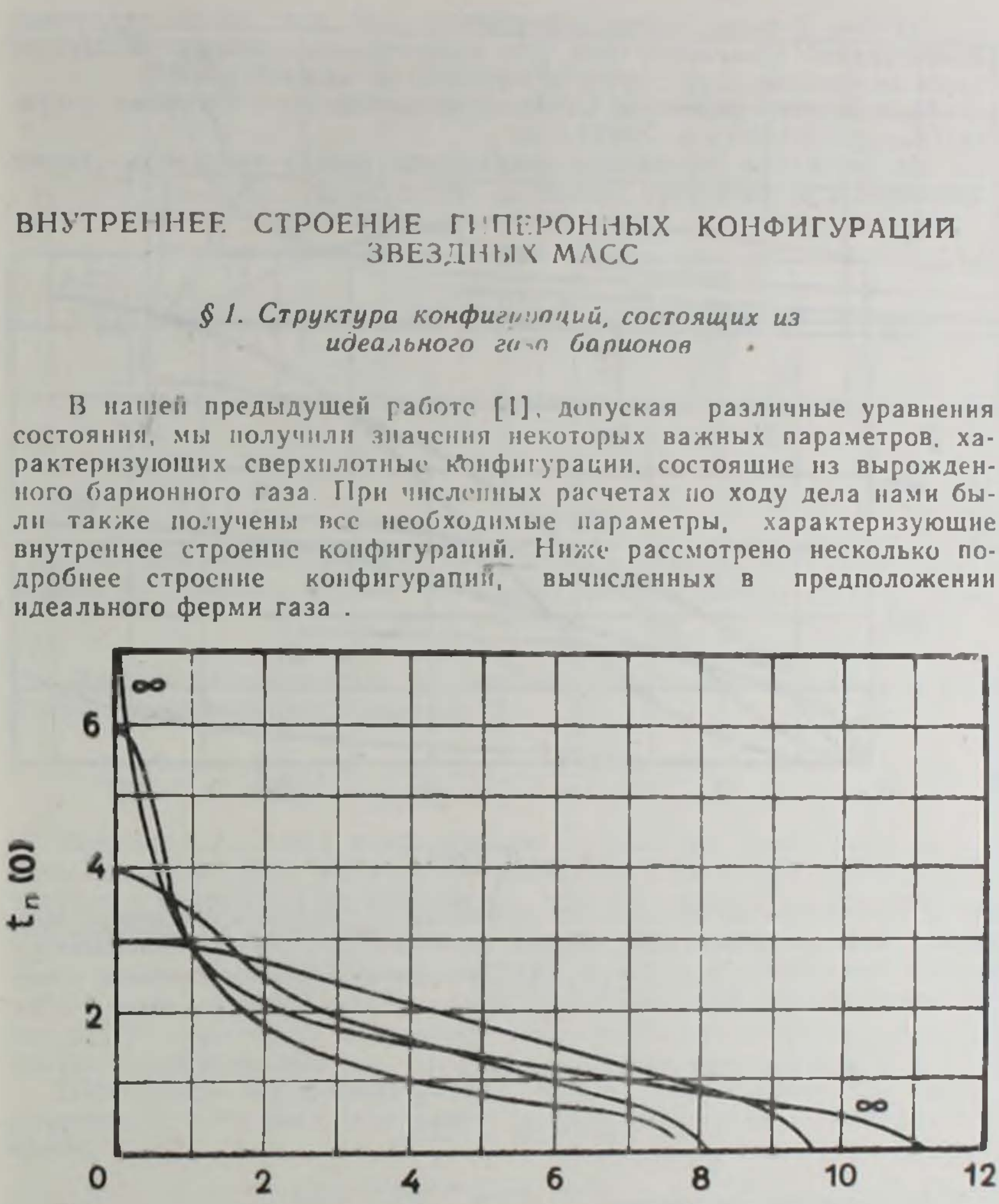


Рис. 1. Зависимость параметра $t_n(r)$ от координаты r. Расстояния даются в километрах. Определение t_n дано (1.2) нашей работы [1].

На рис. 1 даны кривые, характеризующие изменение параметра $t_n(r)$ внутри звезды для четырех конфигураций, соответствующих различным значениям $t_n(0)$. Как это вытекает из предыдущего материала [1], плотность определяется в зависимости от $t_n(r)$, поэтому эти кривые определяют собой распределение плотности материи внутри звезды.

Астрон. ж., 38, 1016, 1961. (Соавтор Г. С. Саакян).

На рис. 2 даны кривые зависимости u(r) для шести различных конфигураций идеального газа. Эти конфигурации отличаются друг от друга значениями $t_n(0)$, которые нанесены на каждой кривой.

Кривая, относящаяся к $t_n(0)=1$, не кончается в пределах рисунка. Она простирается до $r=21.1$ км.

На основании полученных результатов можно вычислить также компоненты метрического тензора $g_{rr}(r)$ и $g_{00}(r)$.

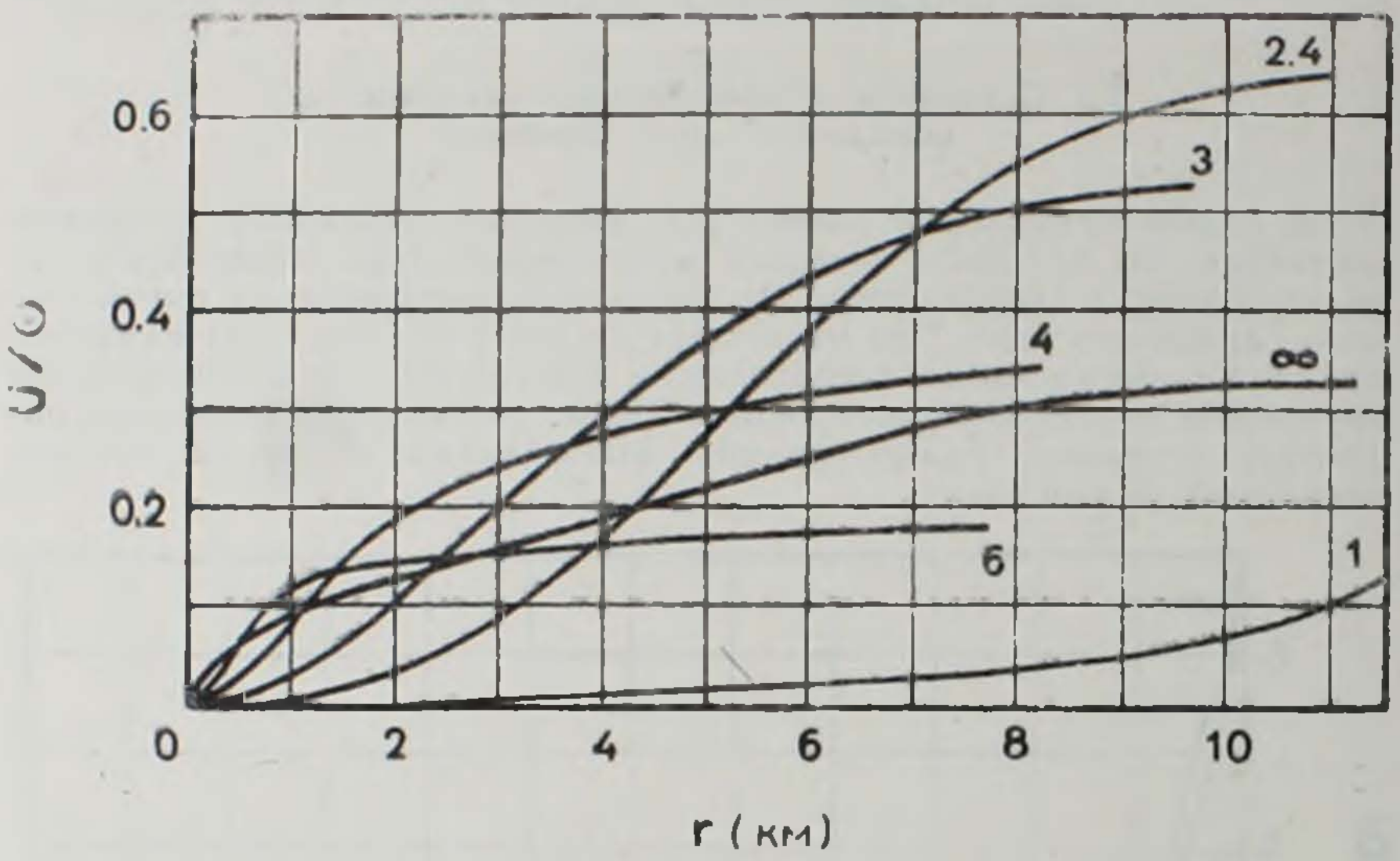


Рис. 2. Зависимость функции U(r) от координаты r. Расстояния измерены в километрах. Числа на кривых дают значения параметра $t_n(0)$. Кривая, относящаяся к $t_n(0)=1$, простирается до $r=21.1$ км. U(r) дает приближенное представление о массе, сосредоточенной в сфере с радиусом r. Значения U даны в единицах массы Солнца.

Для $g_{rr}(r)$ внутри звезды имеем [2]:

$$\frac{1}{g_{rr}(r)}=e^{-\lambda(r)}=1-\frac{2u(r)}{r}, \tag{1.1}$$

а в пространстве вне звезды:

$$\frac{1}{g_{rr}(r)}=1-\frac{2M}{r};\quad r>R, \tag{1.2}$$

где M—масса, а R—радиус звезды. Последняя формула представляет собой известное внешнее решение Шварцшильда.

На рис. 3 дана зависимость компоненты g_{rr} метрического тензора от величины радиуса вектора для пяти различных конфигураций. Числа на кривых указывают значение параметра $t_n(0)$. Мы видим, что метрика довольно сильно отклоняется от евклидовой. Поэтому теории сверхплотных конфигураций, основанные на теории тяготения Ньютона, содержали бы большие ошибки.

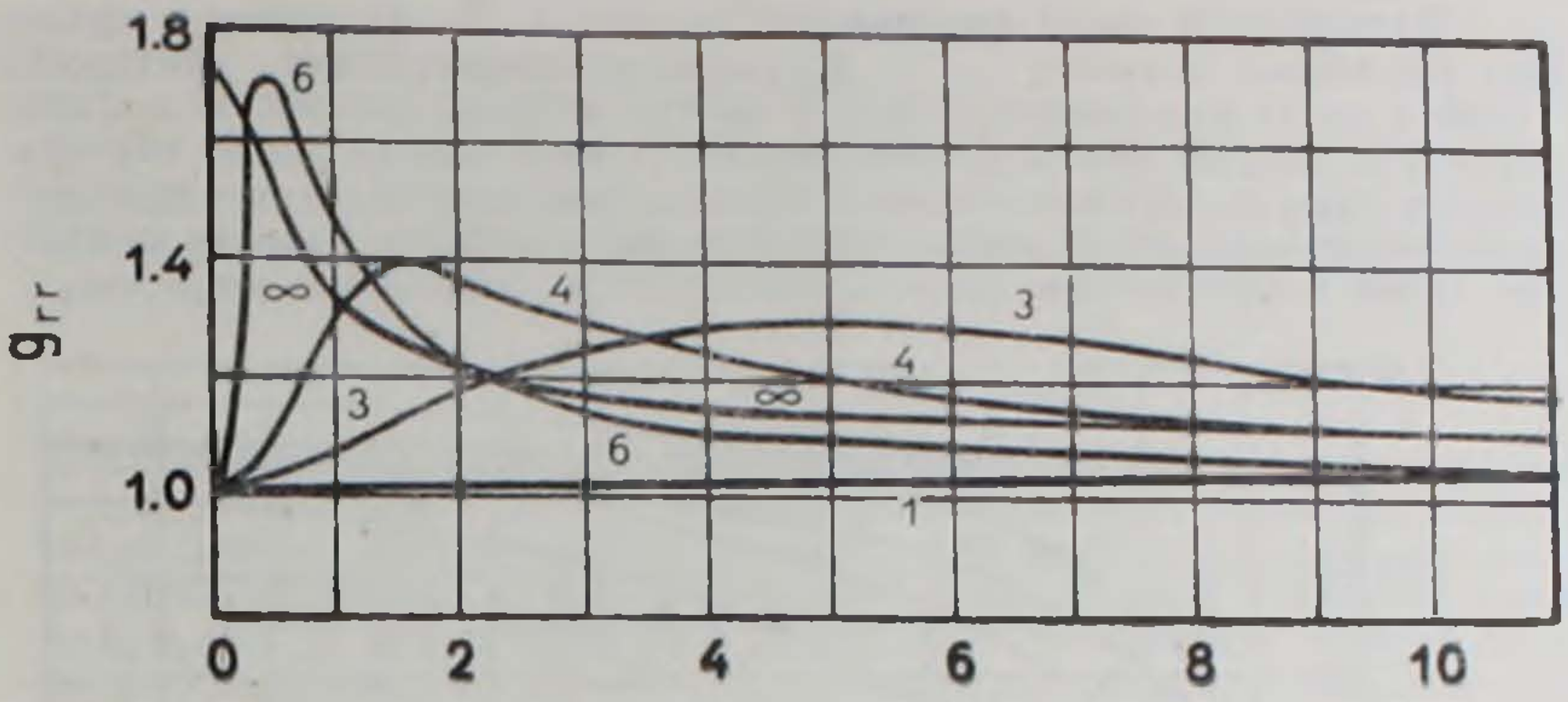


Рис. 3. Зависимость компоненты метрического тензора g_{rr} от r. При $r \to \infty$ функция g_{rr} стремится к своему евклидовому значению, равному единице. r измеряется в километрах.

Временная компонента g_{00} метрического тензора вне объема конфигурации определяется формулой:

$$-g_{00}(r) = \frac{1}{g_{rr}(r)} = 1 - \frac{2M}{r}; \quad r > R. \tag{1.3}$$

Внутри же объема конфигурации значение g_{00} может быть вычислено исходя из того, что материя находится в состоянии термодинамического и механического равновесия. Условия равновесия для нейтронной компоненты имеют вид [3]:

$$\sqrt{-g_{00}(r)}\,\mu_n(r) = \sqrt{-g_{00}(R)}\,\mu_n(R) = \text{const}, \tag{1.4}$$

где $\mu_n(r)$ — химический потенциал нейтронного газа на расстоянии r от центра конфигурации.

Поскольку мы рассматриваем сильно вырожденное состояние, химический потенциал газа равен граничной энергии Ферми для его частиц:

$$\mu_n(r) = c\left[m_n^2 c^2 + p_n^2(r)\right]^{1/2}. \tag{1.5}$$

Формула (1.4) справедлива, строго говоря, лишь для той области, где имеются нейтроны. Однако практически в наших конфигурациях нейтроны появляются уже на небольшой глубине от поверхности звезды. Внешний слой, состоящий только из протонов и электронов, очень тонок. Пренебрегая им, мы можем написать $p_n(R) = 0$ и $\mu_n(R) = m_n c^2$. Учитывая это, а также (1.3) и (1.4), мы находим из (1.4) для g_{00}:

$$-g_{00}(r) = \left(1 - \frac{2M}{R}\right) / \operatorname{ch}^2 \frac{t_n(r)}{4}. \tag{1.6}$$

Кривые t(r) приведены на рис. 1. При $r \geqslant R$ имеем $t_n(r) = 0$ и формула (1.6) переходит в (1.3).

Зависимости $g_{00}(r)$ изображены на рис. 4. Числа рядом с кривыми указывают значение $t_n(0)$ для данной конфигурации. Интересна кривая $g_{00}(r)$ для конфигурации, в центре которой плотность, а следовательно, и $t_n(0)$ равны бесконечности. В этом случае $g_{00}(0)$ обращается в нуль, и четырехмерный интервал превращается в чисто пространственный. С точки зрения внешнего наблюдателя, явления в центре такой конфигурации должны происходить бесконечно медленно.

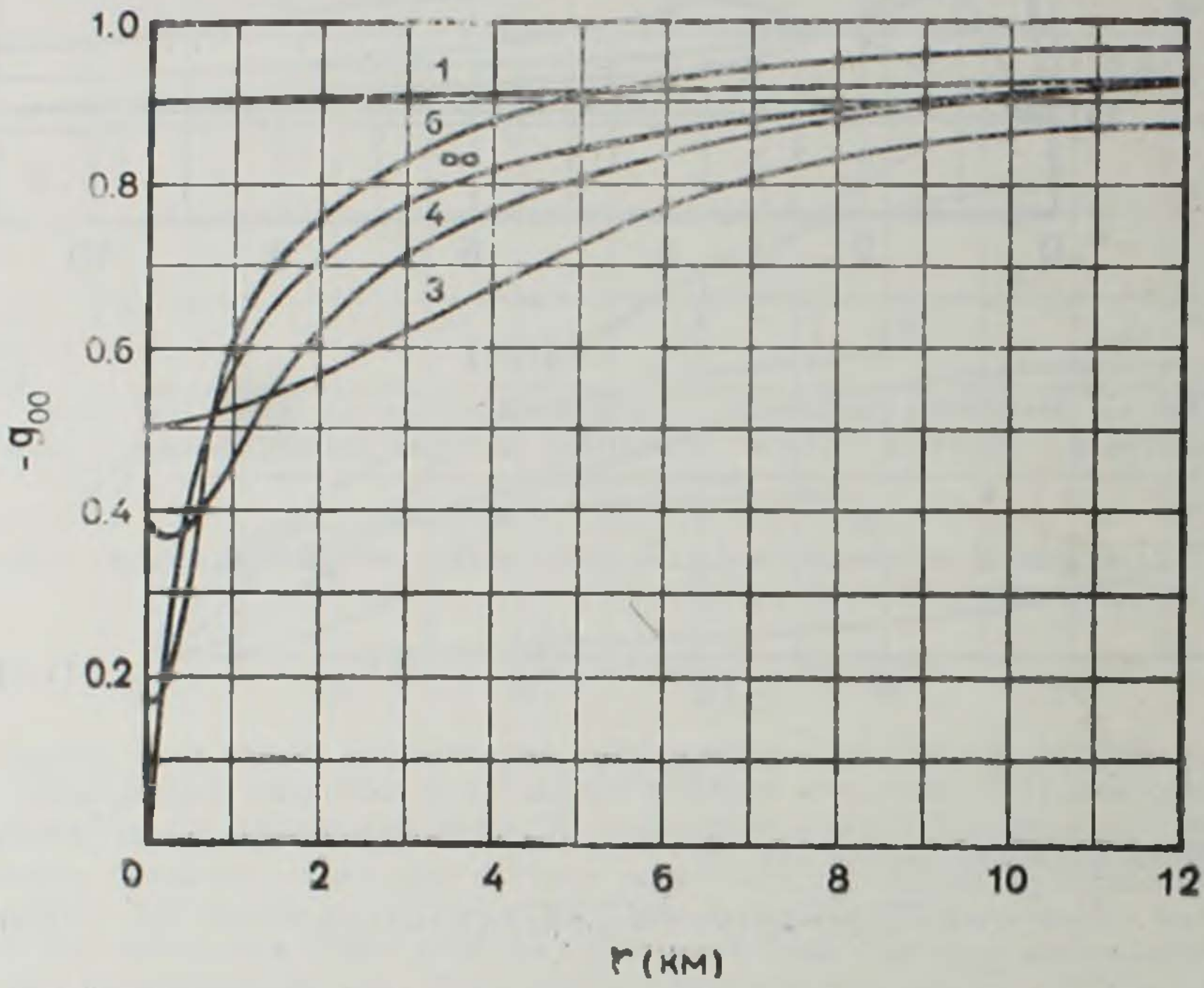


Рис. 4. Зависимость временной компоненты метрического тензора— $g_{00}(r)$ от расстояния r. Евклидовому пространству соответствует— $g_{00}=1$.

Заметим, что метрические свойства трехмерного пространства определяются тензором $\gamma_{\alpha\beta}=g_{\alpha\beta}-g_{0\alpha}\cdot g_{0\beta}/g_{00}$, где $\alpha;\ \beta=1, 2, 3$. Однако в нашем случае (статическое поле) этот тензор имеет лишь диагональные элементы $g_{0\alpha}=0$ и $\gamma_{\alpha\alpha}=g_{\alpha\alpha}$.

Мы не будем приводить соответствующие данные, характеризующие внутреннее строение конфигураций, состоящих из реального газа. По очевидным причинам неевклидовый характер пространства в этом случае более сильно выражен в объеме конфигураций и прилегающих к ним областях.

В нашей предыдущей работе [1] под радиусом подразумевалось значение координаты r на поверхности звезды. Собственный радиус звезды R_0 определяется формулой

$$R_0 = \int_0^R \sqrt{g_{rr}}\, dr; \qquad (1.7)$$

его величина для рассматриваемых нами конфигураций заметно отличается от координатного радиуса R. Численные значения R_0 приведены в табл. 1.

§ 2. Число барионов в звезде

Изложенный в предыдущих параграфах материал дает нам основание утверждать, что все параметры, характеризующие устойчивые сверхплотные конфигурации, являются однозначной функцией центральной плотности материи, представителем которой является параметр $t_n(0)$. С другой стороны, мы видим, что обратное утверждение не всегда правильно. А именно: в некоторой области значений того или иного наблюдаемого параметра (например, массы или радиуса) одному и тому же значению этого параметра может соответствовать два и даже три существенно разных значения плотности материи в центре (см. рис. 1 и 2 нашей предыдущей работы [1]).

Таблица 1

Зависимость числа барионов, радиуса и коэффициентов упаковки α_1 и α_2 от параметра $t_n(0)$

Идеальный газ							Реальный газ				
$t_n(0)$	число барионов $n \cdot 10^{56}$	радиус в км: звезды	радиус в км: гипер. ядра	$10^2\alpha_1$	$10^2\alpha_2$	$t_n(0)$	число барионов 10^{56}	радиус в км: звезды	радиус в км: гип. ер. ядра	$10^2\alpha_1$	$10^2\alpha_2$
0.556	1.70	—	—	4.9	0.558	2.1	9.33	13.0	—	9.3	7.32
1.0	4.03	—	—	10.0	1.80	2.2	9.75	12.7	2.91	7.4	10.0
1.3	5.34	18.7	—	8.7	2.68	2.4	11.0	11.2	4.9	7.1	14.5
1.5	6.07	16.3	—	9.0	3.92	2.6	13.1	9.53	5.81	7.7	28.5
1.8	7.23	15.2	—	8.5	5.52	3.0	12.7	6.90	5.66	3.9	39.9
2.4	8.00	11.8	3.37	5.8	8.76	3.1	11.5	6.97	5.68	2.3	45.0
2.75	7.30	11.1	3.74	6.0	9.87	3.2	9.8	6.81	5.33	−2.7	47.2
3.0	6.56	10.4	3.49	6.0	10.4	3.3	8.22	6.69	5.24	−12	48.8
3.3	5.52	9.98	3.28	3.2	10.9	3.4	6.55	6.56	5.00	−22	54.6
4.0	4.01	9.12	2.79	2.4	12.9	3.8	6.72	6.98	5.09	−18	55.6
5.0	2.48	7.48	2.13	−9.1	15.9	4.0	6.83	7.15	5.29	−16	55.2
6.0	1.96	8.21	1.83	−7.3	19.8	5.0	7.00	7.11	5.32	−16	54.5
7.0	2.46	11.1	1.67	−6.3	15.4	7.0	7.00	7.21	5.32	−16	54.5
	3.70	11.1	2.31	−3.8	10.9	∞	7.03	7.19	5.30	−16	54.8

Большой интерес представляет исследование зависимости параметров звезды от числа барионов в ней и зависимости этого числа от значения плотности в центре. Число барионов в звезде, которое мы обозначим через n, определяется формулой

$$n = 4\pi \int_0^R \sqrt{g_{rr}} N(r) r^2 dr, \qquad (2.1)$$

где $N(r)=\Sigma N_k(r)$—полная плотность барионов на расстоянии r от центра звезды.

Интеграл (2.1) был вычислен для различных конфигураций идеального и реального газов. С этой целью нам пришлось сначала построить кривые зависимости N(r) от r. Результаты расчетов приведены во втором и восьмом столбцах табл. 1.

Следует остановиться на конфигурациях с бесконечно большой плотностью в центре. В этом случае можно получить асимптотическое выражение для числа барионов в центральной сфере с достаточно малым радиусом r.

Чтобы получить асимптотическую формулу для $n(r)$, заметим, что при $t_n \gg 1$ имеет место $sht_k \approx 8ch^4(t_n/4)$.
Далее, из условий равновесий (см. (1.4) и (1.5) работы [1]) следует, что

$$m_k ch(t_k/4) \approx m_n ch(t_n/4) \qquad (2.2)$$

(в случае нейтральных частиц будет иметь место точное равенство). Учитывая соотношение (2.2) для плотности барионов, находим

$$N = \frac{32}{3}\frac{K_n}{m_n c^2}\sum_k \frac{1}{2}a_k\left(\frac{m_k}{m_n}sh\frac{t_k}{4}\right)^3 \approx \frac{32K_n s}{3m_n c^2}ch^3\frac{t_n}{4}, \qquad (2.3)$$

где $s=\sum_k a_k/2=11$.

В случае идеального газа для плотности материи имеем

$$\rho = K_n\sum_k \frac{1}{2}a_k\left(\frac{m_k}{m_n}\right)^4(sht_k - t_k) + m_n c^2 N \approx 8sK_n ch^4(t_n/4). \qquad (2.4)$$

Сравнивая (2.3) и (2.4), находим

$$N(r) \approx \frac{32}{3\cdot 8^{3/4}}\frac{(sK_n)^{1/4}}{m_n c^2}\rho^{3/4}(r). \qquad (2.5)$$

Отсюда, учитывая асимптотическое решение (4.4), найденное в работе [1], получаем

$$N(r) \approx \sigma r^{-3/2}, \qquad (2.6)$$

где

$$\sigma = 3.86\frac{K_n^{1/4}}{m_n c^2}\left(\frac{c^4}{4\pi k}\right)^{3/4}.$$

Для областей пространства, где применимо асимптотическое решение, g_{rr} имеет постоянное значение $g_{rr}\approx 7/4$.

Подставив (2.6) в (2.1), получим

$$n(r) = 4\pi\int_0^r \sqrt{g_{rr}}N(r)r^2dr \approx 7.83\cdot 10^{46}r^{3/2}. \qquad (2.7)$$

В [1] было показано, что асимптотическое решение является хорошим до расстояний, несколько превышающих $r\approx 10^3$ см. Для этого значения r из (2.7) получаем $n=2.28\cdot 10^{53}$ барионов. Далее, число барионов в остальной части звезды было получено численным интегрированием. В результате—для конфигурации с $t_n(0)=\infty$ число барионов оказалось равным $3.7\cdot 10^{56}$.

Теперь перейдем к выводу асимптотического выражения для $n(r)$ в случае неидеального газа. В этом случае при $t_n \to \infty$

$$\rho = K_n \sum_k \frac{1}{2} a_k \left(\frac{m_k}{m_n}\right)^4 (\mathrm{sh}t_k - t_k) + m_n c^2 N_n + NU(N) \approx NU(N).$$

Для рассмотренной нами модели реального газа (см. (5.1) в [1]) получаем

$$\rho = 3.2 \cdot 10^{-63} N^3. \tag{2.8}$$

Учитывая асимптотическое решение (5.6) в работе [1], находим

$$N(r) \approx 1.94 \cdot 10^{27} \left(\frac{c^4}{4\pi k}\right)^{1/3} r^{-2/3}. \tag{2.9}$$

В области применимости асимптотического решения $g_{rr} = 17/9$. Из (2.1), учитывая (2.9), получаем

$$n(r) \approx 1.42 \cdot 10^{44} \cdot r^{7/3}. \tag{2.10}$$

Мы видели, что асимптотическое решение является хорошим до расстояний $r \approx 300$ см. Из (2.10) для числа барионов в сфере с указанным радиусом $n(r) = 6.94 \cdot 10^{49}$. Начиная с расстояния $r = 274$ см, число барионов для конфигурации с $t_n(0) = \infty$ вычислялось путем численного интегрирования. В результате получили $n = 7 \cdot 10^{56}$ частиц.

На рис. 5 изображены кривые зависимости массы вычисленных конфигураций от полного числа барионов в них. Сплошная кривая относится к случаю, когда в основу кладется уравнение «реального» ферми газа. Пунктирная кривая представляет случай идеального ферми газа. На некоторых точках кривых для ясности указаны значения параметра $t_n(0)$ в центре соответствующей конфигурации. При $t_n(0) < 1.8$ обе кривые совпадают. В этой части начерчена лишь одна сплошная кривая, но она представляет здесь оба случая: реального и идеального газов. Из графика видно, что $M(n)$ для реального газа является однозначной при $n < 6.5 \cdot 10^{56}$, двузначной при $7.1 \cdot 10^{56} < n < 13.5 \cdot 10^{56}$ и трехзначной в промежуточной области $6.5 \cdot 10^{56} < n < 7.1 \cdot 10^{56}$. В случае моделей из идеального газа функция $M(n)$ является однозначной при $n < 2 \cdot 10^{56}$, двузначной при $3.10^{56} < n < 8.1 \cdot 10^{56}$ и трехзначной в промежуточной области $2 \cdot 10^{56} < n < 3 \cdot 10^{56}$.

Модели из идеального газа, соответствующие точкам на нижней ветви графика, являются чисто нейтронными. Точки верхней ветви соответствуют гиперонным конфигурациям. В случае реального газа гиперонные конфигурации имеются на обеих ветвях, но состояния, соответствующие точкам верхней ветви, содержат более высокий процент гиперонов.

Тот факт, что начиная с некоторого значения n (равного при реальном газе $6.5 \cdot 10^{56}$), каждому n соответствуют две или три равновесные конфигурации, является очень существенным. Очевидно, что из двух (или трех) равновесных конфигураций, соответствующих данному n, устойчивой будет конфигурация с наименьшей массой. Рассмотрение графика показывает, что конфигурация с большей массой обладает большей плотностью в центре.

Казалось бы, что большая плотность в центре должна была бы означать больший гравитационный дефект массы, вследствие чего полная масса конфигурации должна быть в этом случае меньше. Однако на самом деле масса конфигурации получается большой вследствие

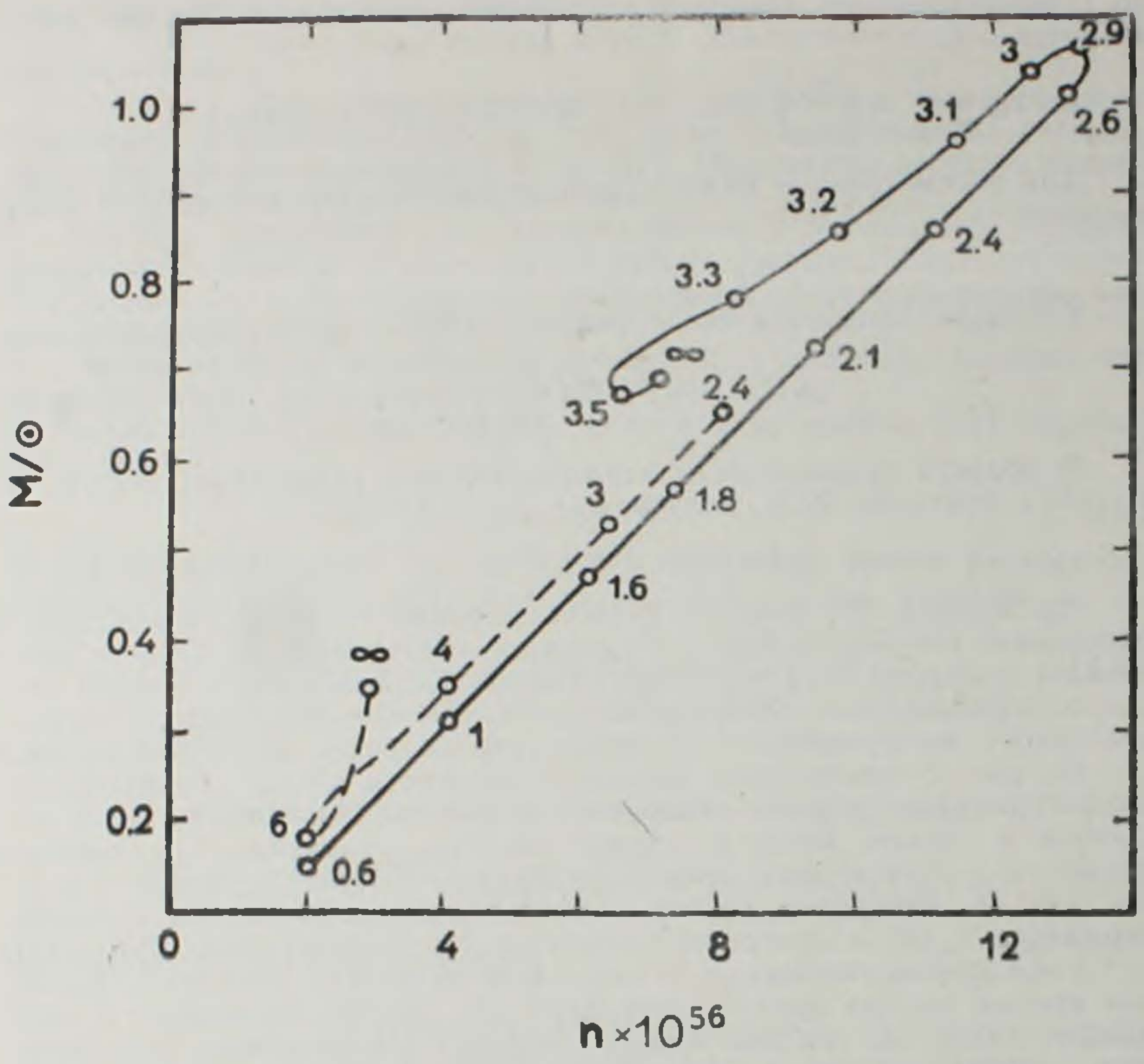


Рис. 5. Зависимость массы конфигураций от полного числа барионов в них. Числа при кружках показывают значения параметра l_n в центре конфигураций для этих точек. Сплошная кривая относится к моделям из реального газа, а пунктирная—к моделям из идеального газа. Отрезок $0.6 < l_n(0) \leqslant 1.8$ является общим для обеих кривых.

того, что велик процент гиперонов, имеющих большие собственные массы.

Очевидно, что под влиянием определенных возмущений звезда, находящаяся на верхней ветви кривой, должна перейти в состояние, принадлежащее нижней ветви. Такой переход должен сопровождаться выделением из звезды колоссального количества энергии, порядка 10% собственной энергии звезды (Mc^2).

Возникают следующие два вопроса: 1) Как велико и какого рода должно быть возмущение состояния для того, чтобы звезда совершила переход, из верхнего состояния равновесия в нижнее. Является ли достаточным бесконечно малое возмущение. 2) Как быстро произойдет этот переход при наличии достаточного возмущения.

Оба эти вопроса заслуживают специального изучения. Если бесконечно малое по величине возмущение недостаточно и для вызова пере-

хода требуется какое-то конечное изменение в конечном объеме, то это будет означать, что верхние состояния являются метастабильными и могут существовать более или менее продолжительное время. С другой стороны, представляется вероятным, что раз начавшийся процесс перехода вряд ли будет сдерживаться какими-либо силами. Поэтому, вероятнее всего, переход будет носить характер взрыва. Таким образом, нам представляется неисключенной возможность того, что рассматриваемый переход окажется взрывоподобным переходом из некоторого метастабильного состояния в совершенно устойчивое состояние с выделением огромного количества энергии.

§ 3. Гравитационный дефект массы

Имея число барионов в звезде, мы можем вычислить гравитационный дефект массы, т. е. величину

$$\Delta M = n \cdot m_u - M, \tag{3.1}$$

где m_u —масса атома водорода, M —масса звезды, а n—число барионов. Введем обозначение

$$\frac{\Delta M}{n \cdot m_u} = \alpha_1 \tag{3.2}$$

и назовем его коэффициентом упаковки. Результаты вычислений для конфигураций идеального и реального газов приведены в пятом и одиннадцатом столбцах табл. 1.

В отличие от значений масс M вычисленные значения α_1 меняются недостаточно плавно. Причина этого состоит в ошибках, которые неизбежно возникают при расчетах (3.1). По известным причинам (мы совершаем ошибки как при вычислении M, так и n) относительная ошибка в этом случае должна быть значительно больше.

Просмотр значений α_1, приведенных в табл. 1, показывает, что абсолютно устойчивыми являются в случае идеального газа конфигурации с $t_n(0) \leqslant 2.4$, а в случае реального газа с $t_n(0) \leqslant 2.9$. Остальные же конфигурации являются метастабильными, либо нестабильными. В нестабильных ветвях имеется интересная особенность, а именно в случае идеального газа при $t_n(0) \geqslant 4.2$, а в случае реального газа при $t_n(0) \geqslant 3.15$ энергия связи ΔM имеет отрицательное значение. Это связано с тем, что собственная масса гиперонов превосходит массу нуклонов, а между тем при рассеянии газа он будет целиком состоять из нуклонов (точнее, протонов и электронов). Не исключено, что конфигурации с отрицательным значением ΔM могут существовать в природе, но они будут менее устойчивыми по сравнению с другими. Под воздействием внешних возмущений такие конфигурации в конце концов перейдут в устойчивое состояние, соответствующее верхней ветви кривой $\alpha_1(n)$ (чему соответствует нижняя ветвь кривой рис. 5). При этом должна выделиться колоссальная энергия в виде взрыва.

В заключение этого параграфа рассмотрим другой гравитационный дефект массы $\Delta M_g = M_0 - M$, где

$$M_0 = \frac{4\pi}{c^2} \int_0^R \sqrt{g_{rr}} \cdot r^2 \rho(r) dr. \tag{3.3}$$

ΔM_2 мы будем называть макроскопическим дефектом массы. Введем также понятие макроскопического коэффициента упаковки

$$\frac{\Delta M_2}{M} = a_2. \tag{3.4}$$

Таким образом, a_2 есть дефект массы, отнесенный к единице массы вырожденного ферми газа барионов.

Значения a_2 были вычислены студентом Ереванского университета Д. Седракяном. Результаты приведены в шестом и двенадцатом столбцах табл. 1. Как мы видим, дефект массы ΔM_2 для рассматриваемых конфигураций очень велик. Для наиболее плотных конфигураций этот дефект массы по величине такого же порядка, что и величина массы самой звезды.

§ 4. О чрезвычайно больших плотностях материи

Выше мы рассмотрели формально случай даже бесконечно большой плотности. Однако вопрос о состоянии материи в тех случаях, когда средние расстояния между частицами становятся значительно меньше радиуса π-мезонного облака вокруг барионов (1.4 ферми), остается открытым.

Если у всех барионов или у некоторых из них керны тождественны, как правильно было отмечено Зельдовичем [4], при очень тесном сближении частиц, вследствие принципа Паули, должны возникать дополнительные силы отталкивательной природы. Если это справедливо, то теорию сверхплотного вырожденного состояния, изложенную в нашей первой работе [5], уже нельзя применять, когда $N \geq 10^{41}$ см$^{-3}$ ($t_n > 4.8$).

Для описания состояния вещества при подобных плотностях требуется, как нам кажется, введение новых физических представлений. Не претендуя даже на грубое решение этого вопроса, мы хотели бы указать здесь на существующие возможности.

При увеличении плотности материи π-мезонные облака соседних частиц взаимно деформируют друг друга. При достаточно высокой плотности уже нельзя говорить об отдельных π-мезонных облаках, окружающих индивидуальные керны. Получается коллектив кернов в сплошном π-мезонном поле. Если керны всех типов барионов тождественны между собой, то по существу следует говорить о вырожденном газе кернов, т. е. о вырожденном газе, состоящем из тяжелых частиц одного типа и некоторого количества π-мезонов.

Может случиться, что существуют два или несколько разных видов кернов. Пусть, например, имеются нейтральные и положительно заряженные керны, которые мы обозначим Y^0 и Y^+. Далее допустим, что спин каждого из них равняется половине.

В этом случае стабильными компонентами материи, кроме этих двух кернов, могут быть электроны μ^-- и π^--мезоны. Аналогично тому, как это было сделано в предыдущей работе, мы можем получить состояние такого газа из соответствующего вариационного принципа, предполагая заданным общее число кернов и поставив условие нейтральности. В результате получим условия равновесия:

$$E_{Y^+} + m_\pi c^2 = E_{Y^0}, \tag{4.1}$$

$$E_e = E_\mu = m_\pi \cdot c^2. \tag{4.2}$$

где E с индексами—граничная энергия соответствующих частиц. Из (4.1) получаем

$$m_* ch(t_*/4) = m_0 \cdot ch(t_0/4) - m_\varepsilon, \tag{4.3}$$

а из (4.2) следует

$$N_k = \begin{cases} 1.20 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3} & \text{при } k = e, \\ 3.38 \cdot 10^{36} \text{ см}^{-3} & \text{при } k = \mu. \end{cases} \tag{4.4}$$

Концентрация π^--мезонов определяется из условий нейтральности

$$N_\pi = N - N_e - N_\mu. \tag{4.5}$$

Поскольку концентрация электронов и μ^--мезонов должны быть малы по сравнению с концентрацией остальных частиц, то можно утверждать, что

$$N_\pi \approx N' \approx N^0.$$

Возвращаясь к предположению, что существует только один вид керна, отметим, что здесь возможны два варианта. Если этот керн является нейтральным, никаких других элементарных частиц материя не будет содержать.

Если же у всех барионов керн имеет положительный заряд, то кроме кернов будут присутствовать электроны, π^-- и μ^--мезоны. В состоянии термодинамического равновесия имеем

$$E_e = E_\mu = m_\pi c^2. \tag{4.6}$$

Наконец, условие нейтральности дает для концентрации барионов

$$N_Y = N_\pi + N_e + N_\mu \approx N_\pi. \tag{4.7}$$

Дальнейшее рассмотрение этих вопросов содержало бы много гадательного. Поэтому мы остановимся на этом, тем более, что введение вещества, состоящего из кернов, не может, очевидно, повлиять на порядок величины массы равновесных конфигураций.

Заключение

Исследование внутренней структуры сверхплотных конфигураций, состоящих из сильно вырожденного барионного газа, показывает, что внутри звезды и в областях пространства, непосредственно окружающих ее, метрика существенно отличается от евклидовой. Поэтому при расчетах конфигураций гиперонных звезд нужно всегда исходить из теории тяготения Эйнштейна.

Основной характеристикой каждой конфигурации является число барионов в звезде n. Однако оказывается, что некоторым значениям n соответствуют две или три конфигурации равновесия с различными значениями массы. Из них вполне устойчивой должна быть конфигурация с наименьшим значением массы. Поставлен вопрос о возможной метастабильности состояния с большей энергией. Представляет также интерес изучение процесса перехода из состояния большей энергии в состояние меньшей энергии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Амбарцумян В. А. и Саакян Г. С. Астрон. ж., 38, 785, 1961.
2. Oppenheimer J. R. and Volkoff G. M. Phys. Rev., 55, 374, 1939.
3. Ландау Л. и Лифшиц Е. Статистическая физика. М.: Гостехиздат, 1951.
4. Зельдович Я. Б. Экспер. и теорет. физ., 37, 569, 1959.
5. Амбарцумян В. А. и Саакян Г. С. Астрон. ж. 37, 193, 1960.

О ДЕФЕКТЕ МАССЫ БАРИОННЫХ ЗВЕЗД

1. В работе [1] было предсказано существование барионных конфигураций с аномальным (отрицательным) дефектом массы. Суть аномалии состоит в том, что масса сверхплотного тела оказывается больше суммы масс покоя входящих в него барионов. В упомянутой работе подчеркивалась важность таких звездных конфигураций для астрофизики, но детальное исследование не было проведено. Позже этот вопрос был поднят в работе Зельдовича [2]. Им было показано, что $M < f \cdot n \cdot m_n$, где M—наблюдаемая масса звезды, n—число нейтронов в ней, m_n—масса нейтрона, $f \approx 1.5\sqrt{g_{rr}(R)}$, R—радиус звезды и g_{rr}—компонента метрического тензора. Такая оценка верхнего предела массы M не исключает существования равновесных конфигураций с массой $M > nm_n$. В настоящей статье дается более подробный анализ этого вопроса.

В случае сферических барионных звезд гравитационный дефект массы равен

$$\delta M = \frac{4\pi}{c^2} \int_0^R (\sqrt{g_{rr}(r)} - 1)\rho(r)r^2 dr, \qquad (1.1)$$

где $\rho(r)$—собственная плотность энергии, R—координатный радиус звезды, $g_{rr}(r)$—радиальная компонента метрического тензора для внутреннего решения Шварцшильда. По сути дела (1.1) представляет собою разность масс конфигурации без учета гравитационного взаимодействия (собственная масса) и с учетом его, поэтому всегда $\delta M > 0$ (везде $g_{rr} > 1$). В работе [1] был вычислен коэффициент упаковки $\delta M/M$, где M—наблюдаемая масса звезды. Оказалось, что он достигает довольно больших значений (см. табл. 1 упомянутой работы). В случае конфигураций, состоящих из идеального газа барионов, коэффициент упаковки изменяется от нескольких процентов до 20%. Для наиболее плотной конфигурации, а в случае моделей с определенным вариантом реального газа он доходит даже до 55%.

В этой статье нас будет интересовать не дефект массы (1.1), а некоторая другая величина, определяемая соотношением

$$\Delta M = mn - M, \qquad (1.2)$$

где n—число барионов в звезде, m—сумма масс покоя протона и электрона, M—наблюдаемая масса звезды. В дальнейшем выражение (1.2) будем называть абсолютным гравитационным дефектом массы. Для астрофизики особенно интересна именно эта величина. Заметим, что в отличие от (1.2) величина дефекта массы (1.1) до некоторой степени зависит от выбора системы отсчета, а поэтому не является инва-

---

Астрофизика, 1, 7, 1965. (Соавтор Г. С. Саакян).

риантной характеристикой звезды. Действительно, (1.1) не изменяется лишь при преобразованиях типа $x'^{\alpha} = f^{\alpha}(x^{\beta})$. ($\alpha, \beta = 1, 2, 3$) или $x'^{0} = f^{0}(x^{0})$, тогда как (1.2) инвариантно относительно любых преобразований координат и времени.

Очевидно, что для обычных небесных тел всегда $\Delta M > 0$. Расчеты барионных конфигураций показали [1, 4, 11], что, когда центральные плотности становятся выше определенного значения $\rho_1(0)$, абсолютный дефект массы имеет обратный знак—он отрицателен. Значение $\rho_1(0)$ зависит от используемого в расчетах вида уравнения состояния для барионного газа. В моделях с реальным газом барионов $\rho_1(0)$ имеет меньшее значение, чем в моделях с идеальным газом. Причина этого состоит в том, что в случае реального газа, при плотностях выше ядерной, существенную роль играют ядерные силы отталкивания между барионами. Разумеется, силы отталкивания способствуют появлению рассматриваемого эффекта. Из последнего замечания следует, что значения (1.1) и (1.2) гравитационных дефектов массы для моделей с реальным газом не вполне корректны, поскольку они в этом случае определяются не только гравитацией, но и эффектом ядерных сил (притяжения и отталкивания). Чтобы исключить влияние ядерных сил на абсолютный дефект массы и исследовать явление в более чистом виде, ниже речь будет идти только о моделях сверхплотных звезд, состоящих из идеального газа барионов. Тогда (1.2) действительно будет представлять собою абсолютный гравитационный дефект массы.

2. В работах [1, 4, 11] не ставилась цель вычисления дефекта массы. Он получался по ходу дела после того, как были рассчитаны массы конфигураций и число барионов в них. Число барионов вычислялось графически, с точностью до трех знаков. Поэтому точность в значениях ΔM, пожалуй, была не более двух знаков. В целях получения более точных результатов были заново проведены специальные расчеты дефекта массы. Чтобы избежать усложнений, не имеющих отношения к рассматриваемому вопросу, не было учтено наличие гиперонов и взаимодействие между барионами. Расчеты нейтронных конфигураций проводились на электронно-вычислительных машинах в объединенном Вычислительном центре АН АрмССР и Ереванского государственного университета.

В случае, когда мы исходим из теории тяготения Эйнштейна, конфигурации, состоящие из идеального газа нейтронов, определяются следующей системой уравнений [3, 10]:

$$\frac{du}{dr} = r^2(\mathrm{sh}t - t),$$

$$\frac{dt}{dr} = -\frac{4\left(\mathrm{sh}t - 2\mathrm{sh}\frac{t}{2}\right)}{r(r-2u)\left(\mathrm{ch}t - 4\mathrm{ch}\frac{t}{2} + 3\right)}\left|u + \frac{r^3}{3}\left(\mathrm{sh}t - 8\mathrm{sh}\frac{t}{2} + 3t\right)\right|,$$

$$n = A\int_0^R \left(1 - \frac{2u}{r}\right)^{-1/2} \mathrm{sh}^3\frac{t}{4}\, r^2 dr. \qquad (2.1)$$

Здесь r—радиальная координата, u(r)—„масса" в сфере с радиусом r, n—число нейтронов в звезде, R—координатный радиус звезды (он определяется из условия t(r)=0), u(R)=M—масса звезды, $A=m_n^3c^3/(3\pi^2\hbar^3)$—постоянная, m_n—масса нейтрона, и, наконец,

$$t=4arsh(p_n/m_nc), \tag{2.2}$$

где $p_n=(3\pi^2)^{1/3}\hbar N^{1/3}$—граничный импульс нейтронов, N(r)—плотность нейтронов. В уравнениях (2.1) использована система единиц, где скорость света и гравитационная постоянная равны единице $c=k=1$ и $K_n=m_n^4c^5/(32\pi^3\hbar^3)=1/4\pi$. В этих единицах $A=1.174\cdot10^{30}$.

В качестве начальных условий необходимо задать значения функций u(r) и t(r) в центре конфигураций. Имеем

$$u(0)=0;\quad t(0)\neq0. \tag{2.3}$$

При этом каждому конкретному значению параметра t(0) будет соответствовать определенная нейтронная конфигурация.

Расчеты нейтронных конфигураций были выполнены также и для случая, когда за основу принимается закон тяготения Ньютона. При этом мы сознательно допустили некоторую непоследовательность, распространяя наши расчеты и на конфигурации, состоящие из релятивистского газа нейтронов. Но в этом случае мы преследовали определенную цель, а именно путем сравнения точных и приближенных расчетов выяснить роль релятивизма барионного газа, искривления пространства и тем самым лучше уяснить причину аномалии в абсолютном гравитационном дефекте массы. При использовании ньютоновского закона тяготения параметры нейтронных конфигураций определяются из уравнений

$$\frac{du}{dr}=r^2(sht-t)$$

$$\frac{dt}{dr}=-\frac{3u(sht-t)}{r^2|cht-4ch(t/2)+3|}, \tag{2.4}$$

$$n=A\int_0^R sh^3\frac{t}{4}r^2dr,$$

$$M=u(R)\left|1-\frac{u(R)}{2R}\right|-\frac{1}{2}\int_0^R\frac{u^2(r)dr}{r^2}.$$

Здесь первое уравнение определяет массу звезды (напомним, что плотность массы равна $\rho=(sht-t)/4\pi$, без учета гравитационного взаимодействия между частицами. Для обычных звезд u(R) с большой точностью совпадает с наблюдаемой массой. Для нейтронных конфигураций, где дефект массы сравним с массой, величина u(R) заметно отличается от последней. Второе уравнение получено из условия равенства градиента давления и ньютоновского притяжения. В последнем соотношении M есть истинная масса звезды. Она определена следующим образом:

Таблица

Наиболее важные параметры конфигураций, состоящих из вырожденного идеального газа нейтронов

По теории тяготения Эйнштейна					По теории тяготения Ньютона				
$\varkappa(0)$	R	M	$n\cdot10^{-54}$	$\Delta M/M_0$	R	u(R)	M	$n\cdot10^{-54}$	$\Delta M/M_0$
1	1.5133	0.0324595	3.60178	0.008249	1.55668	0.0354367	0.0347413	3.86171	0.009977
2	0.9583	0.0658900	7.44366	0.025880	1.05537	0.0901267	0.0833362	9.53554	0.038240
3	0.6696	0.0766367	8.74018	0.035075	0.805802	0.1391840	0.1171330	14.0320	0.081375
4	0.5074	0.0710653	8.02574	0.025570	0.640732	0.1691480	0.1259460	16.0083	0.134190
5	0.4060	0.0598619	6.56506	−0.003436	0.521618	0.1778630	0.1142420	15.5392	0.190940
6	0.3640	0.0492384	5.18517	−0.045005	0.434748	0.1689490	0.0928140	13.5404	0.245670
7	0.3670	0.0419996	4.26480	−0.083740	0.374142	0.1503140	0.0709330	11.0402	0.292940
8	0.4130	0.0396985	3.97905	−0.017925	0.336985	0.1290290	0.0535240	8.75917	0.327540
10	0.4810	0.0458412	4.72655	−0.067396	0.333320	0.0970354	0.0362572	6.09621	0.345490
11	—	—	—	—	0.365932	0.0918297	0.0371440	5.92353	0.309930
12	0.4530	0.0473537	4.91175	−0.06095	0.404375	0.0948718	0.0424497	6.46310	0.277200
∞	0.4506	0.0458743	4.72432	−0.06858	0.362325	0.1092030	0.0435033	7.43305	0.355920

Примечание к таблице. $\varkappa(0)=4\operatorname{arsh}[(3\pi^2)^{1/3}\hbar N(0)^{1/3}m_n c]$, где $N(0)$—плотность нейтронов в центре, R—радиус звезды, M—наблюдаемая масса, u(R)—масса звезды без учета ньютоновского притяжения (плоский мир), n—число нейтронов в звезде и $\Delta M/M_0$—гравитационный коэффициент упаковки ($\Delta M=M_0-M$, $M_0=n\cdot m_n$). Размерные величины даны в единицах $c=k=1$, $K_n=1/4\pi$. Для выражения массы в единицах массы Солнца и радиуса в километрах табличные данные следует соответственно умножить на 9,29 и 13,7.

$$M=4\pi\int_0^R\left|1+\frac{1}{2}\varphi(r)\right|\rho(r)r^2dr, \tag{2.5}$$

где ρ—плотность массы, $\varphi(r)$—гравитационный потенциал на расстоянии r (напомним, что $c=k=1$). Легко показать, что

$$\varphi(r)=-\frac{u(r)}{r}-4\pi\int_r^R\rho(r)rdr. \tag{2.6}$$

После подстановки (2.6) в (2.5) и ряда простых преобразований мы приходим к последнему соотношению системы (2.4). Начальные данные для (2.4) по-прежнему определяются условиями (2.3).

Результаты численных расчетов наиболее важных параметров нейтронных конфигураций приведены в таблице. Здесь для нас особый интерес представляет гравитационный коэффициент упаковки

$$\frac{\Delta M}{M_0}=\frac{M_0-M}{M_0},\quad M_0=nm_n. \tag{2.7}$$

Значения физических величин, обладающих размерностью, в таблице даны в единицах $c=k=1$, $K_n=1/4\pi$.

3. Табличные данные не могут дать наглядного представления о зависимостях характеристик конфигураций от числа барионов в них

или от плотности в центре. Поэтому мы приводим также графики некоторых наиболее важных параметров. На рис. 1 и 2 изображены зависимости массы конфигураций и числа барионов в них от значений

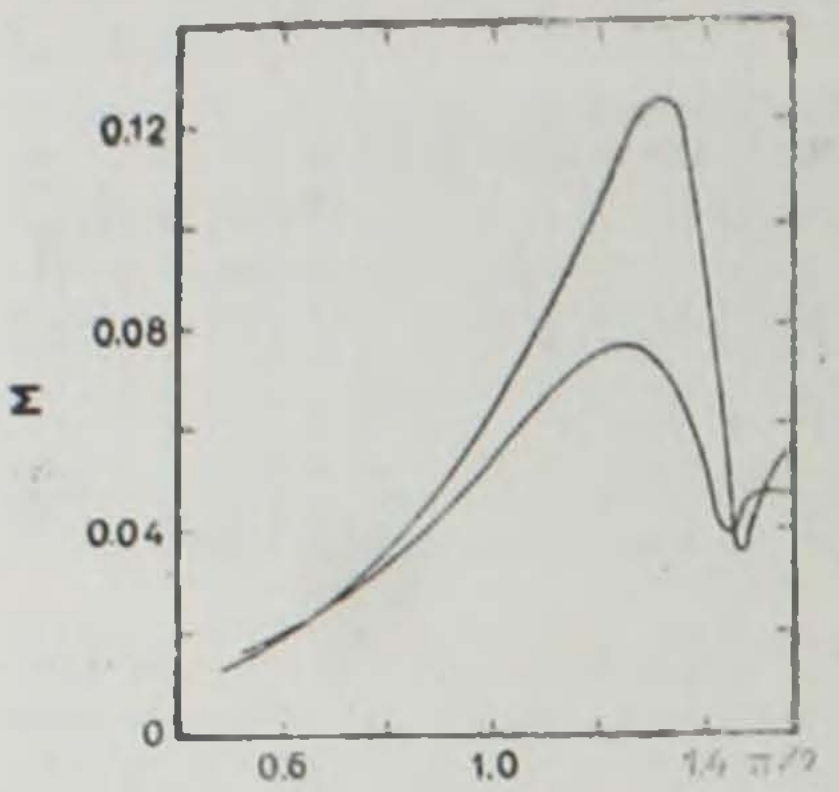


Рис. 1. Зависимость массы нейтронных конфигураций от параметра arc tgt(0) по теориям тяготения Эйнштейна (нижняя кривая) и Ньютона. Параметр t (0) связан с центральной плотностью соотношением (2.2).

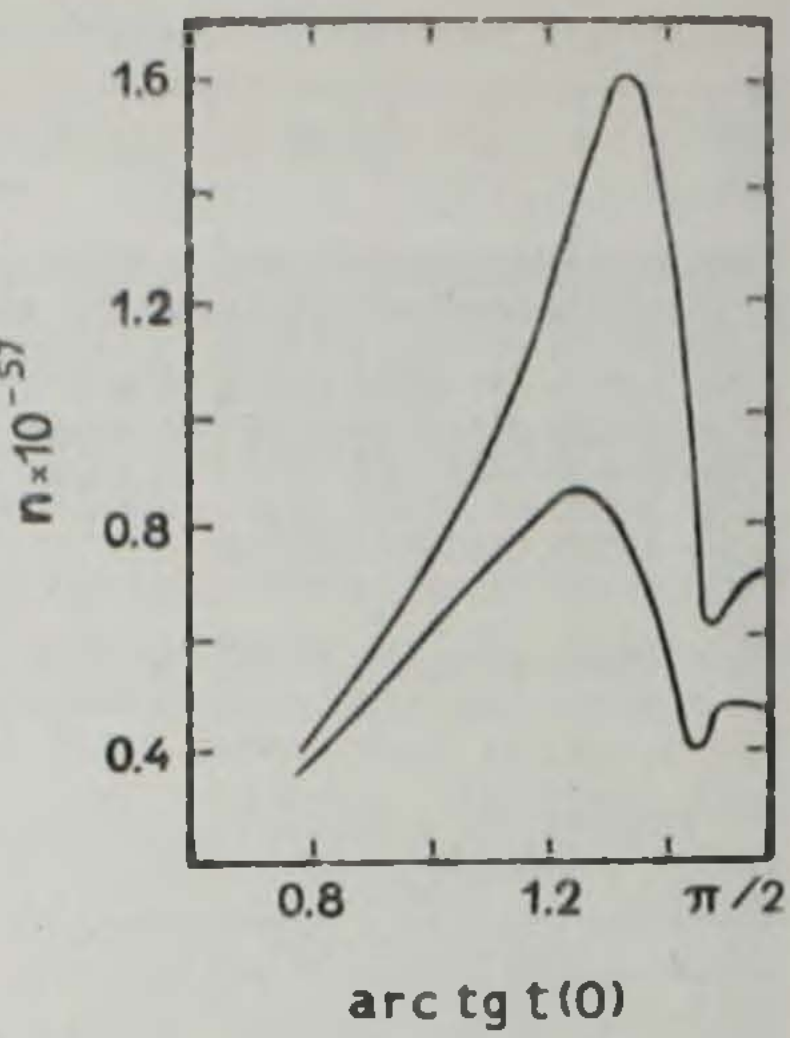


Рис. 2. Зависимость числа нейтронов в нейтронных звездах от параметра arc tgt (0) по теориям тяготения Эйнштейна (нижняя кривая) и Ньютона.

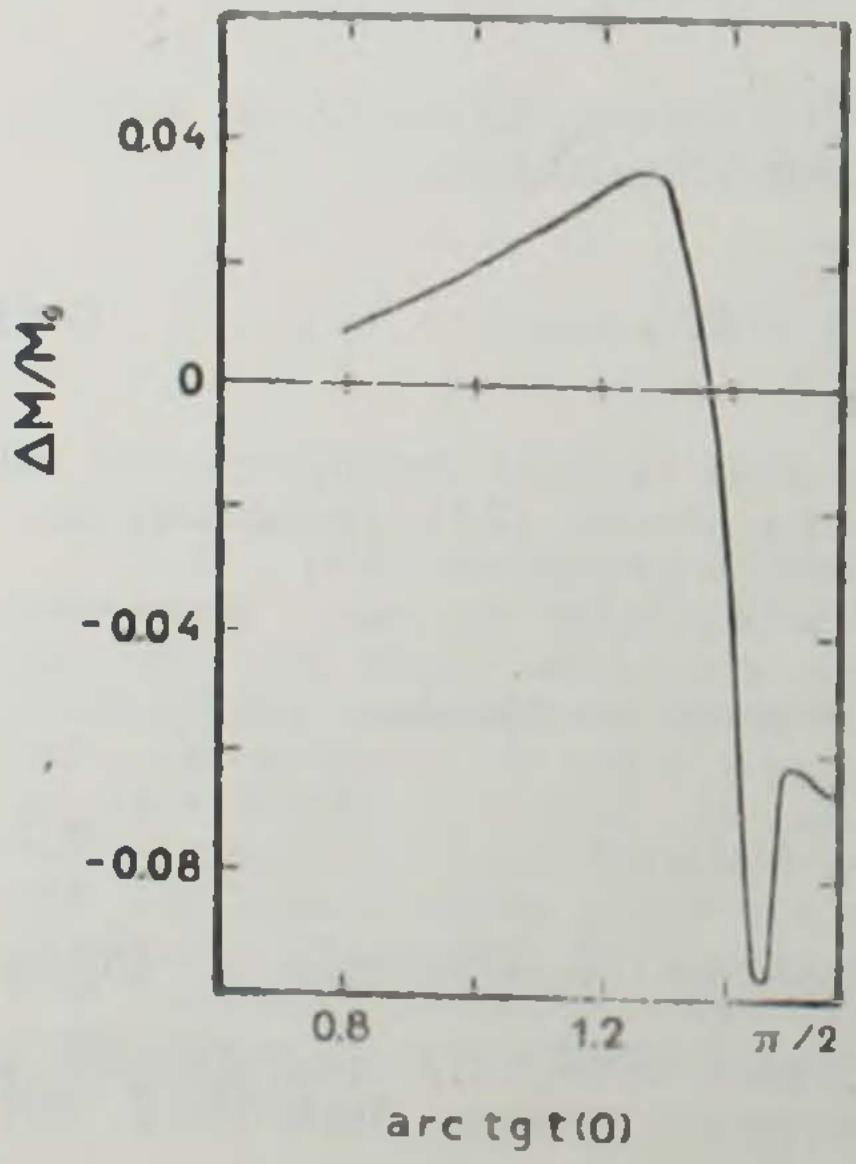


Рис. 3. Зависимость коэффициента упаковки нейтронных конфигураций от параметра arc tgt(0) по теории тяготения Эйнштейна. Определение коэффициента упаковки дано в (2.7).

параметра arc tgt (0), где t(0) определяется плотностью нейтронов в центре N(0) по формуле (2.2). Бросается в глаза поразительное сходство кривых массы и числа нейтронов. На рис. 3 и 4 приведены графики коэффициента упаковки $\Delta M/M_0$. Подписи под рисунками дают достаточное представление о сущности графиков, поэтому мы избегаем их подробного обсуждения. Отметим только некоторые общие и наиболее важные моменты зависимостей, представленных на рисунках.

а) Хотя в результатах расчетов параметров нейтронных звезд по теориям тяготения Ньютона и Эйнштейна замечается существенное количественное отличие, тем не менее в некоторых наиболее важных моментах имеется хорошее качественное согласие. Так, ньютоновская теория для массы, радиуса и числа барионов в звезде дает правильный порядок величин. Более того, кривые для этих параметров (так, например, для $M(x)$ и $n(x)$, где $x = \operatorname{arc\,tg} t(0)$ имеют близкое сходство.

б) По обеим теориям все параметры конфигураций являются однозначными функциями центральной плотности $N(0)$ (или эквивалентного ей параметра $t(0)$. Обратное утверждение, вообще говоря, неверно. Одному и тому же значению некоторых параметров звезды, например, массы, в определенных областях соответствуют два (и даже более) значения центральной плотности (об этом см. [1, 3, 4, 10]).

в) По теории тяготения Эйнштейна кривые зависимостей параметров звезды от x обладают рядом максимумов и минимумов. На рис. 1,2,3 хорошо заметны два максимума и один минимум, соответственно при $t(0) = 3.34$, 12.35 и 8.24 ($N(0) = 3.0 \cdot 10^{39}$, $4.84 \cdot 10^{42}$ и $2.1 \cdot 10^{41}$ см$^{-3}$). Однако за последним максимумом при $x = 1.49$ существует множество экстремумов, которые незаметны на рисунках. При $x > 1.5$ кривые, осциллируя (с сильно затухающей амплитудой), стремятся к определенному пределу, когда плотность в центре стремится к бесконечности. Эти осцилляции кривых при релятивистских плотностях исследовались в работе [5].

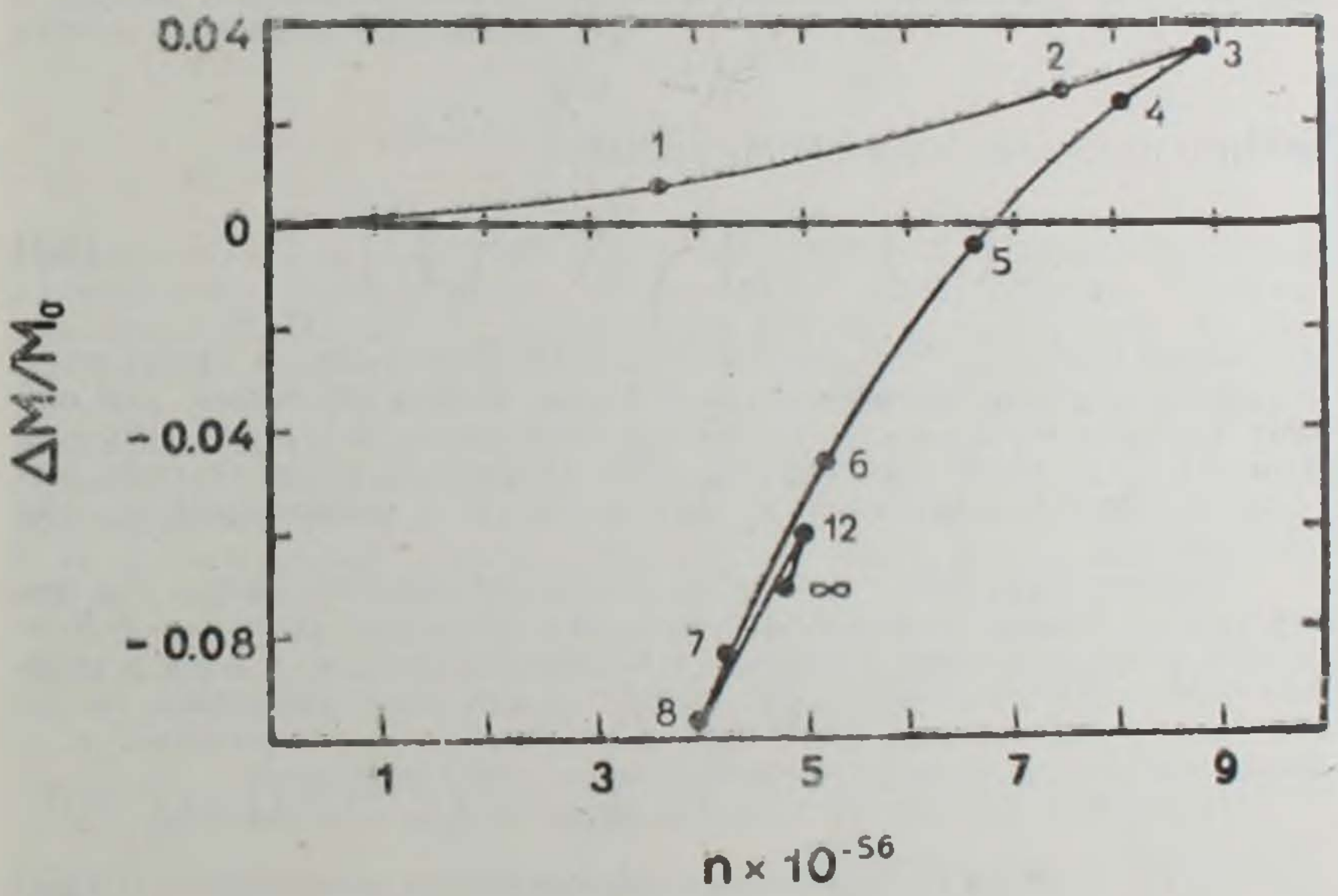


Рис. 4. Зависимость коэффициента упаковки нейтронных конфигураций от полного числа нейтронов в них. Цифрами на кривой указаны соответствующие значения параметра $t(0)$ для точек, отмеченных черными кружками.

г) Для ньютоновских моделей абсолютный дефект массы для всех возможных статических конфигураций имеет положительную величину. Как мы видим из последнего столбца таблицы, коэффициент упаковки

везде является растущей функцией центральной плотности, за исключением области чрезвычайно больших центральных плотностей (см. предпоследнюю строку таблицы при $t(0) \approx 12$), где наблюдается заметный минимум.

Для релятивистских моделей гравитационный коэффициент упаковки имеет аномальное поведение (см. рис. 3). Сначала с ростом центральной плотности он растет, при $x = 1.27$ ($t(0) = 3.34$, $N(0) = 3 \cdot 10^{39}$ см$^{-3}$) достигает максимума, затем начинает спадать.

При $x > 1.36$ ($t(0) > 4.67$, $N(0) > 1.12 \cdot 10^{40}$ см$^{-3}$) коэффициент упаковки становится отрицательным, в точке $x = 1.45$ ($t(0) = 8.2$; $N(0) = 2 \cdot 10^{41}$ см$^{-3}$) наблюдается глубокий минимум, приблизительно равный -0.1, затем коэффициент упаковки, осциллируя с малой и вдобавок сильно затухающей амплитудой и продолжая оставаться отрицательным при $\rho(0) \to \infty$, стремится к пределу, равному -0.069.

д) Интересный вид имеет кривая зависимости коэффициента упаковки от числа нейтронов в звезде $\Delta M/M_0 = f(n)$, которая приведена на рис. 4. Цифрами при жирных точках на кривой отмечены соответствующие значения параметра $t(0)$. Мы замечаем, что в точках с $t(0) = 3$; 8; 12 и т. д. наклон кривой испытывает скачок. Наличие этих скачков становится очевидным, если мы обратим внимание на то обстоятельство, что до и после этих точек производная $f'(n)$ имеет одинаковый (в данном случае положительный) знак. Такое поведение кривой $M(n)$ было замечено в работе [2]. Учитывая, что [2]

$$\frac{dM}{dn} = m_n\left(1 - \frac{2M}{R}\right)^{1/2},$$

для производной функции $\Delta M/M_0$ находим

$$\frac{d}{dn}\left(\frac{\Delta M}{M_0}\right) = \frac{M m_n}{M_0^2}\left[1 - \frac{M_0}{M}\left(1 - \frac{2M}{R}\right)^{1/2}\right]. \qquad (3.1)$$

Это выражение не может обращаться в бесконечность, и кроме того, используя данные, приведенные в таблице, можно убедиться, что оно действительно всюду имеет положительный знак. За точкой $t(0) = 12$ функция $f(n)$ также осциллирует, но из-за тесного расположения зигзагов и быстрого затухания амплитуды за этой осцилляцией трудно проследить.

Обсудим подробнее аномальное поведение дефекта массы. Мы видели, что в вопросе дефекта массы теории тяготений Ньютона и Эйнштейна дают различные не только в количественном, но и в качественном отношении результаты. Это сопоставление явно указывает на то, что здесь существенную роль играет искривление пространства, т. е. мы имеем дело с эффектом общей теории относительности.

Из условия равновесия вдоль радиуса звезды следует, что

$$E_n(r)\sqrt{-g_{00}(r)} = m_n(1 - 2M/R)^{1/2} < m_n, \qquad (3.2)$$

где $E_n(r)$ — граничная энергия нейтронов на расстоянии r, g_{00} — временная компонента метрического тензора, M и R — соответственно масса и радиус звезды. Здесь мы замечаем, что в отличие от нагретых звезд в сверхплотных холодных телах существует резкая граница. Так, для нейтронных конфигураций радиус определяется из условия $E_n(r) = m_n$, т. е. поверхность тела находится там, где граничный уровень

Ферми пересекается со стенкой «гравитационной потенциальной ямы». Из (3.2) видно, что наивысший уровень Ферми находится в потенциальной яме. Это означает, что отдельные частицы в звезде образуют связанное состояние, и поэтому они не могут покидать ее. С другой стороны, расчеты показывают, что для некоторых наиболее плотных конфигураций

$$M > \sum_k n_k m_k. \tag{3.3}$$

Как совмещаются эти два факта? Дело в том, что неравенства (3.2) и (3.3) не противоречат друг другу, если учесть, что полная внутренняя энергия звезды не равна сумме энергий (кинетической, потенциальной) входящих в нее частиц.

Если внутренняя энергия обладала бы свойством аддитивности, то для массы имели бы

$$M_1 = 4\pi \int_0^R \Psi(r)\rho(r)r^2 dr < nm_n, \tag{3.4}$$

где n—число нейтронов в звезде и

$$\Psi(r) = \sqrt{-g_{00}(r)g_{rr}(r)}\,. \tag{3.5}$$

С другой стороны, согласно первому уравнению системы (2.1), наблюдаемая масса звезды равна

$$M = 4\pi \int_0^R \rho(r)r^2 dr. \tag{3.6}$$

Сравнение (3.4) с (3.6) показывает, что энергия не обладает свойством аддитивности, причем мерой нарушения ее может служить диапазон изменения Ψ. На рис. 5 представлены кривые этой функции для конфигураций с $t(0) = 4, 5, 6, 7$ и ∞. Они сходны с кривыми $-g_{00}(r)$ (см. рис. 4 в работе [1]). Ψ в центре имеет минимум, при возрастании r монотонно растет и у поверхности мало отличается от единицы. При строгом соблюдении аддитивности мы имели бы $\Psi = 1$, а максимальное нарушение ее будет при $\Psi = 0$. С ростом параметра $t(0)$ значение $\Psi(r)$ в центральной области уменьшается. Итак, наибольшее нарушение аддитивности энергии получается за счет центральной части.

Наиболее наглядное представление об области звезды, за счет которой получается отрицательное значение дефекта массы, нам дает рис. 6, на котором изображены графики функции

$$\Phi(r) = \left|1 - \left(1 - \frac{2u(r)}{r}\right)^{1/2} \cdot \frac{\varphi(r)}{m_n N(r)}\right| \left(1 - \frac{2u(r)}{r}\right)^{-1/2} N(r)r^2, \tag{3.7}$$

где $N(r)$—плотность нейтронов. Интеграл от этой функции определяет дефект массы

$$\Delta M = 4\pi m_n \int_0^R \Phi(r)dr. \tag{3.8}$$

Функция $\Phi(r)$ при малых r—отрицательная, имеет один минимум и один максимум, в центре и на поверхности обращается в нуль. С

ростом t(0) возрастает роль площади, расположенной ниже оси абсцисс, и при $t(0) > 4.7$ алгебраическая сумма площадей, образованных кривой $\Phi(r)$ с осью абсцисс, становится отрицательной.

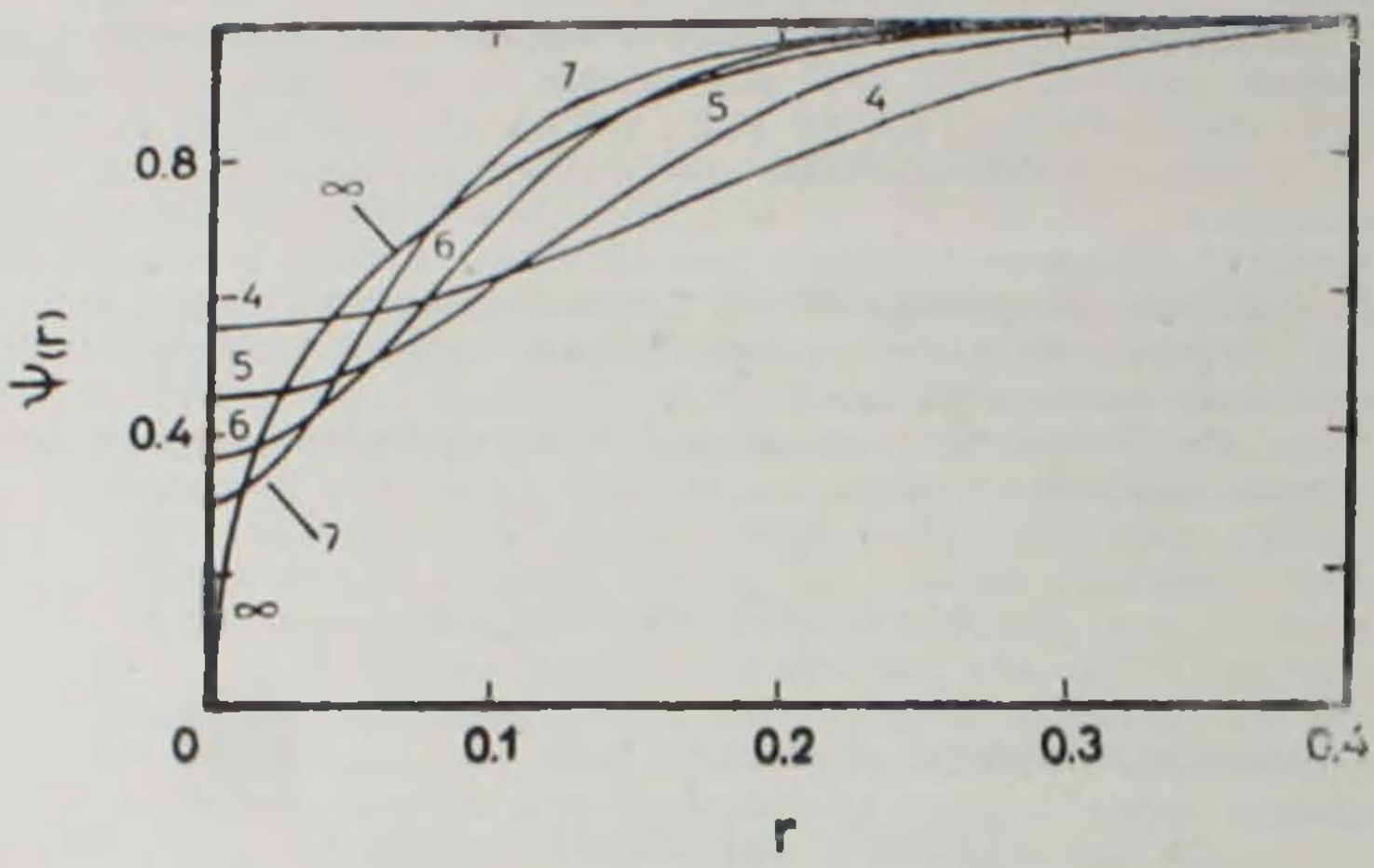


Рис. 5. Зависимость функции $\Psi(r) = \sqrt{-g_{00}(r)g_{rr}(r)}$ от радиального расстояния $g_{00}(r)$ и $g_{rr}(r)$—временная и радиальная компоненты метрического тензора. Расстояния измерены в единицах $c = k = 1$ и $K_n = 1/4\pi$. Значения функции $\Psi(r)$ дают представление о степени нарушения аддитивности внутренней энергии звезды.

Итак, мы приходим к выводу, что эффект аномалии в дефекте массы обусловлен катастрофическим нарушением аддитивности внутренней энергии, вызванным сильным искривлением пространственной метрики в соответствующих барионных конфигурациях. В этих конфигурациях и в ньютоновском приближении имеется сильное нарушение аддитивности (здесь кинетическая энергия аддитивна, а потенциальная—нет) энергии, тем не менее оно оказывается недостаточным для изменения знака дефекта массы. В самом деле, из теоремы вириала следует [1], что

$$-\Delta M_0 = \sum_k m_k c^2 \left(\frac{m_k c^2}{E_k} - 1 \right) > 0. \qquad (3.9)$$

Укажем, что для доказательства (3.9) предположение о периодичности или квазипериодичности движения частиц не является обязательным.

4. Обратимся снова к рис. 4. Очевидно, что конфигурации, соответствующие нижней ветви кривой $\Delta M/M_0 = f(n)$ при $3 < t(0) < 4.67$, являются неустойчивыми по отношению к переходам на верхнюю ветвь, где дефект массы имеет нормальное поведение. Конфигурации же с $t(0) > 4.67$, обладающие отрицательным абсолютным дефектом массы, неустойчивы не только в отношении перехода на верхнюю ветвь, но и в отношении распада на диффузное состояние. Поскольку дефект массы составляет несколько процентов от самой массы звезды, то при

этих переходах будет выделяться невероятно большая энергия. Эта энергия, отнесенная на один грамм звездного вещества, на порядок выше соответствующей энергии, выделяемой в термоядерных реакциях при выгорании водорода. Важно отметить, что энергия связи каждой частицы в звезде отрицательна, поэтому частицы не могут по одной уходить в бесконечность. Вывод некоторого количества барионов из звезды требует прибавления извне дополнительной энергии к остав-

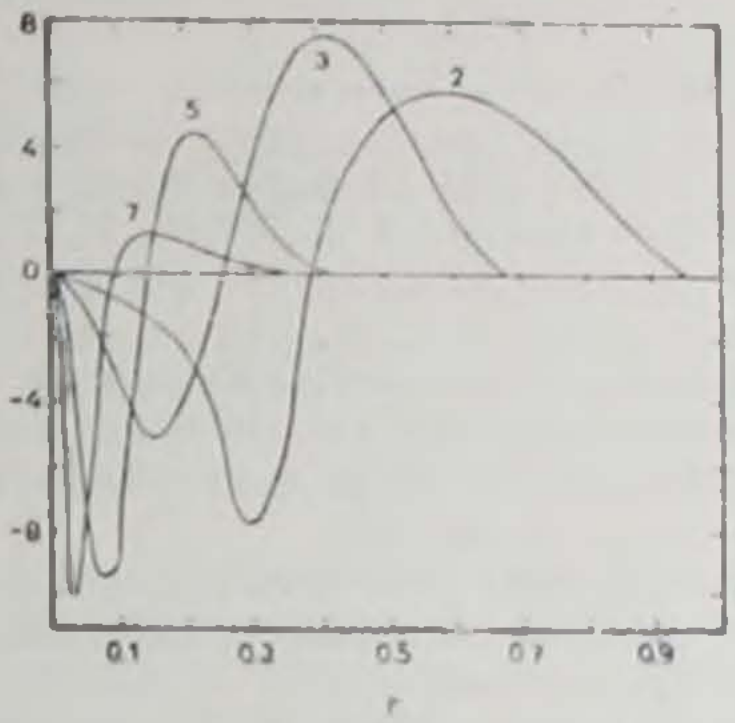


Рис. 6. По оси абсцисс отложено расстояние от центра звезды в единицах, принятых в работе. По оси ординат отложены значения функции $\Phi(r)$ (теория Эйнштейна). Цифры на кривых указывают значения параметра $t(0)$ для соответствующих конфигураций. По оси ординат масштаб разный, а именно для $t(0)=2, 3, 5, 7$ за единицу приняты соответственно a, $2a$, $5a$ и $10a$, где a—известное постоянное число.

шейся конфигурации. Поэтому он не может происходить спонтанно. Это означает, что переход системы в более устойчивое состояние может совершаться лишь под влиянием очень больших возмущений. При этом будет происходить расширение, сопровождаемое нагреванием небесного тела. Соответствующий переход будет носить характер космического взрыва. Изложенные здесь рассуждения о судьбе барионных конфигураций с аномальным абсолютным дефектом массы приводились в работе [1].

Нам кажется, что конфигурации с аномальным значением абсолютного дефекта массы (здесь мы подразумеваем всю ветвь кривой с $t(0)>3$) могут иметь некоторое значение для космогонической проблемы.

Согласно одной из современных космогонических концепций [8, 9], звезды, различные группы звезд, а также межзвездный газ образуются из некоторых сверхплотных дозвездных тел путем извержения из недр последних различных порций вещества.

Масса дозвездного тела должна быть по порядку больше массы звезды, тогда как выше речь шла о статических небесных телах с массой порядка массы Солнца и даже меньше. Чтобы вышеизложенные соображения о поведении барионных конфигураций с аномальным значением абсолютного дефекта массы связать с упомянутой концепцией, необходимо построить модели сверхплотных дозвездных тел с массами намного высокого порядка, чем масса Солнца. Тогда в принципе была бы решена проблема «сверхплотной» космогонии. Однако построение физических моделей сверхплотных дозвездных тел большой массы связано с трудностями.

Возможно, что решение этих трудностей будет связано с необходимостью рассмотрения нестационарных и неравновесных моделей. В этой связи представляет интерес недавняя работа Н. Д. Новикова [12], в которой высказана гипотеза о том, что в начальный момент, когда плотность была бесконечно велика, не вся материя равномерно расши-

рялась, некоторые области могли на некоторое время задержаться в своем развитии. Эти области могут быть отождествлены с дозвездными телами.

Авторы выражают благодарность Э. В. Чубаряну, Ю. Л. Вартаняну и Д. М. Седракяну за обсуждение статьи, а также сотрудникам Вычислительного центра А. Г. Пилипосяну и А. К. Варданяну за организацию и проведение численных расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Амбарцумян В. А., Саакян Г. С. Астрон. ж., 38, 1016, 1961.
2. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, 42, 1667, 1962.
3. Oppenheimer J. R., Volkoff G. M. Phys. Rev., 55, 374, 1939.
4. Саакян Г. С., Вартанян Ю. Л. Астрон. ж., 41, 193, 1964.
5. Дмитриев Н. А., Холин С. А. Вопросы космогонии, 9, 254, 1963.
6. Амбарцумян В. А., Саакян Г. С. Астрон. ж., 37, 193, 1960.
7. Саакян Г. С., Вартанян Ю. Л. Сообщ. Бюраканск. обс. 33, 55, 1963; Nuovo Cim., 30, 82, 1963.
8. Амбарцумян В. А. Изв. АН Арм ССР (серия физ.-мат. наук), 11, 9, 1958; Сб. докладов Солвейской конференции, с. 241, Брюссель, 1958; Научные труды, т. II, Ереван, 1960.
9. Амбарцумян В. А. Сообщ. Бюраканск. обс., 13, 1954; Нестационарные звезды, с. 16, Ереван, 1957.
10. Амбарцумян В. А. Саакян Г. С. Астрон. ж., 38, 785, 1961.
11. Саакян Г. С. Докторская диссертация, ФИАН, 1962.
12. Новиков И. Д. Астрон. ж., 41, 1075, 1964.
13. Ландау Л. Д., Лифшиц, Е. М. Теория поля, М., 1960.

О ПРОИСХОЖДЕНИИ ТУМАННОСТЕЙ

С большим удовольствием и теплой симпатией автор посвящает эту работу академику Дж. Ксантакису

1. ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Происхождение и эволюция звезд всегда привлекали внимание астрофизиков. Решение этой проблемы многими из них считалось главной целью их науки. Большие усилия уделяли этой проблеме теоретики.

Намного меньше внимания было уделено проблеме происхождения и эволюции туманностей как отдельных объектов. В учебниках туманности часто рассматриваются в главах, посвященных «межзвездной среде». Косвенным образом это создает впечатление, что туманность—это нечто лишенное индивидуальности или нечто вроде флуктуаций «межтуманностной материи». В действительности же туманности являются дискретными объектами и их взаимные расстояния, как правило, намного превосходят их диаметры. Поэтому следует предположить, что они должны быть взаимно независимыми.

Правда, некоторые туманности в течение времени рассеиваются в окружающем пространстве (например, планетарные туманности). Но этот факт скорее связан с их конечной судьбой, нежели с происхождением.

Даже поверхностное изучение известных фактов относительно галактических туманностей достаточно, чтобы заключить, что:

а) Наблюдения нам дают намного больше прямой и богатой информации о динамических изменениях и физических процессах, происходящих в туманностях, чем в случае звезд, где наши надежды получить скромное количество прямой информации о внутренней структуре из наблюдений нейтринных потоков хотя бы для одной звезды, пока еще не вполне материализованы.

б) Изменения, которые имеют место в туманностях, во многих случаях тесно связаны с какими-то переломными точками в жизни некоторых звезд. Поэтому любой вывод о происхождении и эволюции туманностей может служить в качестве ценной информации об эволюции и, может быть, даже о происхождении звезд.

Имея в виду связь между указанными двумя проблемами, мы здесь постараемся дать краткий обзор идей о происхождении туманностей. Наша цель—привлечь внимание читателей к этой более доступной стороне сложных эволюционных процессов, имеющих место в Галактике.

E. G. Mariolopoulos et al. (eds), Comprendium in Astronomy, D. Reidel, Dordrecht—Boston—London, 1982, 211.

2. СЛУЧАЙ, КОГДА ТУМАННОСТЬ СВЯЗАНА ЛИШЬ С ОДНОЙ ЗВЕЗДОЙ

Существует несколько классов туманностей более или менее правильной формы, для которых та или иная форма связи с определенной звездой почти очевидна. Решение проблемы происхождения для некоторых из таких классов туманностей, с точки зрения современной астрофизики, можно считать почти тривиальным. Давайте рассмотрим эти случаи.

а) В течение вспышки Новых мы наблюдаем образование небольших *расширяющихся туманностей* вокруг них. Они расширяются со скоростью около 1000 км/сек, и через несколько десятилетий расширяющаяся туманность исчезает в пространстве, которое окружает Новую. Нет сомнений, что туманность выброшена из звезды и состоит из вещества, принадлежащего прежде внешним слоям звезды. Выброшенная масса обычно бывает порядка 10^{-5} $M_\odot$.

б) Образование *планетарных туманностей* является результатом выбрасывания внешних слоев их звездных ядер. Образованный в этом случае туманный объект намного более массивен, чем оболочки, выбрасываемые Новыми, и имеет массу между 0.01 $M_\odot$ и 0.1 $M_\odot$. Планетарные туманности тоже расширяются в окружающем пространстве, однако они доступны наблюдениям в течение около 10^5 лет. По-видимому, в течение жизни нашей Галактики возникли и исчезли сотни миллионов планетарных туманностей.

в) *Остатки сверхновых* (ОСН)—туманности, которые образовались вследствие огромных звездных взрывов. Считается, что их первоначальная масса приблизительно порядка одной солнечной массы. Однако в течение расширения первоначальная масса часто увлекает окружающее межзвездное вещество. Таким образом, масса расширяющейся оболочки может расти чрезмерным образом. Так иногда образуются туманности большой массы.

г) Теперь кажется совершенно определенным, что *кометарные туманности* образуются из вещества, которое выброшено переменными звездами, находящимися в области их «головы».

д) Некоторые звезды класса Вольфа-Райе (ВР) нашей Галактики окружены круглыми туманностями, похожими на NGC 6888. Подобные случаи наблюдаются и в Большом Магеллановом Облаке (БМО). Наблюдательные данные, связанные как с этими звездами, так и с окружающими туманностями, подсказывают, что такие туманности образуются из вещества, изверженного звездами ВР таким же путем, как ОСН образовались вследствие взрыва сверхновой.

Рассмотренные выше пять случаев охватывают все известные классы туманностей более или менее правильной формы. Мы видим, что во всех пяти случаях эволюционные переходы материи между плотными звездными телами и разреженным туманным состоянием идут в одном и только в одном направлении:

плотное вещество → диффузное вещество.

3. ПРОЦЕССЫ В ДИФФУЗНЫХ ТУМАННОСТЯХ

Около 35 лет назад, когда мы начали исследование звездных ассоциаций, на нас произвел огромное впечатление тот факт, что почти каждая ОВ-ассоциация содержит одну или несколько диффузных туманностей. Исходя из этого, был сделан вывод о том, что образование групп молодых звезд должно происходить одновременно с образова-

нием туманностей, поскольку сами формы туманностей указывали на их неустойчивость и молодость.

Тем не менее многие теоретики, исходя из идей классической космогонии, поспешили из факта существования молодых туманностей в звездных ассоциациях сделать заключение, что здесь мы являемся свидетелями непосредственного преобразования масс туманностей в молодые звезды.

Были предложены различные механизмы так называемого коллапса, но в то время мы нуждались больше в наблюдательных данных, чем в разработках моделей конденсации вещества.

В результате применения новых наблюдательных методов (наблюдения водорода на 21 см, радионаблюдение молекул, инфракрасные наблюдения, наблюдения тонких деталей с помощью ИСДП*) в следующем периоде ускорилось накопление необходимых данных. Были обнаружены некоторые качественно новые явления. Среди них: компактные HII области, находящиеся глубоко в холодных и темных частях туманностей, мазеры OH и H_2O, горячие области инфракрасного излучения. Было показано, что многие оптические яркие эмиссионные туманности, которые окружают группы молодых OB-звезд, расширяются со значительной скоростью. Например, в туманности Розетка вокруг скопления NGC 2244 скорость расширения доходит до 20 км/сек. Совершенно ясно, что такие случаи прямо противоречат идее конденсации.

Однако, позднее, когда было показано, что туманности в OB-ассоциациях содержат большие холодные облака водородных и других молекул и что градиент скорости в них, как правило, очень мал, научное мнение снова склонилось в пользу процессов конденсации. А открытие компактных областей ионизованного водорода внутри молекулярных облаков было расценено как прямое доказательство процессов коллапса внутри молекулярных облаков.

Истина же такова, что открытие компактных областей ионизованного водорода в таких облаках может служить лишь прямым свидетельством о процессах образования звезд, но отнюдь не является прямым свидетельством о процессах коллапса.

4. ИНФРАКРАСНЫЕ ИСТОЧНИКИ В ДИФФУЗИОННЫХ ТУМАННОСТЯХ

Согласно классификации Роуэна-Робинсона [4] все диффузные туманности принадлежат одному из следующих двух классов:

а) Холодные туманности без заметного инфракрасного излучения в области 1—10 мкм и

б) Облака, которые содержат инфракрасный источник (ИКИ) (или источники). Средние массы облаков второго типа превосходят средние массы холодных облаков. Облака второго типа, как правило, находятся в OB-ассоциациях.

Присутствие ИКИ очень часто совпадает с присутствием компактных HII областей. В этих случаях есть вполне естественное объяснение происхождения ИК излучения. Пыль в облаке полностью поглощает излучение OB-звезды (звезд) и нагрета до температур нескольких сотен градусов.

Однако есть случаи, когда облако содержит ИКИ без радио-континуума. Как известно, подобный континуум является неизбежным последствием присутствия HII области.

---

* Интерферометр со сверхдлинным плечом.

Приверженцами гипотезы коллапса эти случаи были рассмотрены как области, в которых окружающее молекулярное облако вследствие коллапса образовало очень молодую звезду, на которую все еще аккрецирует вещество, падающее из облака. Лучшим примером подобного ИК источника может служить источник Клейнмана-Лоу со своим инфракрасным максимумом IR$_2$. Было предположено, что поглощение лаймановского континуума падающей пылью в такой ранней стадии формирования звезды может быть достаточно сильным, чтобы предотвратить образование HII области.

Наблюдения показали, что в обоих случаях (при присутствии или отсутствии компактной HII области) источник сопровождается мазером или группой мазеров (в молекулярных линиях OH или H_2O). Они были объяснены как следствие возбуждения газов инфракрасным излучением источника.

В конце семидесятых годов многие теоретики были убеждены, что дальнейшее детальное исследование объектов, похожих на область Клейнмана-Лоу в Орионе, даст в результате ясную картину процесса коллапса в молекулярных облаках и образования звезд-коконов.

5. НОВЫЕ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

За последние три года были получены новые наблюдательные данные, которые полностью изменили ситуацию, описанную выше.

а) Измерения профилей радиолинии CO инфракрасных источников, описанных выше типов со значительным угловым разрешением (десятки арксекунд) показали их доплеровское уширение со скоростями 80—90 км/сек и даже больше. Это значит, что скорости по отношению к центру масс объекта порядка 40 км/сек. В случае падения вещества при конденсации массы 10^3 $M_\odot$ ожидаемые скорости с трудом могут превысить 10 км/сек. Одного лишь этого достаточно, чтобы отрицать картину гравитационного сжатия.

В случае туманностей Клейнмана-Лоу профили похожи на суперпозицию двух профилей: один профиль показывает высокую скорость (плато шириною в 100 км/сек), другой—низкую скорость (ширина 40 км/сек).

б) В каждом случае дисперсия радиальных скоростей мазеров H_2O в таких ИК источниках и вокруг них находится в хорошем согласии с шириной профилей CO в областях инфракрасного излучения. Очевидно, что это свидетельствует о тесной связи между системами H_2O мазеров и молекулярным потоком, уширяющим линию. Мазеры погружены в потоки.

в) В результате ряда высокоточных наблюдений посредством интерферометров со сверхдлинным плечом положений и определения собственных движений H_2O мазеров было установлено, что система мазеров внутри инфракрасной области Клейнмана-Лоу в туманности Ориона и вокруг нее расширяется [2]. Центр расширения был определен с достаточно высокой точностью.

В этой туманности есть две расширяющиеся группы мазеров. Одна группа расширяется со скоростью 18 км/сек, другая—со скоростью более 40 км/сек. Это находится в довольно хорошем согласии как с дисперсией лучевых скоростей мазеров, так и с профилями линий CO.

Более запутанная картина для тангенциальных движений была получена из аналогичного исследования собственных движений H_2O мазеров в W 51—Главной. Число H_2O мазеров здесь больше, и общий рисунок отклоняется от картины *радиального* расширения. Тем не менее

вся область находится в энергичных движениях и нет сомнений, что большие скорости стимулировали процессами истечения. В любом случае модель коллапсирования туманности кажется совершенно невозможной.

6. ОЦЕНКА ВЫБРОШЕННОЙ МАССЫ

По оценке Гензеля и др [2] в случае истечения из Молекулярного Облака Ориона (МОО) интенсивность выброса массы составляет около $10^{-3}\ M_\odot$ за год. В то же время продолжительность истечения, как можно заключить из размеров туманности Клейнмана-Лоу, не меньше $2 \cdot 10^3$ лет. Следовательно, полная масса, выброшенная из центрального тела в течение процесса истечения должна превышать $2M_\odot$.

Первый важный вывод из этих наблюдений тот, что прирост массы молекулярного облака в Орионе (МОО—1) получает от тела, расположенного в инфракрасном источнике IR$_{2}$.

Мы не знаем точного значения массы МОО—1. Однако $10^3 M_\odot$ нам кажется приблизительно правильным значением этой величины. Сравнивая прирост массы вследствие истечения, наблюдаемого в области туманности КЛ, с этой массой МОО—1, мы видим, что относительное увеличение массы туманности сравнительно мало—около 10^{-3} настоящей массы МОО—1.

Однако, если явление истечения повторимо, такой прирост может играть важную роль в образовании массы МОО—1. Рассмотрим теперь свидетельства в пользу повторности истечения.

7. ПОВТОРНОСТЬ ВЫБРОСОВ

Согласно Даунсу и др. [2] некоторые свойства, наблюдаемые в МОО—1 и W 51—Главной (широкие молекулярные линии, присутствие мазеров), типичны для молекулярных облаков, содержащих инфракрасные источники. Поэтому очень возможно, что наблюдения молекулярных линий в таких облаках с большим угловым разрешением, так же как и определения собственных движений находящихся там H_2O мазеров, откроют в них похожую кинематическую картину. И, поскольку большинство ОВ-ассоциаций содержит диффузные туманности с инфракрасным ядром, это означает, что *подобное явление выбросов в течение большей части жизни ОВ-ассоциаций в них сохраняется.*

Так как продолжительность жизни ОВ-ассоциаций составляет около 10^7 лет, мы можем считать с некоторой уверенностью, что в течение $5 \cdot 10^5$ лет продолжается обогащение облаков, принадлежащих ассоциации. Конечно, центр истечения может менять свое место, процесс выбросов может произойти из различных тел. *Но полный прирост массы* облаков в ассоциациях за время их жизни может дойти до $10^4\ M_\odot$.

Таким образом, мы можем предположить, что выбросы из некоторых неизвестных источников, похожих на тех, какие мы наблюдаем в МОО—1, могут играть *важную*, если не сказать решающую, роль в формировании рассматриваемых облаков.

Конечно, мы не знаем, какие звезды или другие плотные тела являются источниками выбросов таких больших масс. Но мы знаем, что бок о бок с явлением истечения в КЛ-подобных областях происходит выброс из ВР и О звезд, которые наблюдаются в ассоциациях. Количество веществ, которое выбрасывается О-звездой за год, по крайней мере, на два порядка меньше, чем в случае КЛ-области, но зато больше продолжительность выброса. Необходимо принять во внимание и

то что в О-ассоциациях одновременно существует несколько О-звезд. Однако вполне возможно, что полное количество вещества, привносимого О и В звездами в туманность, меньше, чем молекулярное истечение типа КЛ. Другим источником масса туманностей является большое количество переменных звезд типа Т Тельца. Может быть, даже интегральный выброс массы, обусловленный их деятельностью, больше, чем полная масса, выбрасываемая звездами типа ОВ. Известно, что наблюдения с помощью IUE показали, что большая часть звезд типа Т Тельца показывает в линиях ультрафиолетовой части спектра компонент поглощения типа Р Лебедя, но не показывает красносмещенный компонент поглощения. И вполне может оказаться, что вводимая ими масса больше ожидаемой.

Наш вывод таков, что исходя исключительно из наблюдательных данных, мы можем допустить, что *большие туманности в ОВ-ассоциациях находятся в процессе роста. Они снабжаются массами, выброшенными плотными телами, находящимися внутри них.*

Существует ли необходимость в других факторах, образующих туманности? На этот вопрос мы не можем дать окончательного ответа. Однако обобщенная картина происхождения всех туманностей в Галактике из масс, выброшенных плотными телами, в настоящее время кажется более привлекательной, чем когда-либо.

8. ОБЩЕЕ ПРОИСХОЖДЕНИЕ ЗВЕЗД И ТУМАННОСТИ

Целью настоящей статьи было показать, что мы можем попытаться проследить происхождение диффузных туманностей без умозрительных предположений, оставаясь на чисто наблюдательной почве. Возможность такого подхода связана с фактором, что каждая туманность прозрачна для некоторых частот, которые мы имеем возможность использовать для наблюдений. В случае некоторых туманностей правильной формы одни оптические наблюдения дают необходимые данные. Теперь радионаблюдения в частотах молекулярных линий дают решение для диффузных туманностей. ИСДП измерения мазеров обеспечивают нас чувствительными данными о внутренней кинематике туманностей в областях сравнительно современного или сравнительно недавнего звездообразования. Но мы не можем получить аналогичных данных о внутренней структуре и динамических процессах в звездах, которые находятся в процессе формирования.

Однако даже частичное решение задачи происхождения туманностей содержит очень важную информацию о происхождении звезд. Первой и самой важной информацией является почти полное отсутствие свидетельств в пользу явления коллапса в туманностях. Вместо этого там встречаются явления выброса и сильных движений большого количества вещества, имеющих место в областях формирования звезд. Поэтому ясно, что процессы образования звезд и туманностей идут вместе. Идея об их общем происхождении теперь кажется очень вероятной.

Во время наших исследований ОВ-ассоциаций, нами было высказано мнение о том, что процесс образования звезд в ассоциациях продолжается в небольших группах. Трапеция Ориона—одна из таких групп. Поскольку туманность Клейнмана-Лоу расположена очень близко к этой кратной системе, создается впечатление, что здесь мы наблюдаем одновременный процесс образования новой звездной группы и выброса туманной массы из некоторого очень массивного тела. Воз-

можно также, что сначала было выброшено туманное вещество, а затем образовались звезды.

В обоих случаях должно было существовать некоторое тело, из которого получается и вещество звезд и выброшенная диффузная материя. Таким образом, мы возвращаемся к идее *протозвезд* [1].

В середине этого столетия идея о массивных протозвездных (пока еще не доступных для наблюдателей) встретила мало симпатии среди теоретиков, которые предпочитают продолжать создание моделей гравитационного коллапса. Целое поколение было вскормлено построением этих моделей. Хотя идея коллапса произвела на свет большое число диссертаций о моделях конденсаций, она оказалась почти бесплодной в объяснении того, как образуются звезды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Амбарцумян В. А. ДАН Арм ССР, 16, 97, 1953.
2. Downes D., Genzel R., Becklin E. E. and Wynn-Williams C. G., Ap. J., 244, 869, 1981.
3. Genzel R., Raid M. J., Hotan-J. M. and Downes D. Ap. J., 244, 884, 1981.
4. Rowan-Robinson M. Ap. J., 234, c. 111, 1979.

ЗВЕЗДНЫЕ АССОЦИАЦИИ И ОБЛАСТИ АКТИВНОГО ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ В НИХ

1. *Введение.* Распознание очагов звездообразования в звездных ассоциациях, содержащих группы недавно возникших звезд [1], имело принципиальное значение для нашего понимания происхождения и эволюции звезд.

Среди первых аргументов в пользу недавнего возникновения наблюдаемых в Галактике ОВ-ассоциаций особое место занимало представление об их неустойчивости. Именно анализ ситуации в этих системах дал серьезное основание предсказать явление расширения звездных ассоциаций [2].

Первое подтверждение этого предсказания было получено сегодняшним юбиляром, Адрианом Блаау [3], более 30 лет назад. На основе анализа собственных движений звезд им было показано, что одна из ближайших групп звезд ранних спектральных классов в области неба вокруг звезды ζ Per (Per OB2) расширяется со скоростью, в среднем, 12 км/с. «Кинематический возраст» этой группы был оценен равным, всего 1.3×10^6 лет.

Работа Блаау [3] была весьма важной с двух точек зрения. Во-первых, она содержала прямое наблюдательное свидетельство в пользу представления о расширении и, следовательно, динамической неустойчивости группировок молодых ОВ-звезд. А этот факт *подтвердил* вывод о том, что звездные ассоциации представляют собой очаги звездообразования в Галактике, где процесс группового образования звезд в настоящее время продолжается. Во-вторых, она показала, что в звездных ассоциациях имеют место движения нового типа—расхождение звезд из области звездообразования, которые сильно отличаются от движений, ранее известных в звездной динамике, как по характеру, так и по причинам их вызывающим (см., например, [4]).

В настоящем докладе приводится краткий обзор некоторых результатов, полученных о нестационарных движениях звезд в звездных ассоциациях, инициированных первой работой Блаау [3].

2. *Расширение звездных ассоциаций, определенные по собственным движениям.* Работа Блаау [3] о системе Per OB2, а также последующие исследования внутренних движений ОВ-звезд в ассоциациях основывались на собственных движениях.

Расширение ассоциации Per OB2 было вновь подтверждено в работе Делея и Блаау [5], основанной на более богатом наблюдательном материале о собственных движениях звезд в этой системе.

Результаты, свидетельствующие о расширительных движениях, в некоторых ближайших ОВ-ассоциациях были получены в исследованиях других авторов (см., например, [6]).

Доклад на симпозиуме „Birth and Evolution of Massive Stars and Stellar Groups" eds. W. Boland and H. van Woerden. 1985, 67—78. (Соавтор Л. В. Мирзоян).

Все эти результаты свидетельствуют о расширении возникающих молодых звездных групп.

Среди исследований этого периода имеются и такие, которые ставят под сомнение некоторые из вышеуказанных результатов. Например, в исследовании Вулли и Эггена [8], посвященном ассоциации Lac OB1, оспаривается вывод Блаау и Моргана [7] о расширении этой системы.

Однако эти сомнения в настоящее время, по-видимому, следует объяснить большими ошибками определения собственных движений звезд, использованных в указанных работах.

В этом смысле примечательно недавнее исследование Блаау [9], посвященное анализу собственных движений звезд в субассоциации Верхний Скорпион. В нем показано, что эта часть более протяженной системы (комплекса) В-звезд Скорпион—Центавр в настоящее время расширяется, со скоростью, соответствующей «кинематическому возрасту» 5×10^6 лет. Подчеркнем, что здесь речь идет о закономерности, относящейся к части звезд этой ассоциации—о группе звезд примерно одинакового возраста.

Этот результат для рассматриваемой проблемы весьма важен, так как он получен на основе изучения собственных движений звезд, определенных с более высокой точностью.

3. *Движения звезд в звездных ассоциациях, определенные по радиальным скоростям.* При отсутствии точных собственных движений для исследования внутренних движений звезд в ассоциациях можно использовать радиальные скорости, определения которых, в отличие от собственных движений, не так сильно отягощены ошибками, возрастающими с расстоянием звезд.

Метод использования радиальных скоростей звезд исходит из наблюдательного факта, что дисперсия пространственных скоростей звезд, возникающих в ассоциациях, значительная. Например, если в первых работах о движениях звезд в ассоциациях считалось, что эти скорости порядка 5—10 км/с (см., например, [2, 4]), то последующие исследования показали, что они в ассоциации Per OB1 доходят до 40 км/с [10], а среди ОВ-звезд встречаются и быстролетящие, обладающие пространственными скоростями порядка 100 км/с [11—13].

Можно показать, что при формировании звезд в ассоциациях и их вылете из ядер ассоциаций (центров звездообразования) из-за этой значительной дисперсии средняя скорость удаления от ядра должна монотонно возрастать при удалении от ядра.

Имея в виду ограниченное число ОВ-звезд с измеренными радиальными скоростями, в отдельных ассоциациях, этот вопрос был рассмотрен статистическим методом, для совокупности всех известных ОВ-ассоциаций. При этом учитывался тот факт, что во многих ассоциациях имеется несколько ядер.

С этой целью *суперпозицией* подсистем ОВ-звезд вокруг отдельных ядер наблюдаемых ассоциаций была составлена единственная одноядерная «синтетическая» ассоциация.

Очевидно, что в синтетической ассоциации можно допустить сферическую симметрию распределения звезд вокруг «ядра»—центра системы. В этом случае пространственные скорости звезд определятся их радиальными скоростями и поэтому можно заменить ими.

Применение этого метода с использованием радиальных скоростей около 300 ОВ-звезд и данных об известных ОВ-ассоциациях показало (см., например, [14, 15], что в синтетической ассоциации, как и следовало ожидать при ее расширении, средняя пространственная ско-

рость звезд возрастает с расстоянием от центра системы из-за того, что медленно движущиеся звезды за время их пребывания в классе ОВ не могут уйти далеко от центра ассоциации.

В последующем этот метод был разработан математически и применен как к синтетической ассоциации [16], так и к отдельной ассоциации Per OB1, где известны радиальные скорости около 40 ОВ-звезд [17]. Полученные результаты указывают на расширение в обеих системах.

4. *Области активного звездообразования в звездных ассоциациях.* Первая работа Блааy [3] о движениях группы звезд ранних спектральных классов в области вокруг χ Per (Per OB2) указывала на расширение этой группы ярких звезд. Очевидно, что определенный по этим движениям «кинематический возраст» относился только к этой группе. О движениях остальных, более слабых звезд ассоциации OB2 мы знаем очень мало. Поэтому, вероятно, было бы достаточно осторожно сказать, что ассоциация содержит расширяющуюся группу звезд, имеющую возраст порядка 1.3 миллиона лет.

До этой работы Блааy [3] указание на то, что в ассоциациях могут существовать несколько центров формирования звезд содержалось в работе Амбарцумяна и Маркаряна [18], посвященной исследованию звездной ассоциации в области вокруг P Cyg.

И в дальнейшем морфологическое исследование ближайших ОВ-ассоциаций показало, что в некоторых ассоциациях существуют несколько центров звездообразования (см., например, [4]).

С этой точки зрения группу вокруг χ Per в ассоциации Per OB2 [3], субассоциацию Верхний Скорпион [9], а также быстролетящие ОВ-звезды из области ассоциации Ориона, можно рассматривать как части (подсистемы) более крупных систем, где идут процессы звездообразования.

Эта особенность указывает на существование в ассоциациях отдельных областей активного звездообразования.

Именно это обстоятельство было учтено, при составлении синтетической ассоциации, как суперпозиции подсистем ОВ-звезд вокруг материнских ядер—центров их формирования, для изучения движений звезд в ассоциациях по их радиальным скоростям [14, 17].

Открытие Блааy и Морганом [11—13] быстролетящих ОВ-звезд дало, по-видимому, указание на то, что формирование звезд в ассоциациях длится довольно долго.

Направления движений звезд AE Aur, μCol и 53 Ari, обладающих большими пространственными скоростями, дали им основание допустить, что эти ОВ-звезды вылетели из ассоциации Ориона примерно в несколько миллионов лет назад, однако не одновременно. На основе полученных авторами данных можно допустить, что звезды AE Aur и μCOl возникли в одной группе 2.6 миллиона лет назад и удаляются от места формирования в противоположных направлениях со скоростью около 130 км/с, а 53 Ari возникла, по-видимому, ранее, 4.8 миллиона лет назад в другой группе и удаляется со сравнительно меньшей скоростью (около 70 км/с).

Хотя о судьбе других членов этих групп мы ничего не знаем, однако имеющиеся данные можно рассматривать как свидетельство о том, что в ассоциации Ориона возникли и, возможно, еще возникают небольшие группы звезд, расширяющиеся с разными скоростями.

Рассмотрим этот вопрос на основе современных наблюдательных данных, на примере ассоциации Ориона.

Выше было отмечено, что работы Блааy и Моргана [11—13] по-

казывают, что в ассоциации Ориона, в области (или областях) недалеко от Трапеции Ориона, несколько миллионов лет тому назад имело место формирование звезд и возникшие в это время быстролетящие ОВ-звезды AE Aur, μCoL и 53 Ari вылетели в разных направлениях.

Затем, имея в виду, что Трапеция Ориона—прототип систем типа Трапеции, является группой, принадлежащей по своему строению к распадающимся механическим системам (см. следующий раздел) и применяя для ее возраста оценку $\leqslant 10^7$ лет, мы можем говорить о том, что район Трапеции Ориона являлся областью звездообразования, где-то около 5×10^6 лет тому назад.

Наконец, мы теперь, на основании последних данных, относящихся к инфракрасным источникам, движениям CO-газа и H_2O-мазеров, можем говорить о современной области звездообразования в Орионе—области, составляющей лишь небольшую часть (меньше миллионной) объема звездной ассоциации. Именно и в нашу эпоху, вне всякого сомнения, в ассоциации Ориона наблюдаем области активного звездообразования в районе инфракрасных объектов IRc_2 (см., например, [19, 20]).

Все это свидетельствует о том, что в звездных ассоциациях звезды формируются группами, в разных местах и в разное время. Вследствие этого в современных звездных ассоциациях мы наблюдаем в общем случае звезды, возникшие в разных областях и в разное время, то есть несколько поколений звезд.

5. *Кратные системы типа Трапеции.* Существование таких систем типа Трапеции в звездных ассоциациях является одним из важных свидетельств в пользу группового характера процесса звездообразования в них [21].

Как известно, особенностью строения систем типа Трапеции является наличие в них, по крайней мере, трех компонентов, взаимные расстояния между которыми одного и того же порядка величины (отношение наибольшего расстояния к наименьшему не больше нескольких единиц, например 3).

В отличие от кратных систем *обыкновенного (или иерархического)* типа (например, тройные звезды, состоящие из более тесной пары и одного значительно более удаленного компонента, четверные звезды типа ε Лиры и т. д.), где движения звезд кеплеровские или почти кеплеровские, в кратных системах *типа Трапеции* движения звезд должны быть некеплеровскими и, как правило, непериодическими. Речь, конечно, идет о реальных Трапециях, а не о тех системах, в которых такое устройство является результатом проектирования.

Как известно, реальные Трапеции встречаются преимущественно среди кратных звезд, ярчайшие (главные) компоненты которых являются звездами спектральных классов OB2, и относительно редко среди кратных звезд с более поздними спектральными типами ярчайших звезд [21, 22].

По своему строению, а следовательно, и по характеру движений членов кратные системы типа Трапеции похожи на типичные галактические скопления звезд, отличаясь от них лишь гораздо меньшим количеством звезд. Более того, они иногда представляют собой конфигурацию ярких звезд, погруженную в более протяженное скопление, которое состоит из более слабых звезд, окружающих эту конфигурацию. Таким скоплением окружен, в частности, прототип таких систем—сама θ^1 Ориона.

Как и открытые звездные скопления, кратные системы типа Трапеции должны распадаться вследствие происходящих время от време-

ни сближений компонентов. Согласно формулам, применяемым к открытым скоплениям (см., например, [23]) время распада наблюдаемых Трапецией должно быть порядка 2×10^6 лет, хотя и возможны значительные отклонения от этой цифры. При этом мы предполагаем, что кратная система имеет отрицательную полную энергию. Если же предположить, в отличие от большинства скоплений, что полная энергия системы положительна, то для времени распада мы получаем всего лишь 10^5 лет. За такое время по крайней мере часть звезд непосредственно уйдет из системы.

Это означает, что в обоих случаях система должна успевать распасться за время, сравнимое со временем пребывания звезд OB2 в соответствующих спектральных подтипах.

С этими выводами находятся в согласии многие статистические данные, а также результаты компьютерного моделирования динамической эволюции систем типа Трапеции (см. подробнее в [22]).

Существенно, что при всех предположениях продолжительность жизни систем типа Трапеции меньше, чем возраст ассоциаций (порядка 10^7 лет) [1, 4]. Все это означает, что Трапеции в наблюдаемых ассоциациях являются результатом процессов, происходящих в области с диаметром от 0.1 до 0.4 парсек, имевших место за последние 10^6 лет. Иными словами, здесь речь идет о процессе образования группы в объеме, который более чем в один миллион раз меньше, чем объем типичной OB-ассоциации.

Возраст порядка 10^6 лет относится к Трапеции, как кратной системе. Его не следует путать с продолжительностью того интервала времени, когда происходило становление самих звезд как светящихся объектов. Этот последний интервал, судя по тому, что происходит недалеко от самой Трапеции Ориона в туманности Клейнмана-Лоу (KL) (см., например, [20]), должен быть существенно короче. Процессы интенсивного выбрасывания вещества, характерные для этого наиболее раннего этапа формирования звезд, длятся не более 10^5 лет. Поэтому если объект KL можно назвать *областью современного активного звездообразования*, то Трапецию Ориона, которая, вероятно, проходила такую же стадию, как туманность KL, следовало бы считать уже *областью недавнего звездообразования*.

Остановимся вкратце на судьбе систем типа Трапеции. Мы видели, что за время, оцененное в первых работах по Трапециям в 2×10^6 лет, Трапеции перестают быть таковыми. В дальнейшем был выполнен ряд численных экспериментов, подтвердивших, что взаимодействие членов Трапеций в большинстве случаев ведет к их распаду.

Весьма подробное изложение численного эксперимента мы находим в статье Аллен и Поведа [24]. К сожалению, авторы изложили свои результаты таким образом, что могло создаться впечатление, что результаты экспериментов противоречат выводу о неизбежной (или почти неизбежной) дезинтеграции первоначальной системы. Между тем результаты этих экспериментов целиком подтверждают эти выводы (см. [25]).

Действительно, в работе Аллен и Поведы [24] рассмотрены 30 шестикратных систем. В течение миллиона лет 16 из них распались. В трех случаях распад дошел до конца (т. е. в конце этого промежутка времени от них осталась лишь по двойной системе и двенадцать одиночных звезд), а в остальных 13 случаях были выброшены одна или две звезды. Но эти системы остались опять Трапециями, и очевидно, что дезинтеграция будет продолжаться. Из статистических соображений можно ожидать, что система, потерявшая один член, должна

дальше распадаться в среднем быстрее. Это и наблюдалось в эксперименте. Из указанных 13 случаев частичного распада в шести случаях было потеряно по одной звезде, а в семи системах оказались выброшенными по две звезды, т. е. после выброса одной звезды дальнейший распад ускоряется.

Из оставшихся 14 первоначальных шестикратных систем шесть сохранили конфигурацию типа Трапеции, и нет сомнения, что большинство их распадается в течение следующих одного или двух миллионов лет.

Несколько неожиданным результатом численного эксперимента [24] явилось то, что к концу промежутка в миллион лет 8 систем превратились в системы обыкновенного типа (иерархические), не потеряв при этом ни одного своего члена.

Для выяснения того, что можно ожидать в этом случае, вспомним, что в силу инвариантности законов движения в отношении обращения времени возможны и обратные превращения систем обыкновенного типа в Трапеции.

На примере тройной системы можно убедиться, что вероятность такого обратного превращения не должна быть очень мала. В самом деле, что значит превращение тройной системы типа Трапеции в обыкновенный триплет. Это означает, что одна из звезд выбрасывается из системы на большое расстояние. Получится тесная пара, а выброшенная звезда уходит по вытянутой орбите. Но тогда она должна и вернуться к тесной паре по этой же вытянутой орбите, где опять открывается возможность тройного сильного взаимодействия и, в частности, возможность потери выброшенной звездной кинетической энергии, в результате чего мы вновь получаем систему типа Трапеции. Конечно, это качественное рассуждение должно быть подкреплено количественными расчетами.

Таким образом, очевидно, что обратные превращения вообще должны иметь место, что их вероятность за большой промежуток времени не мала. Поэтому влияние выявленного в эксперименте относительно большого процента превращений Трапеции в обычные системы должно уменьшиться в связи с неизбежностью указанных обратных процессов, ведущих к возобновлению у системы способности распадаться. Если так, то некоторый процент наблюдаемых Трапеций может иметь возрасты, в несколько раз превышающие цифру в два миллиона лет.

Существенно, однако, что если сделать условное предположение, что все звезды возникают как члены систем типа Трапеции, то математические эксперименты рассмотренного типа могут привести к интересным результатам, которые можно было бы сравнить с наблюдениями.

В частности, уже сейчас напрашиваются следующие выводы:

1. В результате распада от каждой бывшей Трапеции остается по меньшей мере одна пара с отрицательной энергией или одна кратная система обыкновенного типа, возникшая из числа трех или четырех наиболее массивных звезд.

2. Выбросы одиночных звезд очень часты. Это главным образом звезды малых масс. Создается впечатление, что по меньшей мере одна треть всех звезд, входящих в Трапеции, должна превратиться в одиночные звезды.

Заметим, что в окрестностях Солнца реальный процент одиночных звезд, согласно наблюдениям [26], порядка 35%. Если считать, что наряду с Трапециями играет значительную роль и какой-либо другой независимый путь пополнения звезд поля, то, очевидно, надо от

него потребовать, чтобы он тоже давал лишь около трети или меньше одиночных звезд.

В качестве такого примера достаточно частного пути пополнения общего звездного поля Галактики следует привести изученную Блаау систему в Персее OB2 [3], т. е. возможное возникновение сравнительно более богатых, чем Трапеции, групп звезд с положительной энергией.

Но тут возникает вопрос, не сводится ли происхождение расширяющейся группы в Персей OB2 к разложению нескольких Трапеций? На этот вопрос пока трудно ответить.

Итак, можно не сомневаться, что дальнейшие более реалистичные расчеты приведут к определенному ответу на вопрос: какой процент всех звезд, возникших в Трапециях появится в общем звездном поле как одиночные или члены двойных, тройных и т. д. систем. Сравнение таких результатов с наблюдаемым распределением позволит сделать некоторые выводы о процессах возникновения звезд, в частности ответить на вопрос, какую роль могли бы играть процессы деления, отличные от тех, которые ведут к образованию Трапеций.

Следует отметить, что в работе Аллен и Поведа [24], как и других исследованиях по компьютерному моделированию движений звезд в системах типа Трапеции, для изучения их динамической эволюции, принимается допущение, что полная энергия этих систем отрицательная.

По этому поводу, следует сказать, что наблюдения дают некоторые (хотя не очень строгие) свидетельства в пользу положительности полных энергий для ряда Трапеций. Дискуссия таких наблюдений продолжается, и мы здесь не будем приводить аргументы за и против. Отметим только, что по возможности более точные наблюдения кратных систем типа Трапеции, приводимых в работах Салуквадзе (см., например, [22]), могут уже в ближайшие годы дать решение этого вопроса. Можно, в частности, его ожидать, после успешной работы астрономического спутника «HIPPARCOS».

6. *Проявления динамической и физической нестационарности в других молодых объектах.* Нестационарные (расширительные) движения наблюдаются также в системах других молодых объектов.

Следует прежде всего отметить, что значительное число динамически неустойчивых, распадающихся кратных звезд типа Трапеции обнаружены в T-ассоциациях, среди звезд типа T Тельца (см., например, [20, 27]).

На нестационарные, распадающиеся движения указывают собственные движения некоторых объектов Хербига-Аро (см., например, [28, 29]).

Свидетельства расширительных движений в областях звездообразования содержатся в последних радиоастрономических наблюдениях диффузной материи и космических мазеров (см., например, [3]).

Особое значение имеют те проявления нестационарности, которые обусловлены физической нестационарностью молодых звезд.

Давно известно, что у многих молодых звезд наблюдается явление спокойного истечения материи с поверхностных слоев. Об этом свидетельствуют наблюдаемые в их спектрах эмиссионные линии (звезды типов P Лебедя, Вольф-Райе, Be, T Тельца и др.), которые возникают в газовых оболочках, образующихся в результате этого истечения.

Новые наблюдения OB-звезд показали, что истечение значительного количества газовой материи наблюдается даже у звезд, не пока-

зывающих эмиссионные линии в видимой части спектра (см., например, [31]).

Следовательно, наряду с динамической неустойчивостью групп молодых звезд, истечение материи из молодых, недавно возникших звезд, обусловленное физической нестационарностью, является характерным их свойством.

7. *Заключение.* Рассмотренные выше результаты исследований движений звезд в звездных ассоциациях, начатых исторической работой Блаау [3], посвященной движениям ОВ-звезд в ассоциации Per OB2, свидетельствуют о том, что в этих системах имеют место нестационарные, расширительные движения (расхождение звезд из областей звездообразования), которые приводят к расширению, а в итоге — распаду этих систем.

Исследования внутренних движений и структуры звездных ассоциаций позволили в настоящее время вскрыть некоторые важные особенности процесса звездообразования, в которых можно было лишь подозревать.

Именно эти исследования определенно указывают на то, что в звездных ассоциациях звезды формируются в отдельных, распадающихся группах, которые имеют небольшие размеры по сравнению с размерами самих ассоциаций. Причем новые в данной ассоциации группы имеют разные «кинематические» возрасты, то есть процесс звездообразования в ассоциациях довольно длительный процесс.

Вследствие этого, возраст ассоциации всегда больше возрастов распадающихся групп, ее составляющих. Иначе говоря, в ассоциациях обычно существуют звезды нескольких поколений. Несмотря на это, возраст самой ассоциации в целом на несколько порядков величины меньше, чем возраст Галактики. В каждый период жизни они содержат в себе активные области звездообразования, наблюдаемые в виде динамически неустойчивых, расходящихся групп молодых звездных объектов.

Таким образом, наблюдательные данные полностью подтверждают представление о том, что звездные ассоциации являются очагами звездообразования в Галактике, где групповое возникновение звезд продолжается и в наше время. Вместе с тем они показывают, что звезды в ассоциациях формируются в разное время, сравнительно небольшими распадающимися группами.

Следует добавить, что наблюдаемые в звездных ассоциациях нестационарные явления динамической и физической природы, которые характерны для ранних стадий эволюции звезд [4, 6, 30], по всей вероятности, указывают на общее направление процессов, связанных с образованием и эволюцией звезд в современной Галактике: распад и рассеяние материи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Амбарцумян В. А. Эволюция звезд и астрофизика Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1947.
2. Амбарцумян В. А. Астрон. ж., 26, 3, 1949.
3. Blaauw A. Bull. Astron. Inst. Netherlands, 11, 405, 1952.
4. Ambartsumian V. A. IAU Transactions, Vol. 8, ed. P. Th. Oosterhoff, Cambridge University Press, Cambridge, 1954, p 665.
5. Delhaye J. Blaauw A. Bull. Astron. Inst. Netherlands, 12, 72, 1953.
6. Мирзоян Л. В. Нестационарность и эволюция звезд. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1981.

7. Blaauw A., Morgan W. Astrophys. J., 117, 256, 1953.
8. Wooley R. v. d. R., Eggen O. J. Observatory, 78, 1949. 1958.
9. Blaauw A. Problems of Physics and Evolution of the Universe, ed. L.V. Mirzoyan, Ac. Sci. Armenian SSR, Yerevan, 1978, p. 101.
10. Ambartsumian V. A. Max Planck Festschrift, Deutsch. Verl. Wiss., Berlin, 1958. s. 97.
11. Blaauw A., Morgan W. Bull. Astrophys. Inst. Netherlands, 12, 76, 1953.
12. Blaauw A., Morgan W. Astrophys. J., 119, 625, 1954.
13. Blaauw A. Scientific American, 191, No. 2, 36, 1956.
14. Мирзоян Л. В. Сообщ. Бюраканск. обс., 29, 81, 1961.
15. Mirzoyan L. V. IAU Transactions, Vol. 12B. ed. J.-C. Pecker, Academic Press London-New York, 1966, p. 419.
16. Мирзоян Л. В., Мнацаканян М. А. Астрофизика, 6, 411, 1970.
17. Мирзоян Л. В., Мнацаканян М. А. Астрофизика, 6, 377, 1970.
18. Амбарцумян В. А., Маркарян Б. Е. Сообщ. Бюраканск. обс., 2, 1949.
19. Fazio G. G. Frontiers of Astrophysics, ed. H Avreti, Harvard University Press, Cambridge, Massachusetts, London, 1976.
20. Downes D. Genzel D. Giant Molecular Clouds in the Galaxy, eds. P. M. Solomon, M. G. Edmunds, Pergamon Press, Oxford—New York, 1980, p. 161.
21. Амбарцумян В. А. Сообщ. Бюраканск. обс., 15, 3, 1954.
22. Мирзоян Л. В., Салуквадзе Г. Н. Астрофизика, 1984 (в печати).
23. Chandrasekhar S. Principles of Stellar Dynamics, Yerkes Odservatory, 1942.
24. Allen C., Poveda A. The Stability of the Solar System and Small Stellar Systems, IAU Symposium No. 62, ed. Y. Kozai, Reidel, Dordrecht-Boston, 1974, p. 239.
27. Салуквадзе Г. Н. Астрофизика, 16, 687, 1980.
26. Van de Kamp P. Publ. Astron. Soc. Pacific, 81, 5, 1969.
27. Салуквадзе Г. Н. Астрофизика, 16, 687, 1980.
28. Herbig G. H., Jones B. F. Astron. J., 86, 1232, 1981.
29. Mundt R. Stocke J. Stockman H. S. Astrophys. J., 265, L71, 1983.
30. Ambartsumian V. A. Comprendium in Astronomy, eds. E. G. Martolopoulos, P. S. Theocaris, L. N. Mavridis, Reidel, Dordrecht—Boston—London, 1982, p. 211.
31. Lozinskaya T. A. Astrophys. Sp. Science., 313, 1982.

ВЗГЛЯДЫ НА ПРОБЛЕМЫ ПРОИСХОЖДЕНИЯ ЗВЕЗД

Резюме

Изложены представления о процессе звездообразования, развиваемые в Бюраканской обсерватории за последние 35 лет. Они во многих отношениях противоположны распространенным среди теоретиков представлениям о конденсации звезд из туманностей. Именно отказ от традиционных представлений привел в свое время (1947—1949) к открытию звездообразования в звездных ассоциациях. Теперь, когда выяснилось, что рождение звезд сопровождается истечением из них вещества в окружающее пространство, нужны весьма искусственные схемы для примирения этого факта с представлениями о коллапсе диффузной материи. На самом деле истечение вещества из молодых звезд есть продолжение процесса дробления и распада, в результате которого звезды возникают из неизвестных, но более плотных тел. Поэтому истечение вещества из звезд имеет фундаментальное значение для будущей теории происхождения звезд.

1. ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ПО ВОПРОСАМ ПРОИСХОЖДЕНИЯ ЗВЕЗД

Развитие астрофизики за последние 60 лет показало, что астрофизические наблюдения дают нам очень обширные данные, имеющие отношение к эволюции звезд и (пока еще в более скромной степени) к происхождению звезд. Из всех этих данных можно сделать некоторые общие заключения, которые еще далеко не являются окончательными, но содержат довольно определенное указание на желательное направление дальнейших исследований и поисков. Мы имеем здесь в виду взгляды, которые стали формироваться в Бюраканской обсерватории, начиная с конца 40-х годов [1]. И хотя они перетерпели с течением времени некоторые изменения, они помогали нам в составлении программ дальнейшей работы нашего института. В частности, именно они позволили нам понять значение звездных ассоциаций и составить первые представления о процессах звездообразования в них, предвидеть явления распада звездных ассоциаций [2], *обнаружить явление активности ядер галактик*, понять значение сверхассоциаций и многих других явлений в активных галактиках [3]. Они обусловили также направление наших исследований в области вспыхивающих звезд [4].

1. В настоящее время некоторые эволюционные процессы, относящиеся к звездам и туманностям, поддаются почти непосредственному наблюдению. Если большинство из них не настолько быстротечны, чтобы совершаться на наших глазах, все же мы часто наблюдаем тела и системы в такой последовательности их состояний, что иногда удается связать эти состояния в некоторые эволюционные цепи.

Уже рассмотрение этих, более простых для понимания случаев (более прозрачных случаев) показало, что имеет место большое *раз-*

Доклад представлен на Третьей региональной астрономической конференции в Буэнос-Айресе, 2—3 декабря 1983 г.

Доклад представлен Э. С. Парсамян.

нообразие эволюционных процессов. Пример: область звездообразования в ассоциации Ориона совершенно не похожа на такую же область в ассоциации W 49 или в комплексе W 51. От них всех отличается комплекс, связанный с туманностью NGC 2244.

Буквально всюду мы замечаем различия в состояниях систем, представляющих собой только что возникшую группу звезд и истекающую из них диффузную материю, и, следовательно, можем заключить о различиях в характере процесса эволюции.

Нужна большая работа для того, чтобы в этих различных наблюдаемых примерах найти общие закономерности. Это самая трудная задача в рассматриваемой области. Между тем большое число астрофизиков, считающих себя теоретиками, по-видимому, думает, что задачу о происхождении звезд можно решить одним ударом, введя какую-либо одну остроумную схему-гипотезу. При этом они уделяют мало внимания указанному выше разнообразию наблюдаемых явлений. Мы даже начинаем подозревать, что разнообразие наблюдаемых фактов, не укладывающихся в простые схемы, начинает их раздражать.

С нашей точки зрения, будущая теория происхождения звезд должна явиться результатом правильной интерпретации и обобщения этих наблюдательных данных. Отсюда и различие в подходе к наблюдательным данным. Для нас эти последние составляют основу. Обобщение этих данных позволит найти те основные положения, из которых должна исходить будущая теория. Для них это средство проверки их умозрительных теоретических построений. Мы не отрицаем некоторой пользы, которая может быть получена при втором подходе. Но нас несколько удивляет, что во многих работах, посвященных разработке этого направления, предположение о том, что звезды возникают из диффузной материи, принимается как нечто само собой разумеющееся. Между тем, на наш взгляд, первый подход оказался гораздо более плодотворным, и мы предпочитаем отдавать свои силы его разработке.

2. Наблюдательные данные позволили установить, что подавляющее большинство звезд находится в более или менее стационарном состоянии в течение многих сотен лет. С другой стороны, небольшая часть звезд, в частности наиболее массивные звезды, а также туманности (в том числе и диффузные), переживают быстрые изменения. Эти объекты, по крайней мере в той форме, в которой мы их наблюдаем, либо возникли недавно, либо же и сейчас находятся в стадии формирования. Особенно это относится к туманностям.

Продолжая уделять внимание проблеме происхождения звезд, мы должны, как это явствует из сказанного, сосредоточить свое внимание также на происхождении и эволюции туманностей. Замечательно, что, как показывают наблюдения, массы почти всех гигантских комплексов туманностей возрастают в результате процессов интенсивного истечения вещества из находящихся в них массивных тел. Это, по-видимому, проливает свет на механизм образования диффузных туманностей. Вероятно, близка к разгадке и конечная судьба таких комплексов. Все данные говорят в пользу их неустойчивости и, в конечном счете, рассеяния в межзвездном пространстве.

Таким образом, имеется надежда, что как возникновение, так и конечная судьба больших комплексов диффузных туманностей (подобных комплексу в ассоциации Ориона) будут в ближайшее время поняты. Наблюдения дают прямые указания на то, что они возникают из вещества, выбрасываемого массивными объектами (в том числе и молодыми звездами), и затем *исчезают в результате рассеяния и распа-*

да. Иными словами, наблюдения, не принеся прямых подтверждений предположения о коллапсе диффузной материи, свидетельствуют о том, что *в природе доминирует прямо противоположный процесс*.

3. В то же время изучение результатов наблюдений дает возможность высказать некоторые утверждения о характере процесса звездообразования. В самой краткой форме они сводятся к следующему:

а. Звезды возникают группами в ОВ-ассоциациях и в Т-ассоциациях. Каждая из ОВ-ассоциаций, как правило, содержит гигантский комплекс диффузного вещества, большая часть которого представляется в виде молекулярного облака, обладающего массой порядка 10^4 $M_\odot$ и больше. Возникающая в составе ассоциации группа звезд бывает окружена большим диффузным молекулярным облаком. Из самого центра звездообразования, т. е. из только что сформировавшихся звезд, а возможно, также из еще присутствующих в центре области звездообразования дозвездных тел, происходит мощное истечение вещества, по меньшей мере в десятки раз более интенсивное, чем то истечение, которое происходит из уже сформировавшихся ОВ-звезд, находящихся вне молекулярного облака.

Этот факт я хотел бы сформулировать в виде одного простого вопроса и ответа. *Вопрос:* С чего начинается жизнь звезды?
Ответ: С весьма мощного истечения вещества из нее, которое за время порядка 10^5 лет существенно слабеет. В это же самое время начинается испускание электромагнитного излучения, которое не слабеет, а, возможно, даже на этом этапе усиливается со временем.

Как мы сказали выше, фаза, когда происходит мощное истечение, продолжается не более чем 10^5 лет. Между тем, согласно теоретическим расчетам, процесс гравитационного сгущения должен был бы занимать время порядка 10^6 лет и больше. Совершенно очевидно, что наблюдаемую фазу мощного истечения никак нельзя отождествлять с такой, теоретически предполагаемой фазой сжатия. В связи с этим теоретики, исходящие из гипотезы сжатия, должны допустить, что длительная фаза сжатия предшествует короткой, почти взрывной фазе истечения и последующего расширения окружающей туманности. По поводу такой картины (сперва сжатия, а потом расширения) можно сказать, что почему-то первая, более длительная фаза нигде не наблюдается, и утверждение о ее существовании основано лишь на предвзятых идеях. Но дело не только в этом. Можно спросить: откуда взялись в ассоциациях гигантские молекулярные облака? Изучая окрестности Солнца (радиусом порядка 200 пс), мы видим, что *гигантские молекулярные облака* или комплексы в подавляющем большинстве *находятся в звездных ассоциациях* [5]. Значит, продолжительность их жизни должна быть того же порядка, что и продолжительность жизни ассоциации (10^7 лет). Тогда остаются только две возможности: либо они возникли непосредственно перед возникновением соответствующей ассоциации, либо же они возникли внутри ассоциации за время ее жизни. От первого из этих предположений следует, по-видимому, отказаться. Никто не согласится считать, что гигантское молекулярное облако может возникнуть в пустоте, из ничего. А выдвигаемые некоторыми исследователями предположение о том, что в результате каких-то причин большое число диффузных туманностей малой массы может сливаться в гигантский молекулярный комплекс, неприемлемо. Такой процесс схождения туманностей потребовал бы 10^8 лет. Иными словами, мы должны были бы наблюдать в пространстве по крайней мере в несколько раз больше сближающихся между собой туманностей, чем количество ОВ-ассоциаций. Ничего подобного не наблюдается.

Остается только второе предположение, что гигантское молекулярное облако (GMC) возникает в ассоциации в процессе ее развития из тех же объектов, которые дают начало звездам, и из вещества, выброшенного только что сформировавшимися звездами. Остается предположить, что вся масса ассоциации, включая сюда и GMC, возникает в конечном счете из весьма плотных невидимых тел.

Уместно здесь отметить, что гипотезу о возникновении диффузных туманностей из вещества, выбрасываемого массивными звездами, выдвигал еще в тридцатых годах профессор Б. А. Воронцов-Вельяминов.

б. Сторонники сгущения могут указать на класс диффузных туманностей, которые по первому впечатлению могли бы казаться действительно сжимающимися объектами. Это темные глобулы Бока.

Привлекательность гипотезы об их всзможном сжатии обусловлена тем, что скорости движения вещества в них, определенные по линиям CO, очень малы—порядка 1—3 км/сек. Это значит, что такие движения не могли бы прямо запретить коллапс. И поскольку массы глобул невелики, то могли бы образоваться либо массивные одиночные звезды, либо небольшие группы звезд малой массы. Некоторое время тому назад такая гипотеза представлялась нам приемлемой. Однако обнаружение в небольшой части таких глобул кометарных туманностей изменило все дело. Наиболее замечательным примером является кометарная туманность, связанная со звездой PV Цефея, открытая в Бюракане. Наличие кометарной туманности означает несомненное истечение вещества из уже сформировавшейся звезды. Таким образом, и здесь, вместо предполагаемой теоретической схемы сжатия, имеет место реальный процесс истечения.

Могут возразить, что кометарные туманности наблюдаются не во всех темных глобулах. Однако надо учесть, что кометарную туманность и возбуждающую ее звезду мы можем наблюдать только в тех случаях, когда она находится в той части глобулы, которая обращена к нам. В более глубокой части и на противоположной стороне глобулы мы их увидеть не можем. Если оптическая толщина глобулы измеряется десятками единиц, то обнаружить кометарную туманность можно в редких случаях. Таким образом, скорее всего большинство глобул содержит такие туманности. Было бы весьма желательно попытаться обнаружить кометарные туманности с помощью инфракрасных наблюдений в области 2—3 мкм.

Итак, попытки где-либо обнаружить процесс сжатия в областях звездообразования пока не привели к положительным результатам.

в. Изложенные соображения позволяют думать, что представления об одновременном возникновении звезд и дуффузной материи из более плотных и более массивных тел являются более плодотворными и соответствующими реальности. Надо радоваться, что астрофизики-наблюдатели не оказались исключительно под влиянием только гипотезы о сжатии диффузного вещества и начинают приподнимать занавес, скрывающий картину процессов, сопровождающих звездообразование.

Нам кажется, что исходя из идей о том, что звезды и дуффузная материя совместно возникают из неизвестных массивных объектов, можно было бы наметить многообещающие программы новых наблюдений.

Что касается теоретической астрофизики, то здесь хотелось бы сосредоточить усилия на физике истекающей из звезд материи. Теория этого вопроса помогла бы достигнуть более полной и точной интерпретации всех явлений, наблюдаемых в областях звездообразования.

II. ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ПО ВОПРОСАМ ПРОИСХОЖДЕНИЯ ГАЛАКТИК

Тот факт, что возникновение звездных групп происходит в центрах звездообразования и что эти группы (например, системы типа Трапеции Ориона) сначала занимают очень малый объем, натолкнул на мысль о возможной эволюционной роли таких очень плотных образований, как *ядра галактик*.

В результате в середине 50-х годов у нас в Бюракане, взамен старого представления о том, что ядро каждой галактики является просто областью максимальной плотности звездного населения, возникла идея об активности ядер галактик, получившая в дальнейшем всеобщее распространение. Мы здесь не будем останавливаться на многочисленных работах по изучению процессов активности ядер в различных галактиках, которые выполнены в Бюракане. Эти результаты хорошо известны. Однако хочется отметить, что к правильной оценке значения активности ядер в Бюракане пришли только после того, как нами было опровергнуто ошибочное представление о радиогалактиках как сталкивающихся галактиках, и они стали сперва у нас, а затем повсюду рассматриваться как результат активности ядер.

Дальнейшее развитие идеи об активности ядер галактик привело нас в конечном счете к предположению о том, что каждая галактика является как бы *суммарным результатом длительной активности ее ядра*. Иными словами, жизнь галактики начинается с активных процессов в ее ядре.

Мы понимаем, что в те годы, когда это предположение было высказано, оно могло показаться чрезвычайно смелым. Однако после открытия квазаров стало очевидным, что ядро галактики в начальный период ее существования может обладать энергией, а также свойством выбрасывать материю, вполне достаточными для формирования многих деталей галактики, а может быть и всей галактики. Теперь уже эту гипотезу можно не считать чрезмерно смелой. Ведь в самом деле изучение галактик типа Сейферта позволяет сказать, что ядро дает начало, по крайней мере, значительной части находящегося в них межзвездного вещества. Поэтому, скорее, сейчас дискуссии подлежит вопрос, какие детали, какие массы данной галактики обязаны в конечном счете своим появлением ядру и какие могут иметь иное происхождение. Окончательный ответ на этот вопрос будет получен, конечно, еще не скоро, но необходимость получения наблюдательного материала для его решения открывает интересные пути для развития наших наблюдательных работ.

Однако и здесь имеется фундаментальное различие между нашими взглядами и воззрениями большинства теоретиков. Если указанные теоретики считают, что истечение вещества и другие признаки активности ядра являются вторичными явлениями, а первичной является гипотетическая «аккреция» диффузного вещества на ядро, мы склонны думать, что *основным фактором является истечение вещества и энергии* из ядра, которое сначала было изолированным и постепенно создавало вокруг себя галактику.

Мне хочется только обратить внимание на недавнюю статью профессора Оорта «О ядре нашей Галактики». В этом обзоре приведены чрезвычайно интересные данные об интенсивных истечениях из сравнительно мало массивного ядра нашей Галактики и о мини-спиралях, расположенных в области размерами 2 пс вокруг ядра. Эти новые данные, хотя и относящиеся к сравнительно мало активному ядру, несомненно помогут решению указанных вопросов. Отмечу также ,что мно-

гое можно ожидать также от изучения сверхассоциаций. Изучение сверхассоциаций (иначе называемых IIII-областями) было начато в Бюракане, но сейчас ведется во многих обсерваториях мира. Особенного внимания заслуживают работы профессора Хачикяна и его группы о связи, существующей между сверхассоциациями и ультрафиолетовыми галактиками, большие списки которых опубликованы бюраканскими астрономами. Интересно, в частности, что некоторые из этих ультрафиолетовых галактик по существу являются изолированными сверхассоциациями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Амбарцумян В. А. Эволюция звезд и астрофизика, Ереван, 1947 (на арм. и рус. яз.).
2. Амбарцумян В. А. Ж., 36, 3, 1949
3. Амбарцумян В. А. XI Сольвейская конференция, 241, 1958.
4. Амбарцумян В. А. Сообщ. Бюрак. обс., 13, 3, 1954.
5. Blitz L. and Shu F. H. Ap. J., 238, 148, 1980.
6. Blitz L. „New Observational Evidence Regarding the Lifetime of GMC complexes, Green Bank Workshop on" The Phases of the ISM (Preprint, 1981).

ДИСКУССИЯ

Маррако. Вы отвергаете коллапс массивных молекулярных облаков как источник звездообразования, так как вы не можете сказать, откуда появляются массивные облака.

Скажите пожалуйста нам, откуда появляется массивное плотное вещество?

Парсамян. Наблюдения показывают, что расширение (истечение) играет доминирующую роль в природе.

Феррер. Я хотел бы узнать, есть ли некоторый прогресс в познании физических свойств дозвездного вещества за последние годы?

Парсамян. Самое важное, это наблюдательные данные относительно молекулярных облаков в звездных ассоциациях.

Неизвестный. Есть ли советские астрономы, кроме Амбарцумяна, работающие над идеей образования звезд путем расширения массивного дозвездного вещества?

Парсамян. Группа физиков под руководством проф. Г. Саакяна из Ереванского университета.

СТАТЬИ ОБЩЕГО ХАРАКТЕРА

СОВРЕМЕННОЕ ЕСТЕСТВОЗНАНИЕ И ФИЛОСОФИЯ

Развитие современного естествознания остро поставило множество философских проблем, которые являются объектом пристального внимания как философов, так и естествоиспытателей. Вот почему, являясь специалистом в области астрофизики, я с удовольствием принял любезное приглашение выступить перед участниками XIV Международного философского конгресса. Конечно, я хорошо сознаю возникающие при этом трудности. Во-первых, как справедливо говорил Эйнштейн, «если вы хотите кое-что выяснить у физиков-теоретиков о методах, которые они применяют, я советую вам твердо придерживаться одного принципа: не слушайте, что они говорят, а лучше изучайте их действия» [1]. Эти слова, разумеется, могут быть отнесены и к астрофизикам. Во-вторых, не следует забывать, что естествоиспытатели не всегда в достаточной степени компетентны в различных философских тонкостях, так как философия имеет свою собственную область, лишь в некоторой «пограничной зоне» пересекающуюся с проблемами естествознания. Тем не менее, поскольку философские проблемы естествознания вызывают сейчас довольно частые дискуссии среди естествоиспытателей, в том числе в СССР, я все же позволю себе высказать свое мнение по некоторым из них.

1. РЕВОЛЮЦИЯ В ЕСТЕСТВОЗНАНИИ XX В.

Характерной чертой современного естествознания является проникновение его в новые, ранее неизвестные или недоступные для исследования области природы. Это привело к революции в наших представлениях о природе. Теории, считавшиеся универсальными, оказались применимыми лишь в определенных и довольно узких пределах. Многие укоренившиеся догмы, предвзятые утверждения и предрассудки, которые рассматривались как «незыблемые», стали теперь достоянием истории естествознания. Современное естествознание создало новые фундаментальные понятия и теории, новую естественнонаучную картину мира, более глубоко отражающую объективную реальность природы.

Многие результаты современного естествознания были необычными, ненаглядными, противоречащими так называемому «здравому смыслу». От привычного—к непривычному, «диковинному»—так определил суть «новейшей революции в естествознании» В. И. Ленин, анализируя в своей работе «Материализм и эмпириокритицизм» начальную фазу этой революции, связанную с формированием современной физики. Дальнейшее развитие естествознания доказало справедливость такого вывода.

Доклад на XIV Международном философском конгрессе (Вена, 1968 г.) Усп. физ. наук, т. 96, 3, 1968.

В настоящее время физика, которая была и остается лидером современного естествознания, развивается значительно более «спокойно», чем в начале XX в.: революция в ней пока закончилась. Выдающиеся достижения последних трех десятилетий основаны на применении уже известных физических понятий, законов и теорий.

Вместе с тем проникновение методов и достижений современной физики в другие науки—химию, биологию и т. д.—привело к их бурному развитию, созданию принципиально новых представлений, что с полным правом рассматривается как продолжение революции в современном естествознании.

В этой связи нередко высказывается мнение, что роль лидера естествознания уже переходит или в ближайшем будущем перейдет к биологии. Но с этим вряд ли можно согласиться. Конечно, следует ожидать, что проблемы биологии, привлекающие сейчас все больший интерес, могут оказаться в центре внимания всего естествознания, как это было в свое время с физическими проблемами. Однако нет оснований ожидать, что решение чрезвычайно сложных задач, связанных с выяснением сущности живого, потребует создания новых фундаментальных законов и теорий физики.

Временно уступив биологии свое место в отношении бурных темпов развития, физика все же сохраняет свое первенствующее положение в качестве фундамента всех других естественных наук, революционные изменения в котором неизбежно сказываются и на всех других науках о природе.

Серьезные шансы стать в ближайшем будущем подлинным лидером современного естествознания—если уже говорить об этом—имеет астрономия. Вплоть до последних десятилетий астрономы изучали объекты, известные фактически уже тысячи лет: планеты, кометы, звезды, рассеянное газово-пылевое вещество. Однако сейчас во Вселенной открыты объекты принципиально нового типа: ядра галактик, в которых происходят грандиозные взрывы, квазизвездные радиоисточники (квазары) и др. Попытки описать их в рамках известных сейчас фундаментальных физических теорий встречаются с огромными, возможно, непреодолимыми трудностями. Я считаю, что именно от астрономии следует уже в недалеком будущем ожидать выявления новых фактов, которые потребуют формулировки новых физических теорий, более общих, чем известные сейчас. Подробнее об этом будет сказано в п. 3.

В числе основных особенностей современного естествознания часто называют его «математизацию», «кибернетизацию», «космизацию»; авторов, которые считают подобные термины излишними, иногда обвиняют даже в «консерватизме». И все же введение этих «модных» ныне терминов лишь отчасти вызвано интересами существа дела.

Естествознание всегда стремилось везде, где возможно, изучать явления в количественном аспекте, описывая их математически. Понятно, что по мере усложнения изучаемых в естествознании явлений используется также все более сложный математический аппарат, получают применение все новые разделы математики. Но это не означает никакого принципиального изменения в задачах и методах естествознания. Соответственно, называя применение в естествознании достижений технической кибернетики, которые сами являются следствием развития естествознания, его «кибернетизацией», сторонники этого «модного» термина не ставят никакой реальной проблемы, ограничиваясь довольно бесплодными рассуждениями. Наконец, несомненно, что выход человечества в космос является мощным стимулом для развития всех естественных наук, поскольку они тесно взаимосвязаны. Но

и здесь пока не видно каких-либо особых тенденций, которые могли бы характеризоваться термином «космизация».

Вместо применения этих терминов лучше со всей силой подчеркнуть разнообразие средств, методов и направлений исследования, которое характерно в наше время для всех естественных наук.

2. ПРОБЛЕМА СУБЪЕКТА И ОБЪЕКТА ПОЗНАНИЯ

Естествознание XVII—XIX вв. исходило из ряда гносеологических предпосылок, основанных в конечном счете на философии метафизического материализма,—о пассивном, созерцательном характере процесса познания, о том, что объектом естествознания является непосредственно внешний мир, материя «сама по себе», о возможности получения полностью адекватного, «абсолютного» знания объективной реальности.

В ходе научной революции XX в. все эти предпосылки были опровергнуты, что дало повод для многочисленных утверждений о «крушении материализма» и появления ряда философских концепций в духе позитивизма, субъективного и объективного идеализма. Однако метафизический материализм нельзя отождествлять со всяким материализмом вообще. Более ста лет назад Карлом Марксом был создан диалектический материализм—новая, высшая форма материализма,—развитый затем В. И. Лениным.

С диалектико-материалистической точки зрения явления внешнего мира существуют до и независимо от сознания человека или человечества. Но объектом познания становятся фрагменты, аспекты, части материального мира, выделенные субъектом познания (под которым понимается человеческое общество, взятое с определенной его стороны) в процессе общественно-исторической практики и им «активно усваиваемые». (Таким образом, категория «материя» и «объект», «сознание» и «субъект» оказываются не тождественными). Активность субъекта познания приводит в конечном счете к приближенному отражению объективной реальности в знании, причем в ходе научного развития достигается все большая точность, адекватность знания.

Многие стороны проблемы субъекта и объекта познания за последние годы получили дальнейшее развитие в марксистской философской литературе, прежде всего в работах С. Л. Рубинштейна [2], П. В. Копнина [3], В. А. Лекторского [4], анализу проблемы субъекта и объекта познания в физике посвящены исследования М. А. Маркова [5], В. А. Фока [6], М. Э. Омельяновского [7], С. Г. Суворова [8], П. С. Дышлевого [9] и др. В этих работах убедительно показано, что идеи, высказанные основоположниками марксистской философии, в частности, по проблеме субъекта и объекта, не только не устарели, но и позволяют дать правильный анализ того «гносеологического урока», который, по словам Бора, преподала нам современная физика.

Когда сторонники субъективного идеализма, исходя из того, что познание природы возможно лишь на основе активного взаимодействия субъекта и объекта, стали утверждать, что тем самым навсегда покончено с объективной реальностью и ее независимым от субъекта существованием, то они, как выяснено в указанных работах, смешивали два разных вопроса: 1) существует ли объективная реальность вне и независимо от субъекта; 2) как она может быть отражена в знании.

Если говорить об активности субъекта на эмпирическом уровне познания, то, конечно, постановкой все более изощренных эксперимен-

тов и наблюдений мы задаем природе все большее число вопросов, причем направленность этих вопросов зависит как от круга интересов субъекта, так и от существующей системы знаний. Бесчисленное множество экспериментов ставится таким образом, чтобы ответить «да» или «нет» относительно предсказания той или иной теории. Прекрасным примером здесь могут служить наблюдения во время полных солнечных затмений для обнаружения эффекта искривления световых лучей в поле тяготения Солнца, предсказанного общей теорией относительности Эйнштейна. Несомненно, *направленность наших вопросов природе* должна оказывать известное влияние и на характер общих представлений о природе, составляемых на основе полученных ответов. Однако хорошо известно, что в процессе экспериментов и наблюдений природа, со своей стороны, ставит перед субъектом еще большее число вопросов, и подчас очень неожиданных. Например, астрофизик, изучающий строение отдаленных галактик, интересуется тем, что из каких типов звезд, хорошо известных нам в нашей Галактике, они состоят. И вот при этих наблюдениях обнаруживаются вспышки сверхновых, и таким образом открывается не только новый тип звездного «населения», но и новые процессы освобождения гигантских количеств энергии в природе, сущность которых является совершенно новой проблемой. Другой пример. Сейчас мы уже не удивляемся тому, что в космических лучах были открыты новые типы элементарных частиц, причем, возможно, мы знаем не все из них. Однако первое такое открытие—открытие позитрона в 1932 г.—было совершенно неожиданным, так как до тех пор были известны всего две элементарные частицы, протон и электрон. Казалось, что других частиц и не должно быть, и исследователи космических лучей вовсе не ставили своей целью обнаружение каких-либо новых частиц. Те, кто плохо знает историю науки, могут возразить, что существование позитрона было предсказано Дираком и что физики искали именно предсказанную им частицу. Но открытие позитрона оказалось неожиданным, поскольку Дирак в своей работе ошибочно отождествил предсказанные им «дырки» с протонами, и вплоть до открытия позитрона теоретики бились над вопросом, чем же в таком случае объясняется столь большое различие в массах частицы и античастицы.

Эти, может быть, довольно случайные примеры показывают, насколько неожиданными с точки зрения первоначальных интересов субъекта познания бывают вопросы, поставленные природой. Бывает и так, что в ответ на довольно неопределенные наши вопросы природа отвечает другими—весьма определенными, но трудными вопросами. Так, когда астрономы стали вести с помощью радиотелескопов наблюдения монохроматических линий гидроксила для выяснения пространственного распределения молекул OH в Галактике, то с первых же шагов они столкнулись с крайне компактными источниками, испускающими радиоволны в тех же спектральных линиях, и таким образом неожиданно возник очень интересный и трудный вопрос о природе этих объектов.

Конечно, для науки представляет определенную ценность результат любого правильно поставленного опыта; но все же следует признать, что наибольшим стимулом для научного прогресса являлись те случаи, когда природа давала неожиданные для исследователя ответы или ставила сама еще более неожиданные вопросы.

Что касается теоретического уровня познания, то следует прежде всего остановиться на изменении *способа описания* природы, которое произошло в современной физике. Квантовая физика показала, что

возмущения в состоянии микрообъекта, вносимые его взаимодействием с макроприбором, не могут быть сделаны сколь угодно малыми. Поэтому классическое описание квантовой системы становится невозможным. В связи с этим Бор обосновал необходимость принципиально нового, квантовомеханического (дополнительного) способа описания [10]. Этот способ описания был развит затем В. А. Фоком. Квантовомеханический способ описания является крупнейшим завоеванием не только физики, но и всего естествознания, так как он позволил в отношении очень широкой области качественно новых явлений отказаться от предрассудков, основанных на наивных представлениях, возникших из повседневного опыта.

Итак, и здесь попытки естествоиспытателей понять новую область явлений привели не только к неожиданным ответам, но и к неожиданно новой форме описания этих явлений. Физики должны были еще раз ощутить, с какой настойчивостью природа может заставить нас отказаться от старых представлений и ввести новые, предсказываемые наблюдением и экспериментом.

Современная теоретическая физика использует все новые и новые разделы математики. Многие разделы математики, которые родились в результате внутренней логики развития самой математики, вне всякой связи с физикой, оказались с течением времени необходимыми при построении фундаментальных теорий современной физики (неевклидова геометрия, тензорный анализ, теория групп). Это явление стали иногда рассматривать как «навязывание» субъектом природе ряда сложных математических закономерностей. Очевидно, однако, что именно бесконечное многообразие открываемых в природе новых явлений и возникающая в связи с этим необходимость обобщения результатов наблюдений и экспериментов вызывают потребность во все более мощном и сложном математическом аппарате. Было бы странно, если бы наблюдалась обратная картина, т. е. увеличивающееся разнообразие изучаемых явлений и законов природы укладывалось бы в сравнительно ограниченное число возможных простых математических схем. Поэтому вполне естественно, что некоторые типы математических теорий, разрабатывавшихся сначала в рамках «чистой» математики, с течением времени находят различные практические применения. Здесь играет большую роль также то, что математика применяется физикой для создания все более общих теорий и схем. Однако не всякая общая математическая схема находит свое применение в физике или в других отраслях естествознания. Например, риманова геометрия является одним из многих обобщений геометрии Евклида, но именно она нашла себе применение в общей теории относительности, тогда как многие другие варианты таких обобщений остаются чисто математическими построениями. Вероятно, многие из «воображаемых» геометрий так и останутся «свободными созданиями человеческого разума».

Все же это не дает никаких оснований недооценивать эвристическую роль математики. Достаточно напомнить, например, работы Шрёдингера, который, исходя из эмпирически установленного спектра значений энергии атома, понял, что можно надеяться найти дифференциальное уравнение, для которого этот спектр является решением задачи о собственных значениях. Конкретную форму этого уравнения он нашел из ряда дополнительных соображений, быть может, недостаточно строгих с точки зрения сегодняшних физических представлений, однако эвристическая роль математики для его открытия была очень велика. Тем не менее решающим был тот эмпирический факт, что спектр собственных значений энергии атома сразу напоминал спектр собст-

венных значений дифференциального уравнения. Еще более интересным является создание Дираком его уравнения электрона, на основе которого не только были описаны известные свойства электрона, но и, как уже упоминалось, была впервые поставлена проблема античастиц (хотя, повторяю, первоначально Дирак думал, что античастицей для электрона является протон). Здесь мы имеем дело со случаем, когда математическая теория неожиданно для самого ее автора оказалась способной объяснить непредвидимый заранее круг явлений.

Вероятно, можно привести еще более разительные примеры открытия новых явлений, исходя из описывающих природу математических законов. Но значит ли это, что физические теории, как правило, могут развиваться без обращения к опыту и должны лишь «в конечном счете» находить опытное «оправдание»? Не может быть ничего ошибочнее такого заключения. В самом деле, вернемся к рассмотренным нами примерам. Уравнение Шрёдингера, как и все законы квантовой механики, учитывало огромное количество эмпирических данных атомной физики, являясь их обобщением. Уравнение Дирака было получено исходя из релятивистского уравнения Шрёдингера и некоторых дополнительных требований, наложенных необходимостью учета спина электрона и исключения всех высших производных по времени. Последнее требование в конечном счете также было обусловлено опытными данными. Поэтому уравнение Дирака явилось новым, более точным и логически более правильным обобщенным описанием свойств электрона. И нет ничего удивительного, что это новое обобщение одного из законов природы привело к следствиям, которые нельзя было предвидеть при самом составлении уравнения. Здесь в определенном смысле повторилась старая история. Закон Ньютона был сначала получен для солнечной системы, имеющей, как известно, весьма своеобразное строение, но он оказался применимым и к далеким звездным системам.

Таким образом, дело не в том, что физические теории должны создаваться непременно на основе метода «математических гипотез», но и в том, что законы природы обладают иногда общностью, далеко превосходящей ограниченный круг явлений, из изучения которого они получены. Известно множество примеров того, как важнейшие законы и закономерности природы были найдены именно из обобщения опытных данных, а не из построения математических гипотез. Сошлемся также на свидетельство Гейзенберга о методе исследования Бора: «Для Бора признание взаимосвязей исходило не из математического анализа положенных в основу теории предположений, а из интенсивного изучения самих явлений, что позволяло ему чувствовать взаимосвязи скорее интуитивно, нежели выводить их формально» [11].

Вопрос о роли интуиции в естественнонаучном исследовании представляет большой интерес. Иногда дело изображается таким образом, что интуиция—это какое-то «прозрение», ни на чем объективном не основанное. Однако «пророческие» выводы в естествознании, намного опережающие свое время, чаще всего основаны на тщательном продумывании имеющихся фактических данных и умении из многих возможных вариантов их объяснения выбрать тот, который имеет некоторый, быть может, едва заметный перевес по сравнению с другими, являясь более близким к истине. В этом умении правильно оценить ситуацию и состоит интуиция естествоиспытателя.

Итак, современное развитие наук о природе и, в частности, физики убеждает нас, что, несмотря на все возрастающую активность субъекта познания, выводы этих наук сейчас, как и раньше, соответствуют

существующей вне и независимо от субъекта объективной реальности, точнее, определенным ее сторонам.

Природа бесконечно многообразна в своих проявлениях, а выбор путей ее исследования, как уже отмечалось, обладает значительной неоднозначностью. В этих условиях естествознание на каждом этапе развития способно охватить лишь определенные области явлений природы, причем, как правило, лишь отдельные их аспекты и стороны. Правда, объект исследования естествознания все более расширяется, а наши знания о природе становятся все более адекватными ей, но это не меняет того факта, что в каждый данный момент естествознание имеет дело лишь с ограниченным количеством аспектов той части объективной реальности, которая выделена имеющимися эмпирическими и теоретическими средствами и представляет собой «мир» естествоиспытателя. Выбор этих аспектов исследования природы обусловлен потребностями общественно-исторической практики человечества, условиями и логикой развития науки.

Те аспекты объективной реальности, с которыми имеет дело физика, удобно называть *физической реальностью*. В области квантовых явлений понятие физической реальности включает не только микрообъект, но и *условия познания*, поскольку мы должны учитывать здесь конечную величину взаимодействия макроприбора с микрообъектом. Многие авторы, ссылаясь на прежние работы Бора, говорят о наличии «принципиальной неконтролируемости» во взаимодействии микрообъекта и макроприбора. Следует отметить, что термин «неконтролируемость» в данном случае является неудачным, так как он создает впечатление, что могут существовать взаимодействия, не поддающиеся физическому исследованию. На самом деле, как подчеркнул В. А. Фок [12], речь идет о логической взаимосвязи между квантовомеханическим и классическим способами описания, причем при переходе с квантового языка на классический происходит как бы утрата точности. Именно это и имел в виду Бор, говоря о «неконтролируемом взаимодействии». В самых последних своих работах он уже не применял этого термина.

В области астрофизических явлений точность информации о состоянии изучаемых объектов практически не зависит от обратного воздействия на них прибора и наблюдателя. Однако астрономия, наряду с такими объектами, как планеты, звезды, галактики, сделала объектом изучения всю систему галактик, пределов которой мы еще не достигли. Поэтому как различные количественные характеристики, приписываемые этой области, так и ее теоретические описания, даваемые различными космологическими теориями, являются экстраполяциями, иногда очень смелыми, но пока недостаточно плодотворными. Особенность ситуации, создавшейся в современной космологии, состоит в том, что для описания Метагалактики вводятся математические модели, построенные на основе общей теории относительности, причем Метагалактика отождествляется со Вселенной как целым.

Оказывается, что такие модели могут описать в определенном приближении некоторые уже известные свойства Метагалактики. В последнее время они позволили даже описать один новый факт—наличие «реликтового» микроволнового излучения в Метагалактике и распределение энергии в нем. Мы особо подчеркиваем этот успех, так как еще недавно могло казаться, что указанные модели не описывают ничего сверх тех данных, которые использовались при их построении. Таким образом, способность теории описать даже один только новый факт не следует недооценивать. Вместе с тем это обстоятельство сви-

детельствует о том, что упомянутые модели — не окончательные теории, а лишь первые попытки построения общей теории Метагалактики.

Вопрос же о единственности последней нельзя считать решенным. Данные современной астрофизики не исключают предположения о существовании других метагалактик. Единственное, что можно утверждать, это то, что мы не имеем никаких данных о них и о способах их связи и взаимодействии с нашей Метагалактикой. Вероятно, эти способы окажутся совершенно отличными от тех, которые мы можем себе так наглядно представить, как, например, мы представляем взаимодействие двух систем, находящихся на некотором расстоянии друг от друга в евклидовом пространстве.

Проблема построения и интерпретации космологических моделей приводит нас к более общей проблеме — о роли моделей в познании и их адекватности моделируемому объекту.

Несмотря на формальную безукоризненность той или иной модели, часто оказывается, что она вовсе не соответствует моделируемому объекту или удовлетворительно описывает только отдельные несущественные его стороны. Это бывает в случаях, когда исходные допущения, принятые при построении модели, далеки от условий, соответствующих реальному объекту. Интересным примером может служить модель «атома Бора», которая, базируясь на несколько измененной форме классической механики, описывала определенный, довольно узкий круг атомных явлений. Однако, строго говоря, она не была адекватна этим явлениям, так как принципы, положенные в основу модели, были неприменимы к условиям микромира. Возможность построения моделей, очень близко описывающих атомные явления, появилась лишь после создания квантовой механики.

Еще один пример. Когда А. А. Белопольский сделал свое знаменитое открытие периодического изменения лучевых скоростей цефеид, сразу же была предложена модель, объясняющая наблюдаемые явления двойственностью этих звезд. В дальнейшем, однако, выявилось полное несоответствие этой модели статистическим данным об изменениях лучевых скоростей цефеид, установленным из наблюдений. Должна была появиться смелая идея о пульсациях цефеид, чтобы на ее основе стало возможно приблизиться к действительному пониманию процессов в этих звездах. Первые модели пульсаций, исходившие из допущения об их линейном характере, были крайне грубыми и описывали лишь отдельные аспекты изучаемого явления. Только нелинейная теория пульсаций, созданная в самые последние годы, позволила описать их сравнительно адекватно. Но на этом этапе теория пульсаций получила столь значительное развитие и вместе с тем позволила обратить внимание на такое большое количество новых фактов, еще требующих истолкования, что астрофизики говорят теперь уже не столько о моделях, сколько о математическом описании сложнейших явлений в цефеидах.

До сих пор речь шла о том, что допущения, положенные в основу модели, должны быть по возможности более адекватны реальным условиям в моделируемом объекте. Но успех моделирования в решающей степени зависит от того, достаточны ли в изучаемых условиях используемые нами физические закономерности, законы и теории, в том числе и фундаментальные законы и теории физики.

Принятая сейчас форма основных законов физики базируется на изучении свойств вещества хотя и в широком, но ограниченном диапазоне физических условий. В условиях, резко отличных от уже известных, эти законы могут оказаться неприменимыми и должны будут под-

вергнуться дальнейшим уточнениям и *обобщению*, что лишь усилит их значение и расширит область их применимости. В самом деле, законы физики представляют собой обобщение определенной совокупности фактических данных, выраженное в возможно более простой и краткой форме. Однако нельзя думать, что система законов теоретической физики, полученная на каком-то определенном этапе развития науки, является абсолютно точной, законченной и не подлежащей дальнейшему обобщению. Эти законы лишь неполно, приближенно отражают объективную реальность и не только могут, но и должны подвергаться уточнениям и обобщению. (Уточнение и обобщение законов природы — это обычно единый процесс. Например, переход от классической механики к специальной теории относительности явился и уточнением классической механики, и обобщением ее на случай больших скоростей).

Такой взгляд исходит из анализа развития современного естествознания, которое открывает с течением времени все большое многообразие новых, ранее неизвестных явлений, качественно отличных от тех, с которыми оно имело дело прежде. Для их описания мы уже не раз оказывались вынужденными обобщать физические законы и теории.

Я хотел бы быть правильно понятым. Когда мы говорим о возможности того, что даже такие хорошо обоснованные физические теории, как квантовая механика, специальная и общая теория относительности, имеют лишь ограниченную область применимости, это может дать повод радоваться людям, для которых они являются слишком «странными» и далеко идущими в отказе от привычных представлений. На самом же деле мы хотим сказать, что там, где кончается область применимости известных сейчас фундаментальных физических теорий, должны существовать еще более необычные условия, описание которых потребует создания более общих фундаментальных теорий, еще решительнее порывающих с классическими представлениями, а не представляющих какой-то «возврат» к ним.

Критикуя некоторые стороны применения метода моделей в естествознании, особенно в той форме, какую оно приняло в астрофизике и космологии, мы, конечно, не стремимся бросить тень на сам этот метод. Все дело лишь в том, что очень часто модели строятся без предварительного (или параллельного) анализа их исходных предпосылок. Но нельзя забывать, что построение моделей оказывается полезным тогда, когда оно исходит из тщательного изучения фактических данных и, по возможности, достаточно надежных предположений. Чем более точно удается обеспечить степень адекватности исходных предпосылок условиям, в которых происходит явление, тем более ценной может оказаться модель. Ценность модели наиболее полно выражается в том, что она позволяет предсказывать какие-то новые явления. Известно, что астрофизики уже десятки лет разрабатывают модели внутреннего строения звезд главной последовательности на диаграмме Герцшпрунга—Рессела, основанные, как всем нам кажется, на довольно разумных предпосылках. Но, несмотря на гигантскую по объему работу, несмотря на то, что астрофизика буквально переполнена неожиданными открытиями, на основе современной теории внутреннего строения звезд не было предсказано какого-либо принципиально нового явления, которое было бы затем обнаружено наблюдениями. С другой стороны, после открытия новых фактов их обычно удавалось «согласовать» с теорией путем введения более или менее произвольных дополнительных гипотез. Все это лишает разработанные в настоящее время модели внутреннего строения звезд значительной части их

ценности, говорит об их недостаточности. Еще хуже обстоит дело с «моделями Вселенной» в космологии.

Итак, природа снова оказывается гораздо богаче представлений о ней, сложившихся в современном естествознании, а бесчисленные «сюрпризы», которые она преподносит исследователям, делают ее изучение захватывающе интересным.

3. ПРОБЛЕМА ЕДИНСТВА ЕСТЕСТВЕННОНАУЧНОЙ КАРТИНЫ МИРА

До начала XX в. в естествознании было общепринятым представление об универсальности законов классической механики, «сводимости» к ним всех других закономерностей природы. На основе этого представления и была построена механическая картина мира. Тому, что далеко не всем явлениям природы удалось дать механическое объяснение, не придавалось существенного значения. Считалось, что это — временно.

Научная революция XX в. разрушила эти метафизические воззрения: стало совершенно очевидным, что многообразие известных явлений природы невозможно втиснуть в узкие механистические рамки. С другой стороны, грандиозные успехи современной физики и ее впечатляющих применений привели к соблазну считать, что некоторое новое, но опять завершенное, по крайней мере в общих чертах, единство естественнонаучной картины мира может быть достигнуто на основе фундаментальных законов современной физики, т. е. вся совокупность известных явлений природы — физических, астрофизических, химических, геологических, биологических и т. д., причем как уже известных, так и еще не открытых — может быть сведена к этим законам.

Между тем ясно, что хотя при изучении, например, явлений жизни методами физики мы имеем дело с обычными физическими процессами, но чрезвычайно сложная структура молекул, белков, наследственного вещества хромосом и клетки в целом определяет ряд специфических новых качеств живого, которые и изучаются биологией (применение к этим системам принципа дополнительности Бора выявляет серьезные трудности, относящиеся к описанию состояния этих систем; их дальнейшее изучение привести к новым способам описания, адекватным системам данного типа).

Для дальнейшего обсуждения вопроса о возможности «сведения» явлений жизни к физике мы остановимся на двух важнейших тенденциях в развитии современного естествознания. Первая из них, которую можно назвать аналитической, заключается в сведении изучаемых нами сложных явлений к простым и, далее, в нахождении наиболее простых и вместе с тем возможно более общих закономерностей природы. Например, разнообразие планетных движений и их возмущений удалось свести к закону тяготения Ньютона. Многие свойства вещества удалось объяснить на основе представления, что во всех трех агрегатных состояниях вещества — твердом, жидком и газообразном — оно состоит из молекул и атомов. Сложнейшая структура атомных и молекулярных спектров была описана исходя из относительно простых и общих законов квантовой механики. Все разнообразие химических соединений удалось свести всего лишь к сотне с небольшим элементов периодической системы Менделеева. Таким образом, аналитический метод одерживал победу за победой (иногда заставляя нас, естествоиспытателей, думать, что только он является единственным подлинно научным методом познания природы).

Но история естествознания за последнее столетие свидетельствует

о том, что блестящие успехи в познании природы часто являлись также результатом применения синтетического метода, возникшего из тенденции выводить закономерности сложных явлений на основе знания элементарных (часто называемых фундаментальными) законов природы. Простейшим примером может служить создание кинетической теории газов. Совершенно очевидно, что рассмотрение поведения отдельной молекулы не позволяет вывести законы идеальных газов, тогда как статистическое рассмотрение ансамбля молекул дает возможность построить кинетическую теорию не только идеальных, но и реальных газов. При этом в ансамбле из большого числа частиц появляются новые свойства—как следствие не только свойств отдельной молекулы, но, в значительно большей степени, статистических закономерностей, присущих только ансамблю частиц (диффузия, теплопроводность и др). На этом простом примере мы видим, что система обладает закономерностями, качественно отличными от тех, которыми обладает каждый ее элемент в отдельности. Еще более поразительны свойства тел с упорядоченным расположением частиц, о чем свидетельствуют, например, явления проводимости, сверхпроводимости, ферромагнетизма. (И было бы неверно считать, что исследования на основе синтетического метода—не наука, а, так сказать, уже ее приложения). Очень важную роль синтетический метод играет в астрономии. Теория переноса излучения в газовых туманностях, теория внутреннего строения звезд, теория звездных систем—примеры подобного синтеза. Выясняется, что астрономии необходим не только теоретический синтез систем, состоящих из атомов, но и синтез, например, нейтронных и гиперонных конфигураций звездных масс, т. е. конфигураций, состоящих из элементарных частиц [13, 14].

Если в астрономии синтез производится теоретически и преследует цель глубже понять изучаемый космический объект, то в лабораторной физике, химии, биологии наряду с теоретическим синтезом большую роль играет экспериментальная реализация сложных систем, как предварительно рассмотренных теоретически, так и построенных методом проб и ошибок.

Чем выше уровень организации системы, тем в большей степени на первый план выдвигаются взаимосвязь и взаимодействие ее элементов. В результате у системы появляются все более сложные качества, закономерности которых могут оказаться настолько существенными для системы, что элементарные законы, которым подчиняются отдельные части этой системы, начинают играть лишь подчиненную роль. В этом смысле биологические системы должны рассматриваться как результат естественного синтеза, ведущего к появлению новых свойств, по сравнению с которыми первоначальные физико-химические свойства элементов этих систем являются тривиальными, и просто смешно «сводить» живые организмы к простой сумме составляющих ее элементов. (Разумеется, многие менее существенные свойства живых организмов могут получиться именно путем простого суммирования: например, вес организма равен сумме весов его элементов и т. д.).

Синтетические тенденции в развитии естествознания оказали огромное влияние на современную технику. Атомные котлы, полупроводники, тонкий химический синтез—все это примеры возникновения, в результате научных открытий, целых направлений новой техники. Можно упомянуть и такие факты, когда области науки, созданные на основе синтетического метода и уже получившие широкое применение в технике, продолжают свое дальнейшее развитие в рамках науки. Примером может служить создание лазеров и мазеров. Вероятно, такое же

положение еще долго будет иметь место в отношении синтеза белка.

Подобно тому как аналитический метод, несмотря на все свои успехи, не привел и не может привести к установлению каких-то «окончательных» и «самых общих» законов элементарных явлений, так и успехи синтетического метода при всем его могуществе и значении для самых разных областей естествознания не дают оснований считать, что мы находимся на пороге синтеза «окончательной», хотя бы в основных чертах, единой естественнонаучной картины мира, в которой остались только мелкие «недоделки», в частности в области физики высоких энергий. Подобные взгляды, высказываемые время от времени довольно многими естествоиспытателями, представляются такими же наивными, как и гордая уверенность физиков конца XIX в. в том, что на долю потомков в их науке не остается почти ничего существенного. Лорд Кельвин был одним из очень немногих, заметивших на небосводе классической физики два «маленьких» облачка: «ультрафиолетовую катастрофу» в теории излучения и отрицательный результат опыта Майкельсона при попытке обнаружить скорость Земли относительно эфира. Но из этих двух «облачков» родились такие научные исполины, как квантовая механика и теория относительности! В наши дни аналогичное положение сложилось в астрономии.

Занимаясь теоретическим синтезом звездных систем, состоящих из большого числа звезд, астрономы смогли понять многие свойства звездных групп, скоплений и галактик. Еще в конце 40-х годов казалось, что ядра галактик также состоят из одних только звезд. Однако наблюдения показали, что явления в ядрах галактик—прежде всего происходящие в них грандиозные взрывы, по сравнению с которыми взрывы сверхновых, считавшиеся до сих пор самыми мощными процессами выделения энергии в природе, кажутся детскими игрушками,—нельзя объяснить, если считать их совокупностями звезд. Оказалось, что в состав, по крайней мере некоторых, ядер галактик входят отличные от звезд сверхмассивные тела, способные к таким взрывам. В настоящее время есть веские основания допустить, что процессы, обусловливающие эти взрывы, вряд ли смогут быть описаны в рамках известных физических законов. То же самое следует сказать и о процессах выделения энергии в открытых в 1963 г. квазарах.

Те физики, которые считают, что известные сейчас фундаментальные физические теории достаточны для описания всего многообразия явлений во Вселенной, сначала с недоверием отнеслись к фактам, свидетельствующим о громадных запасах энергии в ядрах многих галактик, а когда такие факты были установлены вполне надежно, пытаются объяснить их с точки зрения известных физических представлений, например, на основе механизма гравитационного коллапса. Но поскольку новые исследования показывают, что этим ничего добиться нельзя, их точка зрения об универсальности фундаментальных теорий современной физики буквально повисает в воздухе. Здесь уместно вспомнить глубокую мысль Гейзенберга: «... Переход точных естественных наук от ранее исследованных областей опыта к новым областям никогда не будет означать простого применения уже известных законов к этим новым областям. Наоборот, действительно новые области опыта всегда будут вести к возникновению новых систем научных понятий и законов, не хуже старых поддающихся рациональному анализу, но обладающих существенно отличной природой» [15].

С нашей точки зрения, идея о том, что бесконечное число *явлений* природы может быть понято на основании ограниченного числа фундаментальных законов и теорий, является недостаточной. Природа

бесконечна в своем многообразии даже в отношении *уровня законов*, т. е. какие бы общие и «окончательные» законы, описывающие фундаментальные свойства материи, мы ни установили, они всегда в принципе имеют лишь ограниченную область применимости. Следовательно, любая единая естественнонаучная картина мира представляет собой лишь относительно завершенный теоретический синтез знаний и по мере дальнейшего исследования природы будет сменяться новыми, но всегда лишь относительно завершенными «едиными картинами мира» все большей степени общности и точности.

4. ПРОБЛЕМА РАЗВИТИЯ В СОВРЕМЕННОМ ЕСТЕСТВОЗНАНИИ

Хорошо известно, что идея развития пробила себе дорогу в естествознании уже в конце XVIII в. Мы имеем в виду знаменитую космогоническую гипотезу Лапласа, историческое значение которой трудно переоценить. Однако конкретная форма идеи развития в естествознании того времени—форма механистического эволюционизма—была еще крайне несовершенна. Кроме того, многие естествоиспытатели, быть может, бессознательно находясь под сильным влиянием примеров циклической (периодической) смены явлений, хорошо известных из повседневной жизни (смена дня и ночи, смена времен года, сезонные изменения в природе и т. д.), рассматривали развитие как механический круговорот, в котором происходит интеграция систем из некоторых «простейших» элементов и последующий распад их на эти же элементы, причем каждый цикл развития завершается возвращением к исходному пункту. Правда, дальнейшее проникновение идеи развития в естественные науки все больше подрывало как механистический эволюционизм (огромное значение здесь имело создание теории Дарвина и впоследствии теории мутаций), так и представление о механическом круговороте (открытие принципа возрастания энтропии и его применение ко все большему числу более разнообразных систем).

Все же в некоторых областях естествознания механистический эволюционизм находил себе убежище вплоть до конца первой трети XX в., например, в астрономии, где ряд специфических трудностей изучения космогонических процессов и отсутствие достаточного количества эмпирических данных приводили к появлению великого множества необоснованных, часто лишенных эвристической ценности «космогонических гипотез». В этих гипотезах принималось, что все состояния небесных объектов почти стационарны, так что их эволюция состоит в плавном, крайне медленном переходе от одного стационарного состояния к другому стационарному состоянию.

В соответствии с традицией, восходящей к космогоническим гипотезам XVIII—XIX вв., считалось, что все небесные тела возникли из некогда существовавшей протяженной туманности. Тот факт, что в нашей Галактике мы не наблюдали очень больших масс диффузной материи и подавляющая часть ее вещества сосредоточена в звездах, с этой точки зрения означал, что процесс образования звезд Галактики в основном завершился в какую-то отдаленную эпоху в прошлом, причем Галактика в ее современном состоянии не переживает сколько-нибудь быстрого, доступного наблюдениям развития.

Очевидно, однако, что при изучении эволюции того или иного объекта особенно важно исходить не из априорных допущений, а из анализа свойств данного объекта, выведенных на основе обобщений наблюдательных данных, поскольку каждому уровню материального мира

соответствуют не только свои собственные структурные, но и отличные от других уровней эволюционные закономерности.

Ясно также, что закономерности развития объекта на любом структурном уровне организации материи могут быть обусловлены такими факторами, которые мало заметны при рассмотрении стационарных, равновесных состояний объекта, так что особое внимание следует обратить на поиски и изучение нестационарных, неравновесных состояний различных объектов, тем более что уже сравнительно давно астрономия открыла много типов космических тел, в которых происходят относительно быстрые изменения, иногда носящие катастрофический характер.

Исследования, основанные на систематическом применении такого подхода, были начаты нами впервые в 30-х годах в Ленинградском университете и продолжаются сейчас в Бюраканской обсерватории. Они привели к формулировке новых представлений о темпах и путях развития многих типов звезд и звездных систем.

Анализ наблюдательных данных относительно стационарности или нестационарности звезд и звездных групп, входящих в Галактику, показал, что наша Галактика, в противоположность общепринятым ранее представлениям, является системой, в которой происходят бурные и подчас весьма быстрые изменения.

Применение принципов звездной динамики к открытым звездным скоплениям привело к выводу, что, даже если такие скопления находятся в «стационарном» состоянии, в результате взаимодействия звезд они должны как бы «испаряться». В результате этого процесса многие скопления должны будут исчезнуть в течение всего лишь нескольких сотен миллионов лет, а некоторые из них—даже в течение немногих десятков миллионов лет.

Такому же анализу была подвергнута совокупность визуально-двойных звезд Галактики. Выяснилось, что процессы распада звездных пар, происходящие вследствие их встреч со звездами окружающего поля, доминируют над процессами возникновения новых пар при случайных сближениях звезд.

Количество одиночных звезд в общем звездном поле Галактики постоянно растет за счет распада скоплений и визуально-двойных звезд, причем этот процесс идет только в одном направлении. Таким образом, *распад и рассеяние* (в полном соответствии со вторым началом термодинамики) характеризуют общую направленность процессов в нашей Галактике и, как оказалось впоследствии, также и в других галактиках.

В этих работах также было сформулировано понятие «короткой шкалы» возраста Галактики и образующих ее звезд [16]. Согласно «долгой шкале», принятой в начале 30-х годов, предполагалось, что возраст звезд Галактики составляет 10^{12}—10^{13} лет. Но открытие неизбежного распада звездных групп и скоплений за сравнительно короткие сроки свидетельствовало, что Галактика в ее современном состоянии не может иметь возраст, превосходящий (по порядку величины) 10^9—10^{10} лет.

В 30—40-е годы были получены новые важные данные о направленности процессов в звездных системах и о возрастах звезд в Галактике.

Факты доказывали, что возникновение туманностей из звезд— довольно распространенное явление. Наоборот, мы не знаем пока ни одного случая, когда из диффузной материи возникал бы плотный объект, хотя такие переходы, допускавшиеся в старых космогонических

гипотезах, допускаются и во многих распространенных до сих пор космогонических теориях.

В результате работ бюраканских астрономов в конце 40-х годов было установлено существование нового типа звездных систем—звездных ассоциаций—недавно возникших групп звезд, распадающихся непосредственно после своего рождения [17]. Эти системы в своем большинстве оказались нестационарными в полном смысле слова, поскольку входящие в них звезды быстро удаляются друг от друга. Тем самым оказалась нестационарной и наша Галактика, поскольку процесс возникновения новых звезд (в виде звездных ассоциаций) продолжается в ней и в современную эпоху.

Вместе с тем это открытие явилось сильным аргументом в пользу представления о *рассеянии* вещества из первоначальных малых объемов как важнейшей части процесса космической эволюции. С другой стороны, наблюдения по-прежнему не давали никаких указаний относительно возможности перехода из диффузного состояния в более плотное состояние.

Дальнейшие исследования, особенно в области внегалактической астрономии, привели к обнаружению многочисленных новых свидетельств в пользу того, что во Вселенной процессы развития связаны с рассеянием вещества, т. е. с переходом от более плотного вещества к менее плотному, в противовес устаревшим взглядам о сгущении космических тел из разреженной материи.

В 50-х годах было показано существование значительного процента явно нестационарных групп и систем также среди галактик, их групп и скоплений. Для очень многих групп и скоплений галактик была обнаружена большая дисперсия скоростей, что свидетельствует о неустойчивости соответствующих групп. Для объяснения этого явления было выдвинуто следующее представление: галактики каждого скопления с момента его возникновения получили столь большие скорости, что силы взаимного притяжения недостаточны для сохранения скопления как системы. Более того, оказалось, что среди кратных галактик процент неустойчивых систем типа Трапеции во много раз выше, чем среди кратных звезд. Иными словами, вместо отдельных проявлений нестационарности мы наблюдаем повсеместные процессы распада скоплений и групп галактик [18].

Новые возможности изучения нестационарных явлений в галактиках дало открытие радиогалактик, которые являются резко нестационарными объектами и могут испускать радиоизлучение лишь в течение коротких промежутков времени. Хотя длительность их радиоизлучения измеряется миллионами лет, все же этот срок мал по сравнению с возрастом галактик. Иными словами, радиогалактики—краткая, преходящая фаза эволюции галактик.

Именно изучение радиогалактик привело к обоснованию идеи о гигантских взрывных процессах, происходящих в ядрах галактик. Если тот период в жизни галактики, когда она испускает интенсивное радиоизлучение, назвать радиовспышкой галактики, то, как было показано, радиовспышка галактики является результатом гигантского взрыва в ее ядре. Представление о взрывах в ядрах галактик встретило сначала огромное сопротивление со стороны тех астрономов, которые продолжали считать, что космическая эволюция заключается прежде всего в концентрации диффузного вещества. В противовес представлению о взрывах была предложена и приобрела широкую популярность ни на чем не основанная гипотеза о том, что причиной радиовспышек являются столкновения галактик. Понадобилось почти

десять лет, чтобы эта необоснованная и неплодотворная гипотеза потеряла всякий научный кредит. Однако даже для сторонников представления о взрывах в ядрах галактик оказались неожиданными те прямые подтверждения, которые это представление получили уже в начале 60-х годов, когда был открыт взрыв, происшедший всего 1.5 млн. лет назад в ядре галактики М82, и изучены движения в околоядерных областях так называемых сейфертовских галактик. Тем самым было обосновано введенное несколько ранее понятие *космогонической активности ядер* галактики. Дальнейшим подтверждением этих идей явилось открытие квазизвездных радиоисточников (квазаров).

При изучении нестационарных процессов в ядрах галактик и квазизвездных объектах мы имеем дело с изучением концентрации огромных масс в относительно малых объемах. Речь идет о массах порядка 10^{10} (а иногда даже более) солнечных масс, сосредоточенных в объемах, во много раз меньших, чем объем какого-либо звездного скопления. Речь идет о превращениях вещества, при которых плотность меняется в миллиарды раз, а напряженность гравитационного поля может достигать неслыханных величин. Как уже говорилось, нет и не может быть никакой гарантии, что известные нам законы физики соблюдаются и в этих условиях. И совсем неудивительно поэтому, если окажется, что имеющиеся сейчас большие трудности теоретического истолкования ряда нестационарных процессов могут перерасти с течением времени в прямое противоречие с известными нам законами теоретической физики.

Попытки математической формулировки части таких процессов были впервые сделаны Иорданом [19]. Он считал, что его построения относятся к происхождению звезд. На самом деле они, вероятно, более применимы к вопросу о происхождении галактик.

Итак, хотя длительность космогонических процессов в большинстве случаев велика по сравнению с периодом астрономических наблюдений, в жизни космических тел и их систем есть и такие этапы, когда в них возникают, в ходе самого процесса развития, новые силы, коренным образом меняющие их состояние. Быстрота происходящих при этом изменений создает возможность либо наблюдать эти изменения непосредственно (вспышки новых, сверхновых и т. д.), либо делать выводы о них на основе очень ясных косвенных данных (распад открытых звездных скоплений и звездных ассоциаций, взрывы в ядрах галактик).

Стоит отметить любопытный с точки зрения истории науки курьез: те астрономы, которые не понимали роли нестационарных объектов в космической эволюции, обычно бывали склонны закрывать глаза на трудности, связанные с их истолкованием, рассматривая их как каких-то «уродов», выходящих за рамки общих закономерностей развития.

Однако правильной оказалась противоположная точка зрения, исходящая из того, что нестационарные процессы представляют собой *закономерные* фазы космической эволюции, хотя в каждый данный момент процент космических объектов, переживающих поворотную эпоху развития, обычно мал и, во всяком случае, гораздо меньше, чем процент объектов, находящихся в стационарном состоянии (например, число звезд в ассоциациях мало по сравнению с числом звезд в общем поле Галактики).

Нестационарные состояния обычно являются поворотным пунктом в развитии объекта, связанным с рождением новых тел (например, звездные ассоциации) или с переходом объекта из одного класса в

другой (например, вспышки сверхновых, приводящих к превращению звезды в туманность).

Следовательно, подробное изучение нестационарных или переходных явлений открыло путь для более полного понимания эволюции космических объектов. В самом деле, до середины 30-х годов, когда были получены первые важные данные относительно нестационарных объектов, эволюционные идеи не играли в астрофизике существенной роли, хотя большинство астрофизиков прекрасно понимали, что они имеют дело с изменяющимися, развивающимися объектами. И если сегодня вся астрофизика оказалась буквально пронизанной идеей эволюции звезд, звездных скоплений и галактик, то это, несомненно, явилось результатом большого внимания к изучению нестационарных объектов во Вселенной.

Современная космогония свидетельствует о том, что важнейшей чертой процессов развития космических объектов является их необратимый характер. Циклические изменения в них если и происходят, то лишь как элементы общего необратимого изменения структуры этих объектов. В сущности, когда в естествознании говорят о развитии той или иной системы, то всегда имеют в виду именно необратимое изменение ее структуры, в ряде важных, но частных случаев принимающее форму прогресса и регресса [20].

Итак, революция в естествознании XX в. сделала актуальными среди других и такие философские вопросы, как проблема субъекта и объекта познания, проблема построения единой естественнонаучной картины мира (включающая вопрос о степени общности и границах применимости фундаментальных законов и теорий современной физики), проблема развития. Выводы из анализа этих проблем находятся в соответствии с основными положениями диалектического материализма. Факт остается фактом: многим естествоиспытателям, к числу которых я отношу и самого себя, философия диалектического материализма помогала и помогает в осмыслении ряда трудных проблем. Конечно, эта философия не представляет собой какой-то догмы или универсального рецепта на все случаи жизни. Она является определенным способом мышления, который может привести к интересным и плодотворным результатам. Вот почему я присоединяюсь к тем авторам, которые считают необходимым тесное сотрудничество философов и естествоиспытателей в решении принципиальных проблем наук о природе.

В заключение доклада я должен выразить глубокую благодарность кандидату философских наук В. В. Казютинскому, который принял самое деятельное участие в его составлении. Если доклад представляется только от моего имени, то лишь потому, что за высказанные в нем взгляды в конечном счете должен отвечать я.

ЛИТЕРАТУРА

1. Einstein A. On the Method of Theortical Physics Oxford. 1933.
2. Рубинштейн С. Л. Бытие и сознание, М., 1957.
3. Копнин П. В. Диалектика как логика, Киев. 1961; Введение в марксистскую гносеологию. Киев. 1966.
4. Лекторский В. А. Проблема субъекта и объекта в классической и современной буржуазной философии. М., 1965.
5. Марков М. А. О природе физического знания. Вопросы философии 1947, № 2.
6. Фок В. А. Об интерпретации квантовой механики. В сб.: Философские вопросы современной физики. М., 1959.

7. Омельяновский М. Э. Философские вопросы квантовой механики. М., 1956; Философская эволюция копенгагенской школы физиков. Вестник АН СССР. 1962. № 9.
8. Суворов С. Г. Проблема «физической реальности» в копенгагенской школе, УФН, 62, 2, 141, 1957; Философские воззрения Эйнштейна, их взаимосвязь с его физическими взглядами, УФН 66, 3, 537, 1965.
9. Дышлевой П. С. Объект, субъект и условия познания в физике. В сб.: Методологические проблемы теории измерений. Киев, 1966.
10. Bohr N. Atomic Physics and Human Knowledge, New York, 1958.
11. Heisenberg W. Kvanteteorien og dens fortolkning. В сб.: Niels Bohr. Hans liv og virke... Kobenhavn, 1964.
12. Фок В. А. Замечания к статье Бора о его дискуссиях с Эйнштейном, УФН, 66, 4, 599, 1958.
13. Oppenheimer J. R., Volkoff G. M. On Massive Neutron Cores, Phys. Rev 55, 3, 1939.
14. Амбарцумян В. А., Саакян Г. С. О вырожденном сверхплотном газе элементарных частиц, Астрон. ж. 37, 2, 193, 1960.
15. Heisenberg W. Philosophical Problems of Nuclear Science. New York, 1952. (см. перевод: *Гейзенберг В.* Атомная физика и философия. М., ИЛ, 1953).
16. Амбарцумян В. А. Космогония и современная астрофизика, Научные труды, т. 2, Ереван, 1960, с. 81.
17. Амбарцумян В. А. Звездные ассоциации. Там же, с. 7.
18. Ambartsumian V. A. On the Evolution of Galaxies. -В сб.: La structure et l'evolution de l'univers, Bruxelles, 1958.
19. Jordan P. Schwerkraft und Weltall, 2. erw. Aufl. Braunschweig, 1955.
20. Казютинский В. В. Философское значение достижений современной космогонии. В сб.: Логика и методология науки. М., 1967.

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В МИРЕ ЗВЕЗД И ГАЛАКТИК

Вполне естественно, что Академия наук СССР назвала свою высшую награду именем Михаила Васильевича Ломоносова. Но тем самым она предопределила, что всякий, кто удостаивается этой награды, оказывается в трудном положении: вся жизнедеятельность Ломоносова являет собой пример такого беззаветного служения науке и вместе с тем беспредельной преданности своей родине, что каждый из награждаемых поневоле терзается сомнениями, достоин ли он столь высокой награды. Вы поймете мои чувства, если учтете, что, подобно многим моим товарищам, я постоянно испытывал и испытываю глубочайшее благоговение перед этим дорогим и священным именем.

Смущение, которое вызвала во мне эта награда, усиливается еще и тем, что в прошлом году она была вручена ученому, чья деятельность мне всегда представлялась недосягаемым образцом научного творчества,—академику Ивану Матвеевичу Виноградову. Еще в 20-х годах в Ленинградском университете Иван Матвеевич внушал нам, что в науке важно не модное, а трудное и полезное. И именно потому, что Иван Матвеевич сам строго придерживался этого правила, его имя стало знаком качества в любимой им науке.

Что касается меня, то пример Ивана Матвеевича Виноградова в моей работе и жизни имел такое же большое значение, как советы моего наставника и руководителя Аристарха Аполлоновича Белопольского по конкретным методам астрофизических исследований. При получении почетной награды в моих мыслях вновь возникает образ этого большого труженика науки, одного из основателей астрофизики, выдающегося русского ученого. В результате работы под руководством Белопольского в 1928—1932 гг. для меня стали яснее специфические особенности астрофизических исследований, что оказало большое влияние на мою дальнейшую деятельность.

Переходя к теме своего доклада, хочу отметить, что и в этом вопросе я нахожусь в трудном положении. Дело в том, что самым серьезным моим достижением и одним из главных достижений коллектива Бюраканской обсерватории я считаю открытие активности ядер галактик. Однако на эту тему я уже делал доклад на Общем собрании Академии наук СССР в 1968 г. К тому же, в отличие от ситуации, имевшей место лет 15 назад, когда вне Бюракана никто не верил в существование такой активности, сегодня о ней говорят почти на каждом углу, а раз это стало модой, то я имею еще одно основание коснуться лишь вскользь этой темы.

В 1927—1928 гг., когда я и мои сверстники оканчивали Ленинградский университет, все большее развитие получала интерпретация звездных спектров на основе хорошо разработанной к тому времени

Доклад на Годичном общем собрании АН СССР 2 марта 1972 г. Вестник АН СССР, 5, 33, 1972.

систематики атомных спектров и представлений о переносе излучений как основной форме энергообмена в звезде и в ее атмосфере. Теория переноса излучения, носившая также название теории лучевого равновесия звездных атмосфер, стала широко применяться. Молодежь была увлечена идеей, что подобно тому, как атомные спектры являются языком, на котором атомы говорят нам о своем строении, так и спектры звезд при надлежащей их теоретической интерпретации, главным образом на основе теории лучистого переноса, рассказывают об устройстве звездных атмосфер. Именно поэтому уже тогда меня сильно привлекали задачи теории лучистого переноса, и я стал довольно прилежно заниматься ими.

Если уж я не удержался и сказал здесь о том, что спектры атомов являются языком, на котором атомы говорят о своем строении, не могу не упомянуть, что именно в то время я задал себе вопрос: а насколько однозначно спектр собственных значений какой-либо системы определяет ее устройство? Так впервые возникла задача, обратная задаче Штурма—Лиувилля. На короткий срок я отошел от своих астрофизических занятий и вскоре после окончания университета напечатал в журнале «Zeitschrift für Physik» маленькую статью, в которой поставил эту обратную задачу и нашел ее решение для очень частного случая. Если *астроном* выполнил *математическую работу* и напечатал ее в *физическом журнале,* то, ясно, что на нее никто не обратит внимания. Только через 15 лет после ее опубликования шведский математик Борг раскопал ее, в результате чего он и группа советских математиков уже в послевоенный период выполнила ряд интересных и более общих исследований по «обратной задаче» теории собственных значений дифференциальных уравнений.

Эпизод с этой работой не отвлек меня от теории переноса излучения. Я все больше занимался как вопросами применения этой теории к звездным спектрам, так и попытками найти математические методы решения задач теории переноса. К сожалению, теория переноса, в основном задача математической физики, одинаково применимая и в астрофизике, и в геофизике, и в оптике моря, и в расчетах по многократному рассеянию нейтронов, иногда увлекала меня больше, чем первая, чисто астрофизическая.

В разработке математических методов наиболее значительных результатов нам удалось добиться лишь в 1939—1942 гг. Первый из этих результатов заключался в том, что было найдено решение уравнения переноса излучения для глубоких слоев рассеивающей и поглощающей плоскопараллельной среды при любой форме индикатрисы рассеяния и тем самым, заодно, решена чисто геофизическая задача изменения освещенности в морских глубинах, куда проникает лишь многократно рассеянный свет. Второй, более значительный результат состоял в нахождении приема, с помощью которого уравнения переноса излучения (тогда рассматривались лишь линейные задачи переноса) сводятся к некоторым простым легко решаемым функциональным уравнениям. Этот прием заключался в применении так называемого *принципа инвариантности.* Поэтому иногда наш метод называют также методом или принципом инвариантного вложения.

Поясним его суть на одном примере. Представим себе однородную рассеивающую и поглощающую среду, заполняющую полупространство, ограниченное некоторой плоскостью. На эту граничную плоскость падает параллельный пучок лучей. Он входит в среду и там претерпевает многократные рассеяния и поглощения. Спрашивается, какой поток рассеянного излучения выйдет из среды наружу в каком-нибудь за-

данном направлении? Для решения этой задачи раньше поступали следующим образом. Анализировали процессы поглощения и испускания света в каждой точке, расположенной внутри рассеивающей среды, устанавливали, какое количество света должна рассеивать единица объема на различных глубинах и затем вычисляли поток выходящего в заданном направлении излучения. Поскольку на каждый элемент объема падают какие-то доли света, рассеянного всеми другими объемами, то задача оказывалась весьма сложной и приводила к трудным для практического решения интегральным уравнениям.

Предложенный нами метод заключался в том, что к границе среды прикладывался дополнительный слой, обладающий теми же свойствами, что и среда. Полупространство после прибавления слоя малой толщины остается полупространством и имеет те же интегральные свойства, поэтому выходящее из него излучение от прибавления дополнительного слоя не должно измениться. Однако наш тонкий слой сам обладает свойством поглощать и рассеивать. Поглощая, он что-то убавляет из падающего на него со всех сторон света, а рассеивая,— добавляет. Из сказанного следует, что сумма изменений, внесенных дополнительным тонким слоем, должна быть равна нулю. А так как все эти изменения непосредственно выражаются через интенсивности падающего и выходящего излучения, получается некоторое простое функциональное уравнение, связывающее эти интенсивности. Из уравнения выводится решение задачи. Таким образом, уже не надо «влезать» внутрь среды и анализировать происходящие там явления. Поскольку для построения этого метода существенно то, что конечный результат не изменяется от прибавления дополнительного слоя, основная его идея была названа нами, быть может, несколько претенциозно «принципом инвариантности».

Элегантность и простота метода заставили меня заняться его применением сперва к другим задачам теории переноса излучения (обобщить его), а затем и к задачам совершенно других типов. Например, с его помощью удалось легко справиться с трудной проблемой флуктуации интенсивностей в звездной системе, содержащей случайно распределенные поглощающие облака.

Этот метод решения задач переноса получил дальнейшее развитие в трудах В. В. Соболева и его учеников, в работах С. Чандрасекара и его школы, Р. Беллмана и его группы и в последние годы в работах группы бюраканских исследователей. Было показано также, что принцип инвариантности позволяет найти простые пути решения большого класса других задач математической физики и является довольно сильным орудием и в некоторых других областях математики. Как ни удивительно, но недавно было показано, что этот метод, казалось бы, целиком основанный на линейности соответствующих задач, может быть применен и в области нелинейных задач.

Я назвал одну область, увлекавшую молодых астрофизиков в конце 20-х годов,—теорию звездных атмосфер и ее аппарат—теорию переноса излучения. Но в тот же период стали известны важные результаты по физике газовых туманностей (в частности, планетарных), полученных Хабблом и Боуэном. Боуэну удалось отождествить таинственные эмиссионные спектральные линии, наблюдавшиеся в спектрах планетарных и вообще газовых туманностей и условно приписывавшиеся гипотетическому элементу небулию. Оказалось, что это просто запрещенные линии ионов кислорода и азота, соответствующие переходам из метастабильных состояний вниз. Выяснилось также, что в газовых туманностях создаются благоприятные условия для накопле-

ния атомов в метастабильных состояниях, в результате чего соответствующие спектральные линии достигают большой интенсивности.

При построении теории этого явления на основе расчета возбуждения и ионизации в газовых туманностях Росселандом была допущена ошибка в оценке заселенности метастабильных уровней атомов и ионов в туманностях: полученные им оценки оказались верны лишь в случае, когда условия таковы, что запрещенные линии не должны наблюдаться. Между тем, как раз нужно было объяснить, почему эти линии наблюдаются и имеют измеренные астрономами интенсивности. Это дало мне повод построить в 1932 г. улучшенную теорию возбуждения запрещенных линий в газовых туманностях, а затем вообще заняться газовыми туманностями. Изучение работ голландского астрофизика Цанстра показало нам, что в этой области возникают существенно новые задачи теории переноса излучения. Стало ясно, что здесь мы имеем дело с задачей переноса полихроматического излучения, т. е. одновременного взаимодействия материи с полями излучения в разных частотах.

Нам удалось найти адекватную этой задаче разрешимую схему и показать, что дело сводится к расчету двух полей излучения L_α и L_c (лайман-альфа и лаймановский континуум) и что каждое из этих полей можно последовательно определить из условий и уравнений задачи.

Вместе с тем удалось выяснить, что хотя в стационарной туманности световое давление должно было бы играть огромную роль, учет его приводит лишь к выводу о том, что планетарные туманности наблюдаемой формы вообще не могут находиться в стационарном состоянии. Отсюда было сделано заключение о нестационарности этих объектов. А в нестационарных туманностях световое давление уже не велико. Сейчас мы имеем многочисленные свидетельства в пользу того, что планетарные туманности расширяются и, удаляясь от своей центральной звезды, рассеиваются в окружающем пространстве.

Очевидно, планетарная туманность возникает из вещества, выброшенного из звезды. Еще задолго до этого наблюдениями было установлено, что во время вспышек новые звезды выбрасывают газовые расширяющиеся оболочки, которые видны вокруг этих звезд в течение десятков лет как маленькие туманности, а затем рассеиваются в окружающем пространстве. Теперь стало ясно, что гораздо более солидные, более долгоживущие и хорошо известные планетарные туманности тоже порождаются отдельными звездами.

Продолжительность жизни планетарных туманностей была рядом авторов оценена примерно в 10^4—10^5 лет. Тем самым был сделан важный шаг в констатации наличия быстропротекающих явлений и нестационарных объектов в Галактике.

Следующим важным шагом было доказательство того, что *открытые звездные скопления*, являющиеся существенными составными образованиями в Галактике, не могут существовать больше 10^9—10^{10} лет. Еще до наших работ по проблеме возраста скоплений высказывалась мысль, что внешние возмущения должны разрушать эти образования и сокращать время их существования. Однако нами было показано, что основным процессом, ограничивающим продолжительность существования этих систем, является, так сказать, процесс самоиспарения. Члены звездного скопления, двигаясь, иногда сближаются друг с другом и обмениваются при этом энергиями. В результате таких обменов отдельные звезды приобретают столь большие кинетические энергии,

что безвозвратно покидают скопление. С течением времени так должно испариться все скопление.

Таким образом, стало ясно и то, что скопления не возникают из независимых друг от друга звезд общего звездного поля Галактики, а, наоборот, разрушаясь, как бы становятся источником, питающим это общее поле. Стало ясно, что звезды каждого скопления возникли совместно, *имеют общее происхождение.*

Здесь следует сказать, в какой обстановке были получены эти выводы. В тот период благодаря работам Эддингтона и Джинса считалась установленной так называемая «долгая шкала» эволюции звезд в нашей Галактике, согласно которой возраст последних оценивался в 10^{13} лет. Предполагалось, что за такой короткий срок звезды вследствие излучения постепенно теряют свою массу и что именно в потере массы и заключается сущность их эволюции. Вместе с тем тогда уже было известно явление расширения системы галактик (расширяющаяся Вселенная), откуда возникла мысль, что возраст всей системы галактик не превосходит нескольких миллиардов лет, во всяком случае 10^{10} лет. Эта цифра тогда называлась «короткой шкалой» эволюции Вселенной. Некоторое время обе шкалы странным образом уживались между собой. Парадоксальность ситуации заключалась в том, что системе более высокого порядка приписывался более короткий возраст, чем входящим в нее системам и телам низшего порядка (галактикам, звездам). Трудно сказать, чего ждало тогда большинство астрономов. Какого-нибудь компромисса или какого-нибудь неожиданного объяснения противоречия? Но некоторым это положение казалось невыносимым.

Наши исследования показали, что открытые звездные скопления имеют короткую шкалу эволюции (это еще ничего не решало в отношении звезд общего звездного поля и Галактики вообще). Но если бы оказалась справедлива длинная шкала времени, то все звезды наблюдаемых скоплений, например Плеяд, должны были бы считаться буквально только что возникшими. Тогда нужно было бы удивляться, почему слабые звезды в Плеядах, являющиеся такими молодыми объектами, столь похожи на равных им по светимости карликов общего звездного поля.

Появилось первое серьезное сомнение в справедливости долгой шкалы звездной эволюции.

Для того чтобы окончательно решить вопрос о долгой шкале, мы приступили тогда к изучению распределения элементов орбит двойных звезд. С самого начала этого исследования нам стало ясно, что наблюдаемое распределение больших полуосей орбит широких звездных пар полностью противоречит долгой шкале звездной эволюции. Я еще не успел опубликовать свои результаты, как в «Nature» появилась статья Джинса, который тоже начал изучать этот вопрос и приходил к выводу, что распределение эксцентриситетов известных орбит двойных звезд хорошо подтверждает долгую шкалу. Легко было найти, в чем ошибка Джинса, и начавшаяся между нами полемика быстро закончилась.

Таким образом, на основе изучения нестационарных процессов, в данном случае темпов установления равновесного распределения элементов орбит двойных звезд, была доказана справедливость короткой шкалы звездной эволюции, и парадокс, о котором говорилось, был устранен.

Другой неизбежный вывод из работы по статистике широких звездных пар—в Галактике благодаря случайным встречам двойных

звезд с одиночными происходит процесс разрушения широких пар. Возможные же противоположные процессы возникновения таких пар при тройных сближениях практически не имеют места. Таким образом, не оставалось сомнения в том, что компоненты каждой пары возникли одновременно.

Примерно в те же годы ряд других авторов на основании изучения звезд типа P Лебедя и Вольфа-Райе пришел к выводу о нестационарном состоянии звезд с непрерывным истечением вещества, ведущим к существенному уменьшению их массы. Здесь особо следует отметить важную роль, которую сыграли выполненные в тот период (30-е годы) работы советских астрофизиков: Козырева—о протяженных фотосферах у таких звезд и Воронцова-Вельяминова—о природе горячих звезд. Становилось очевидным, что на смену классическому методу умозрительных гипотез, касающихся эволюции небесных тел, приходят полученные на основе хорошо установленных фактов и связывающих их между собой довольно строгих теоретических рассуждений картины отдельных этапов развития звезд. Эти картины относились к разным объектам, к разным этапам их эволюции, не давая полного представления об эволюции звездного мира. Однако они свидетельствовали, что современная астрофизика все более становится эволюционной наукой.

Несколько меньше внимания в то время обращали на другое обстоятельство: везде, где удавалось на основе наблюдательных данных установить наличие эволюционных изменений, процесс шел в одном направлении—от более концентрированных тел и систем к более разреженным, везде мы встречали процессы рассеяния. Между тем все созданные до того и даже продолжавшие появляться умозрительные схемы и гипотезы о звездной эволюции неизменно говорили о возникновении и эволюции этих объектов в процессе конденсации. Собственно говоря, все такие гипотезы и модели в большей или меньшей мере примыкали к классическим космогоническим гипотезам прошлого. Авторы упомянутых умозрительных схем и гипотез в большинстве сторонились достаточно радикальных выводов о направлении эволюции космических систем, они искали новые варианты теорий конденсаций, в которых может появиться расширение и рассеяние, но уже как вторичное явление, как следствие конденсации.

С 1947 г. началось исследование звездных систем нового типа—звездных ассоциаций. Эти звездные группировки выделяются тем, что содержат горячие звезды-гиганты типов O и B или неправильные переменные звезды-карлики, называемые звездами типа T Тельца. Иногда ассоциации содержат и те и другие объекты в значительном количестве. Мы назвали эти системы соответственно O-ассоциациями и O+T-ассоциациями. Поскольку O-ассоциации включают, как правило, звезды типа B (а не только типа O), в употребление вошло и обозначение их как OB-ассоциаций.

Изучение этого нового класса звездных группировок, особенно O-ассоциаций, показало, что они должны быть гораздо менее устойчивыми, чем скопления, а подчас просто распадающимися системами. Действительно, голландскому астрофизику Блаау удалось обнаружить расширяющуюся ассоциацию в Персее. Другая группа быстро расходящихся звезд была найдена в районе созвездия Ориона. Такие группы получили название систем с положительной энергией. Все происходит так, как если бы звезды данной ассоциации образовались внутри одного или нескольких малых объемов пространства, а после этого стали удаляться от центров этих объектов со значительными скоро-

стями—порядка нескольких (иногда свыше десяти) километров в секунду. В одном случае этих скоростей бывает достаточно, чтобы соответствующая группировка быстро рассеялась в пространстве, в другом—получается очень широкая неустойчивая группировка слабо связанных силами притяжения звезд, в третьем—возникают обычные открытые звездные скопления, о судьбах которых мы уже говорили. В первых двух случаях продолжительность жизни группировки измеряется сроками порядка 10^7 лет или даже меньше.

Как видно из сказанного, общее звездное поле непрерывно питается за счет звезд, сформировавшихся в ассоциациях.

Мы не будем останавливаться здесь на тонкостях, связанных с тем, что в одной ассоциации часто имеется несколько центров звездообразования, вследствие чего внутренние движения звезд в ассоциациях не всегда можно истолковать как простую экспансию из одной точки. Важно, что в результате проведенных исследований удалось сформулировать две истины: процесс звездообразования в Галактике продолжается в нашу эпоху, звезды, как правило, возникают не по одиночке, а группами.

Эти исследования укрепили убеждение, что эволюционные процессы, относящиеся к звездам и их агрегатам, связаны с расширением и рассеянием, что формирование звезд происходит в каких-то малых объемах. Не оставалось ничего другого, как отбросив ни на чем не основанные предвзятые представления о сгущении рассеянного вещества в звезды, просто экстраполируя наблюдательные данные, выдвинуть диаметрально противоположную гипотезу о том, что звезды возникают из плотного, скорее сверхплотного вещества, путем разделения (фрагментации) массивных дозвездных тел на отдельные куски. Поскольку в ассоциациях наряду со звездами имеются диффузные газовые и пылевые туманности, пришлось также допустить, что при фрагментации дозвездных тел могут выделяться и потом рассеиваться значительные массы диффузного вещества.

Если это так, если звезды и диффузные туманности возникают совместно, то там, где наблюдаются наиболее тесные комбинации звезд и газовых облаков, мы должны искать наиболее молодые объекты звездного мира.

В тот период в результате анализа совокупности данных о кратных звездах нами был выделен класс неустойчивых кратных систем, получивших название систем типа Трапеции. Оказалось, что Трапеции встречаются в ассоциациях особенно часто и в тесной связи с диффузной материей. По всей видимости, возраст этих систем измеряется сроком порядка одного миллиона лет и даже меньше. Само существование систем типа Трапеции как весьма ранней фазы развития звездных групп явилось новым указанием на то, что сейчас же после своего возникновения звезды составляют весьма тесные группы, а это в свою очередь свидетельствует о направлении эволюции от плотного к рассеянному.

Параллельно с этим в 50-х годах шло изучение Т-ассоциаций и их отдельных членов—звезд типа Т Тельца. Оказалось, что целый ряд явлений свидетельствует о необычайно бурных процессах, происходящих во внешних слоях этих звезд. К их числу относится появление временами непрерывной эмиссии вуалирующей линии поглощения, что особенно подробно было изучено американским астрономом Джоем.

Вскоре к звездам типа Т Тельца были присоединены две новооткрытые категории объектов: так называемые вспыхивающие звезды, в частности звезды типа UV Кита и объекты Хербига—Аро. Все эти

классы вместе составили обширную категорию *нестационарных молодых звезд*.

На основе огромной наблюдательной работы, направленной на исследование нестационарных звезд, мексиканский астроном Аро показал, что при переходе от молодых звездных группировок типа ассоциаций к более поздним—типа классических звездных скоплений, вместо звезд типа Т Тельца появляются вспыхивающие звезды, т. е. такие, которые обычно имеют постоянный блеск, но время от времени переживают вспышки, когда яркость звезды буквально за десятки секунд возрастает в несколько, а иногда в сотни раз. В дальнейшем вспышки ослабевают и звезда превращается в обыкновенного карлика.

Если фаза изменений типа Т Тельца продолжается в течение порядка 10^6 лет, то фаза вспышечной активности гораздо более длительна и у звезд с малой массой может продолжаться до 10^8 лет.

Недавно нам удалось найти способ оценки общего числа вспыхивающих звезд в каждом данном скоплении. Первые же такие оценки привели к выводу, что все звезды-карлики, входящие в скопления, проходят через длительную стадию вспышечной активности. Иными словами, высокая вспышечная активность является фазой эволюции карликовых звезд, непосредственно следующей за фазой Т Тельца.

Еще недавно было принято считать вспыхивающие звезды относительно редкими объектами. В результате работ, выполненных в Бюракане за последние годы, мы знаем, что число вспыхивающих звезд в одном лишь скоплении Плеяд не меньше 700 и, возможно, даже достигает одной тысячи. Иными словами, большинство членов Плеяд, как это можно наблюдать, и сейчас проходят вспышечную фазу.

Выдвинутая нами гипотеза о том, что молодые звезды сохраняют в себе какое-то количество дозвездного вещества, которое время от времени в виде дискретных порций выносится во внешние слои звезды и даже в окружающее звезду пространство, является спорной. Но она оказалась в высшей степени плодотворной, позволив предсказать ряд интересных явлений, в том числе разделение вспышек на два класса—«быстрые» и «медленные», с различными физическими особенностями.

Наш переход (середина 50-х годов) от нестационарных явлений в мире звезд к нестационарным явлениям внегалактической астрономии был вызван стремлением найти объекты, у которых ранняя фаза развития космического вещества, выраженная в абсолютной мере, может продолжаться достаточно долго и где дозвездное состояние и свойства дозвездного вещества могут длительно проявляться в более явной форме. Некоторые факты говорили, что как раз во внегалактической астрономии имеются необходимые для этого условия.

Как мы показали, уже в 30-е годы стало ясно, что шкала времени эволюции для звезд, галактик и даже больших групп галактик одна и та же—порядка 10^{10} лет. Но очевидно, что изменения в галактиках, в частности процессы их становления, должны занимать гораздо длительные сроки, чем аналогичные процессы в звездах, поэтому среди галактик можно ожидать гораздо более высокий процент объектов, проходящих через этапы молодости. А если принять точку зрения (ставшую к этому времени для нас исходной) о связи начального этапа развития космических тел и систем с высокими плотностями и энергиями, следовало ожидать, что в мире галактик мы должны особенно часто встречать бурные нестационарные процессы.

Поэтому значительный интерес вызывало то обстоятельство, что определенные уже к началу 50-х годов лучевые скорости галактик, вхо-

дящих в некоторые скопления галактик, обладают гораздо большей дисперсией, чем это можно было предполагать на основании представления о стационарности скоплений (теорема вириала). Различные гипотезы такого типа, как, например, о наличии в скоплениях значительных масс сильно ионизованных межгалактических газов, были неспособны спасти гипотезу о стационарности скоплений, по крайней мере в ряде хорошо изученных случаев. Приходится считаться с тем, что хотя бы часть скоплений галактик находится в состоянии экспансии. Это не так уже удивительно, когда мы знаем о грандиозном явлении расширения всей системы галактик, включая их скопления,—явлении, называемом расширением Вселенной. А так как большинство галактик входит в скопления, ожидание того, что *нестационарность в мире галактик встречается гораздо чаще, чем в мире звезд,* оказывалось еще более оправданным.

Наконец, в 1952 г. произошло отождествление некоторых наблюдаемых космических радиоисточников с определенными галактиками и появился термин «радиогалактики». Астрономы, выполнившие в 1952 г. первые такие отождествления, Бааде и Минковский, тогда же указали на то, что радиогалактики по своему виду (в оптических лучах) довольно резко отличаются от обычных галактик и выдвинули гипотезу, что каждая радиогалактика является результатом столкновения двух галактик. В течение почти десяти лет эта гипотеза излагалась как единственно правдоподобная в учебниках и популярных статьях. Предполагалось, что при столкновении двух галактик возникают огромные облака релятивистских электронов, которые и ответственны за радиоизлучение.

Однако сразу же после появления этой гипотезы нами было указано, что она находится в резком противоречии с некоторыми твердо установленными данными. Изучение вопроса в 1953—1954 гг. привело нас к выводу, что радиогалактики—результат сильных критических явлений, возникающих вследствие внутреннего развития галактики. В 1955 г. стало ясно, что мы здесь имеем дело с последствиями взрывных процессов гигантской силы, происходящих в ядрах галактик.

Несколько лет после этого я и мои сотрудники работали над изучением оптических изображений галактик, главным образом по картам знаменитого Паломарского Атласа и частично по снимкам, полученным на скромном 21-дюймовом телескопе Шмидта Бюраканской обсерватории.

Именно результатом этих довольно трудоемких исследований было обнаружение таких явлений, как голубые выбросы из ядер галактик, и других фактов, которые привели к рождению идеи о разнообразной активности ядер галактик. Более полные формулировки этой идеи были даны в нашем докладе на Солвейской конференции 1958 г. Может быть, небезынтересно напомнить, как участники конференции встретили эту идею: одни отнеслись к ней отрицательно, другие приняли ее холодно, как одну из мыслимых возможностей. Между тем идея активности ядер к тому времени уже была неизбежной для всех, кто серьезно изучил соответствующие наблюдательные данные. Подтверждением того, что большинство астрофизиков еще не приняло в тот период идеи активности ядер, было продолжавшееся появление больших статей, хорошо иллюстрированных прекрасными фотоснимками, в которых повторялась версия о возникновении радиогалактик вследствие столкновений. Даже значительно позже, когда в 1961 г. я в своем Invited Discourse, прочитанном на пленарном заседании съезда Международного астрономического союза в Беркли, представил в более

подробно разработанном и в более радикальном виде идею об активности ядер галактик, многие астрономы еще не соглашались с ней. И только еще через два года после открытия квазаров, которые по существу оказались теми же ядрами, только более высокой светимости и более мощной активности, а также после обнаружения Сандейджем и Линдсом большого взрыва в ядре галактики М82, происшедшего полтора миллиона лет назад, все стало на свое место.

Поскольку я уже имел честь докладывать Общему собранию то, что мы знаем о сущности и внешних формах проявления активности ядер галактик, я не буду приводить эти данные. Теперь, конечно, все признают огромную роль этой активности в развитии галактик.

Но я хочу совершенно четко здесь заявить, что последние годы приносят все новые свидетельства в пользу самой крайней формы идеи об активности ядер, которая может быть выражена так: каждая галактика образуется в результате активности своего ядра и выделившихся из него вторичных центров активности. Только дальнейшая эволюция галактики протекает главным образом по законам взаимодействия и саморазвития звезд и туманностей при относительно слабом внешнем воздействии самого ядра.

При этом иногда разным подсистемам, возникающим в галактике, соответствуют в качестве основных причин разные формы активности ядра. В одном случае это взрывы, при которых выбрасываются значительные по массе плотные сгустки, в другом—истечение потоков классического газа, в третьем—выбрасывание облаков релятивистского газа, в четвертом—длительное и, может быть, относительно более спокойное истечение спиральных рукавов.

Возникает вопрос: каков механизм этих различных форм активности? Ответить на него—значит полностью понять проблемы происхождения галактик. Следует признать, что мы пока очень далеки от возможности дать такой ответ. И это естественно. Уже тысячелетия человек собирает данные о звездах и еще не смог разгадать механизм их происхождения. Более того, испокон веков человек живет на Земле, но еще не смог понять механизма ее возникновения. Однако находятся смелые люди, которые читают доклады не только о происхождении галактик, но и о механизме происхождения ядер галактик—квазаров. Мы не отрицаем огромной важности этих проблем. Но для их разрешения надо сперва накопить необходимые фактические данные, понять природу ядер галактик—квазаров и на этой основе начать решать отдельные проблемы, связанные с их происхождением. Мы не будем пытаться ответить на такие трудные вопросы. Очень трудным является и вопрос о том, что представляют собой ядра галактик. Пока можно лишь сказать, что это сверхмассивные объекты. Можно утверждать, что это не просто большие, очень плотные звездные группы, подобные шаровым звездным скоплениям, как думали еще четверть века назад почти все астрономы; последние наблюдения ядра галактики М33, проведенные группой Мартина Шварцшильда с помощью аппаратуры, установленной на баллоне, говорят о том, что диаметр ядра, возможно, значительно меньше полпарсека, а средняя плотность вещества по крайней мере в миллионы раз выше, чем в шаровых скоплениях.

В этом вопросе необходимо большое терпение. Может быть, в XXI столетии нам удастся лучше понять подлинную природу ядер и квазаров. Что касается происхождения этих объектов, то это кажется делом еще более отдаленного будущего.

Я не буду, как уже обещал, останавливаться подробно на сущно-

сти вопроса об активности ядер и многообразии проблем, с которыми здесь сталкивается астрофизика. Рассмотрю лишь два направления исследований, которые привели к новым успехам.

В упоминавшемся последнем моем докладе Общему собранию Академии я рассказывал об открытии в Бюраканской обсерватории большого числа галактик с аномально яркой ультрафиолетовой частью спектра. По имени их открывателя, действительного члена АН АрмССР Б. Е. Маркаряна, они получили название галактик Маркаряна. Оказалось, что ультрафиолетовым избытком обладают два типа галактик: галактики с *особо активными ядрами*, во многом схожими с квазизвездными объектами, и галактики, содержащие очень высокий процент горячих звезд. Оба типа галактик примерно в равном количестве входят в списки Маркаряна и одинаково интересны для прояснения проблем эволюции галактик.

За последние два года число открытых галактик этих типов превзошло 500, и среди них все время обнаруживаются отдельные галактики, представляющие исключительный интерес. Благодаря работам Хачикяна и Видмана, Сарджента, Арпа, Аракеляна, Дибая, Есипова и самого Маркаряна достигнуты большие успехи в подробном исследовании спектров галактик Маркаряна с относительно большой дисперсией.

Я упомяну здесь лишь об обнаружении Хачикяном и Видманом в водородных эмиссионных линиях галактики Маркарян-6 существенных изменений (появление нового компонента, смещенного по отношению к старому), которые свидетельствуют о быстром (в течение двух лет) появлении расширяющегося газового облака, выброшенного из ядра или, может быть, какого-нибудь вторичного центра и имеющего массу одного лишь водорода порядка двух-трех солнечных масс. Это явление истолковывается как выброс из ядра газовой массы буквально *на наших глазах*. Следует с нетерпением ждать следующих подобных выбросов из активных ядер галактик, так как их изучение несомненно прольет свет на механизм выброса.

Открытие галактик Маркаряна—крупное достижение нашей науки. Сейчас все больше астрономов у нас и за рубежом с помощью самых крупных телескопов стремятся подробнее изучить природу этих объектов. Укажем также, что Маркарян включил в свои списки несколько новооткрытых им квазаров. В частности, объект Маркарян-132 оказался *чрезвычайно интересным* квазизвездным объектом (оптическим квазаром). По всей абсолютной яркости в оптических лучах (исследования, выполненные пятиметровым телескопом) этот квазар ярче всех известных в настоящее время науке квазизвездных объектов, т. е. ярче всех других объектов Вселенной.

Присутствующие здесь астрономы хорошо знают о широко популяризируемой в последние годы гипотезе возникновения спиральных рукавов галактик как волн плотности в самогравитирующей среде. Обсуждению этой гипотезы было посвящено даже специальное заседание на съезде Международного астрономического союза в Брайтоне в 1970 г. Такое понимание происхождения спиральных рукавов по существу полностью игнорирует роль ядра спиральной галактики, несмотря на общеизвестную закономерность, заключающуюся в том, что спиральные рукава геометрически исходят из ядра, даже в тех случаях, когда ядро очень мало. В отличие от этой гипотезы наша точка зрения связывает появление спиральных рукавов с истечением вещества из ядра.

Какая из двух точек зрения справедлива, решат наблюдения. Для этого необходимы наблюдения с такой разрешающей силой, которая позволит подробнее исследовать поведение спиральных рукавов в околоядерной области.

Неожиданно большое значение для решения этого вопроса приобретают радионаблюдения. Многие знают, что недавно в Голландии был введен в действие новый мощный радиотелескоп, работающий по принципу апертурного синтеза и имеющий огромную разрешающую силу. Этот новый телескоп позволяет производить детальные исследования распределения радиояркости по диску галактик.

Как установлено наблюдениями первых же спиральных галактик с помощью нового радиотелескопа, синхротронное излучение, исходящее из обыкновенных спиральных галактик (не радиогалактик!), распределено по диску галактики в форме выделяющихся из ядра спиральных рукавов, которые, однако, не совпадают с оптическими рукавами, хотя тоже исходят из ядра. На днях нами получены от профессора Оорта письмо и препринт. Он сообщает, что расположение и строение спиральных радиорукавов и их сравнение с расположением оптических рукавов в изученной им и его сотрудниками галактике NGC 4258 заставляют считать правильной именно гипотезу истечения рукавов из ядра. Наблюдения группы Оорта еще подлежат дальнейшему обсуждению. Однако всем, кто в последние годы серьезно следил за развитием внегалактической астрономии, ясно, в каком направлении пойдет решение этого вопроса.

В последовательности работ, выполненных нами и нашими сотрудниками по изучению нестационарных явлений в мире звезд, туманностей и галактик, как вы могли убедиться, нашли свое отражение те интересные, порой драматические открытия, которые за последние десятилетия буквально преобразили астрофизику и всю астрономию. В астрономии, которая в течение тысячелетий имела дело с одними и теми же небесными телами, планетами и звездами, спутниками и кометами, сегодня появляются все новые объекты исследования, открываются новые типы явлений, которые изучаются новыми, немыслимыми в прошлом методами.

Вы видели также, что в наших работах наряду с исследованием отдельных конкретных процессов делалась попытка понять *основное* направление эволюционных процессов Вселенной. Моя оценка такова, что факты свидетельствуют, и притом довольно настойчиво, в пользу развития от плотного к рассеянному. Должен, однако, предупредить, что такая точка зрения стала распространяться преимущественно во внегалактической астрономии, да и то главным образом лишь в последнее время. Эта точка зрения, как признают даже ее противники, оказалась продуктивной. Если нам удалось предвидеть ряд новых явлений, то именно потому, что мы, по-видимому, смогли несколько раньше других уловить, какова основная тенденция развития.

Могут спросить, неужели исходя из противоположной картины, т. е. гипотезы о конденсациях и коллапсах, не было предсказано ни одного качественно нового явления? Объективность требует отметить один пример важного и правильного предсказания, сделанного на основе представления о конденсации и коллапсе. Это предсказание о том, что после взрыва нормальной звезды, который мы наблюдаем в виде вспышки сверхновой, на ее месте должна оставаться сверхплотная (барионная) звезда. Открытие пульсара в Крабовидной туманности и данные о некоторых других пульсарах подтверждают правиль-

ность второй части этого предсказания, т. е. после вспышки сверхновой образуется сверхплотное тело.

Однако подчеркиваем еще раз, что подтверждается лишь вторая часть указанного предсказания. Но является ли начальным состоянием вспыхнувшего объекта состояние нормальной звезды, нейтральная часть которой сжалась в сверхплотную звезду,—на это мы не имеем ответа. Неизвестно, что за объект вспыхивает.

Мы считаем возможной и такую картину, когда вспыхивающий объект до его вспышки тоже является сверхплотным телом. Тогда вспышка—это лишь процесс перехода между двумя состояниями сверхплотного тела, связанный с выбросом значительной массы. Не исключено также, что здесь может иметь место явление фрагментации сверхплотного тела.

Должен предупредить, что такая картина еще почти не разработана и в ее пользу можно привести лишь отдельные, не связанные между собой доводы. Однако важно, что пока оправдалась лишь та часть упомянутого предсказания, которая далеко еще не свидетельствует однозначно об имевшем место коллапсе. Очевидно, что дело решат дальнейшие исследования.

Астрономия—наука наблюдательная. Имея дело с отдаленными объектами, она стремится к тому, чтобы выявляемые ею факты были установлены как можно более достоверно, а выполняемые измерения были как можно более точными. Тогда и обобщения астрономов и строящиеся ими теории становятся более надежными.

Для меня истолкование астрономических теорий связано прежде всего, в широком смысле слова, с решением обратных задач. Решая обратную задачу, мы находим закономерности, которые присутствуют в изучаемых явлениях. Чем точнее результаты наблюдений, тем с большей однозначностью можно найти решение. Другим исследователям кажется плодотворным метод придумывания моделей и гипотез, которые в конечном счете призваны объяснить те же наблюдаемые явления. Конечно, было бы неправильным считать, что справедливо применять лишь один из этих подходов. Для раскрытия тайн природы надо использовать и тот и другой. Опыт показывает, что результаты обоих путей сходятся. Однако специфика астрономических исследований, условия, в которых мы находимся при изучении процессов, происходящих в отдаленных от нас частях Вселенной, таковы, что в наиболее трудных случаях, в поворотные моменты развития астрономии подход к проблемам истолкования наблюдений именно как к обратной задаче оказывается более плодотворным.

Не следует, однако, забывать, что основой развития астрономии всегда остается умножение, направленное программирование, углубление и расширение наблюдений. Только это является залогом новых успехов. Только таким путем, путем упорного труда многих и многих исследователей, астрономия обнаруживает качественно новые явления, вскрывает бесконечное многообразие проявлений свойств материи, вновь и вновь подтверждая, что природа действительно неисчерпаема.

В отличие от тех, кто думает, что почти все фундаментальные законы природы уже известны и в этой области осталось лишь кое-что доделать, зашить некоторые маленькие прорехи, я думаю, что в XXI веке будут открыты принципиально новые аспекты явлений природы и что XXI век тоже будет полон новыми фундаментальными открытиями.

В этот радостный для меня день я с признательностью вспоминаю своих многочисленных коллег, которые поддерживали эти исследования, часто подсказывали новые мысли, с самого начала признавали новое направление и работали вместе со мной.

С особой благодарностью вспоминаю и тех, кто своей настойчивостью в защите противоположных взглядов возбуждал во мне задор и вызывал стремление искать новые доказательства и новые аргументы. Тем самым они тоже помогали становлению нового. Без противоречий нет развития.

О НЕКОТОРЫХ ТЕНДЕНЦИЯХ В РАЗВИТИИ СОВРЕМЕННОЙ АСТРОФИЗИКИ

Введение

В годы моего обучения в Ленинградском университете (1925—1928) я уделял главное внимание астрономическим и математическим предметам. Я всегда сознавал необходимость лучшего знания физики. Однако в то время занятия этой дисциплиной не очень привлекали меня. Правда, на двух последних курсах университета логическая стройность квантовой механики, а также некоторых глав статистической физики произвела на меня глубокое впечатление. Все же и теперь я чувствую, что мои познания по физике неполны и недостаточны для астрофизика-теоретика.

Может быть, благодаря этому обстоятельству, а также недостатку физической интуиции, я стремился в течение 50 лет моей научной работы сосредоточить ее в таких направлениях, где последовательная логика имеет более важное значение, чем физическое понимание. В то же самое время я потратил много времени на изучение данных, получаемых наблюдателями.

Современная астрофизика имеет дело с удивительным богатством и разнообразием наблюдательных данных, со многими типами космических тел и систем. Последние часто различаются по масштабам и основным свойствам. Вместе с тем изучающий сталкивается с разнообразными путями научных исследований и с различными формами мышления.

Тем не менее, случилось так, что мои личные усилия в науке оказались почти целиком посвящены трем основным направлениям теоретической работы.

1. Принципы инвариантности в применении к теории лучистого переноса.
2. Обратные задачи в астрофизике.
3. Эмпирический подход к проблемам происхождения и эволюции звезд и галактик.

На следующих страницах я даю краткий обзор результатов, полученных в каждом из этих трех направлений.

I. Принципы инвариантности и теория лучистого переноса

Проблема рассеяния и поглощения света в плоскопараллельных слоях некоторой среды была рассмотрена в классических работах Шварцшильда, Шустера, Милна и Чандрасекара. По существу их метод был связан с рассмотрением баланса лучистой энергии во всех элементарных объемах внутри среды. В результате в каждом случае проблема может быть сведена к некоторому интегральному уравнению с ядром $E_1(|\tau - t|)$, где E_i есть интегральный логарифм

Ann. Rev. Astron. Astrophys. 18, 1, 1980.

$$E_1(y) = \int_1^\infty e^{-yt} \frac{dt}{t}.$$

Случай изотропного и монохроматического рассеяния сравнительно прост. Но общая задача анизотропного рассеяния с некоторым перераспределением частот (это важно для теории линий поглощения) связана со многими сложностями и трудностями.

Сначала, еще будучи студентом университета, я пробовал внести вклад в эту область. Моя дипломная работа была посвящена интегральным уравнениям лучистого равновесия. Однако первые существенные результаты были достигнуты только в 1932—1933 годах, когда я разработал успешный метод расчета Лаймановского континуума и поля излучения L_α применительно к лучистому равновесию в планетарных туманностях. До второй мировой войны я нашел также простой путь решения проблемы монохроматического рассеяния в глубоких слоях вещества (например, в глубоких слоях моря) с произвольным показателем рассеяния. Но все это было сделано в рамках классических методов. Только в 1941 году я нашел, что существуют другие возможности.

Предположим, что мы имеем среду, состоящую из плоскопараллельных слоев, которая занимает полупространство $z<0$ с границей $z=0$. Параллельный пучок света с плотностью потока πS, падающий на эту границу под углом $\arccos\eta$ к нормали, будет проникать в среду и претерпевать там бесчисленное количество актов рассеяния и поглощения. В результате некоторая часть вошедшего пучка будет отражена обратно в полупространство $z=0$ в различных направлениях. Это явление называется «диффузным отражением» света от среды. Интенсивность света $I(\xi)$, диффузно отраженная под углом $\arccos\xi$, будет зависеть от η и ξ

$$I(\xi)=Sr(\eta, \xi).$$

Согласно классическим методам, для того чтобы найти функцию $r(\eta,\xi)$, нужно решить вышеупомянутое интегральное уравнение для различных значений параметра η, чтобы найти поле излучения для каждого η, как функцию от глубины. Однако мы используем затем только интенсивности в $z=0$, которые определяют $r(\eta, \xi)$.

Для того, чтобы избежать расчетов, которые описывают поле излучения в слоях $z<0$, я решил попробовать сделать следующее предположение. Очевидно, что функция $r(\eta, \xi)$ не изменится, если добавить к границе $z=0$ дополнительный слой толщины Δz, которая обладает теми же оптическими свойствами, что и первоначальная среда.

Это значит, что различные дополнительные явления рассеяния и поглощения будут в этом случае в точности компенсировать друг друга. Написав условие компенсации, можно получить уравнение для $r(\eta,\xi)$. Решающим было понимание того факта, что ни одна величина, непосредственно относящаяся к внутренним слоям, не входит в это уравнение. Уравнение содержит только неизвестную функцию $r(\eta,\xi)$. То же самое уравнение, полученное этим путем, после было найдено также из самого интегрального уравнения лучистого равновесия.

Условие, что $r(\eta,\xi)$ должна оставаться неизменной с добавлением дополнительного слоя к границе, называется *принципом инвариантности.*

В простейшем случае монохроматического и изотропного элементарного процесса, согласно этому принципу, мы находим, что $r(\eta,\xi)$, как функция двух переменных, должна иметь следующий вид:

$$r(\eta,\xi)=\frac{\lambda}{4}\,\xi\,\frac{\varphi(\eta)\varphi(\xi)}{\eta+\xi}, \tag{1}$$

где λ—это отношение коэффициентов рассеяния к поглощению (поглощение+рассеяние), а φ—вспомогательная функция *только одной переменной*, которая удовлетворяет весьма простому функциональному уравнению

$$\varphi(\eta)=1+\frac{\lambda}{2}\,\eta\int_{-1}^{1}\frac{\varphi(\eta)\varphi(\xi)}{\eta+\xi}\,d\xi. \tag{2}$$

Таким образом, вместо исследования множества решений сложного линейного интегрального уравнения для различных значений η мы можем найти $r(\eta,\xi)$, решая только одно, очень простое, нелинейное функциональное уравнение.

В последующих работах мы показали, что можно находить решения в более сложных случаях анизотропного рассеяния (случай несферической индикатрисы), применяя тот же принцип инвариантности.

Было показано также, что в случае конечной оптической толщины τ_0 решение возможно посредством некоторого обобщения этого принципа. Добавляя слой толщины Δz к одной из границ среды, необходимо вычесть слой той же толщины от другой границы с тем, чтобы как функция $r(\eta,\xi)$, описывающая диффузное отражение, так и $S(\eta,\xi)$, описывающая диффузное пропускание, оставались неизменными. Очевидно, что в этом случае обе функции будут зависеть также от значения конечной оптической толщины τ_0, которая входит как параметр.

Таким путем был развит мощный аппарат для решения наиболее сложных проблем переноса излучения и нейтронов, которые часто имеют более общую природу, чем задачи диффузного отражения и пропускания.

В годы, предшествовавшие второй мировой войне, мною была предложена формализованная схема пылевого слоя в Галактике, производящего межзвездное поглощение. Она состоит из совокупности распределенных в пространстве плоскопараллельных слоев поглощающих облаков. Эта совокупность облаков, благодаря случайности расположения их центров, должна вызывать статистические флуктуации в видимом распределении яркости вдоль Млечного Пути. Конечно, эта модель была создана только для изучения флуктуаций яркости и недостаточна для применения в других задачах, например, к динамике поглощающего вещества. Принцип инвариантности открыл удивительную возможность свести теорию этой модели флуктуаций блеска к простым функциональным уравнениям. В дальнейшем, более глубоко эти вопросы были разработаны в работах С. Чандрасекара и Г. Мюнча.

Позже, после войны, нам удалось показать, что принцип инвариантности можно применить к решению некоторых *нелинейных задач* теории переноса. Однако значительных успехов в этой области достигнуто не было.

Совсем недавно армянский математик Р. В. Амбарцумян нашел, что принцип инвариантности может быть широко и с успехом приме-

нен в развиваемой им математической дисциплине—комбинаторной интегральной геометрии.

В то же время необходимо подчеркнуть, что, несмотря на изумительную логическую красоту этого метода и на простоту, принцип инвариантности в применении к астрофизике несколько ограничен необходимостью упрощающих предположений геометрического характера (в некоторых случаях плоские слои, в других—однородность среды).

Должен признать, что я всегда неодобрительно относился к недостаточно обоснованным «моделям» и «ad hoc», гипотезам, применяемым в астрофизике многими теоретиками. Видимо, это недоверие основано на произвольности характера таких приближений и частых ошибках, возникающих при их применении. Конечно, теория переноса излучения так же, как и принцип инвариантности, в отличие от таких ad hoc моделей, скорее полезна как *математический и логический аппарат* для исследований. Однако некоторые довольно узкие предположения, которые мы делаем, используя этот аппарат, схожи с «созданием моделей». Это привело к тому, что я не стал ограничивать свои исследования только в этом направлении. Я всегда стремился найти новые пути непосредственного использования эмпирических данных с целью обнаружения закономерностей, описывающих астрофизические явления. В связи с этим я всегда считал подход, называемый в настоящее время «обратные задачи», очень многообещающим.

II. Обратные задачи

Непосредственно после окончания Ленинградского университета мое внимание было привлечено к следующему вопросу: в какой степени совокупность эмпирических данных атомной физики (частоты спектральных линий, вероятности переходов и т. д.) определяет однозначно систему правил и законов квантовой механики или, конкретно, форму уравнения Шредингера. Я скоро понял, что, конечно, строгое решение такой задачи мне не под силу, но решил, однако, сосредоточиться на более скромной и более простой задаче такого же типа. Я нашел, что больше подходит следующая узкая проблема: *в какой степени совокупность собственных значений обыкновенного дифференциального оператора определяет те функции и параметры, которые входят в этот оператор?* Даже решение этой обратной задачи связано с большими трудностями. Поэтому я ограничился опубликованием в «Zeitschrift für Physik» за 1929 год статьи, которая содержала общую проблему и доказательство теоремы, что среди всех струн только однородная струна имеет свойственную ей систему частот собственных колебаний. По-видимому, в последующие пятнадцать лет эта работа оставалась незамеченной (когда *астроном* публикует *математическую* работу в физическом журнале, трудно ожидать, что найдется много читателей). Однако с начала 1944 года эта работа была замечена и продолжена в статьях многих выдающихся математиков, которые добились больших результатов, относящихся к «обратной задаче Штурма-Лиувилля».

Что касается меня, то в течение многих лет я упорно искал другие случаи, где можно было бы прямо из наблюдательных данных вывести законы природы. Невозможно забыть, что одно из величайших открытий в истории астрономии—установление законов движения планет Кеплером—по существу было найдено решением следующей обратной задачи: две планеты обращаются вокруг Солнца по орбитам, из которых одна помещается целиком внутри другой (для простоты предположим, что обе орбиты находятся в одной плоскости). Движе-

ния периодические, но периоды несоизмеримы. Наблюдатель на внутренней планете непрерывно измеряет местонахождение внешней планеты и Солнца. Необходимо определить из этих наблюдений как форму и относительные размеры орбит, так и скорости в различных точках орбиты. Результатом решения этой задачи было открытие законов Кеплера. Правда, для нахождения траектории движения Марса, Кеплер применил метод «проб и ошибок», стремясь представить эту траекторию одной из известных геометрических фигур, однако ясно, что основной результат был достигнут анализом и решением *обратной задачи*.

Были и другие интересные примеры решения замечательных обратных задач в классической астрономии. Однако только отдельные случаи имели место в астрофизике. Широко известным примером является выведение пространственного распределения звезд в шаровом звездном скоплении из наблюдаемого распределения их проекций на небе. Проблема была сведена к интегральному уравнению Абеля, которое имеет простое решение.

В одной из своих популярных статей Эддингтон выдвинул следующий вопрос: возможно ли определить функцию распределения $\varphi(\xi, \eta, \delta)$ компонент пространственных скоростей звезд в окрестности Солнца, исходя только из одних *лишь наблюдений радиальных скоростей,* не делая при этом никаких особых предположений о виде функции φ. Решение этой задачи приводится в статье, которую я написал в 1935 г. и которая была представлена для опубликования в „Monthly Notices of The Royal Astronomical Society" А. С. Эддингтоном.

В этой работе было показано, что математически эта проблема сводится к нахождению значений функции трех координат в пространстве скоростей, где значения интегралов этих функций по любой плоскости в этом пространстве заданы как функция трех параметров, определяющих эту плоскость. Задача решается в конечном виде и первые же попытки показали возможности применения этого метода на основе существующих данных о радиальных скоростях звезд. Думаю, что теперь, когда мы имеем каталоги радиальных скоростей много богаче прежних, было бы неплохо снова попробовать применить этот метод.

Совсем недавно метод обратных задач нашел широкое применение в статистике вспыхивающих звезд в открытых звездных скоплениях и ассоциациях. Давайте рассмотрим здесь одну из простейших задач относительно вспыхивающих звезд. Есть серьезные основания считать, что последовательность вспышек каждой вспыхивающей звезды может быть представлена как процесс Пуассона, с некоторой средней частотой событий ν. Тогда возможно показать, что между математическими ожиданиями n_k количества звезд, вспыхивающих k раз за τ время наблюдений, мы имеем следующее соотношение:

$$n_0 = \frac{n_1^2}{2n_2}. \qquad (3)$$

Согласно определению, n_0—это ожидаемое количество вспыхивающих звезд, которые ни разу не вспыхнули за все время наблюдений. Другими словами, это количество вспыхивающих звезд, которые еще не обнаружены. Следовательно, добавив это n_0 к сумме $n_1 + n_2 + \ldots$ всех звезд, наблюдавшихся во вспышке (это значит к количеству известных вспыхивающих звезд), мы можем найти общее количество N вспыхивающих звезд в данном звездном агрегате. Конечно, на практике,

вместо математического ожидания n_1 и n_2 мы используем наблюдаемое количество звезд, вспыхнувших один или два раза соответственно, и рассматриваем полученное значение n_0 как приблизительное. Для корректности (3) необходимо предположить, что средняя частота вспышек одинакова для всех вспыхивающих звезд. У нас есть сильные аргументы, что это предположение определенно неверно. Однако нетрудно показать, что в этом случае мы вместо (3) имеем неравенство

$$n_0 \geqslant \frac{n_1^2}{2n_2}, \tag{4}$$

которое дает возможность оценить нижнюю границу общего числа вспыхивающих звезд. Этим путем было определено, что общее количество вспыхивающих звезд в Плеядах должно превышать тысячу. Первоначально эта оценка была сочтена завышенной, поскольку общая масса Плеяд по теореме вириала составляет около 400 солнечных масс. Но сейчас нет никаких сомнений в столь большом количестве вспыхивающих звезд в Плеядах.

Позже в этом свете обсуждалась много более сложная и тонкая задача определения функции $f(\nu)$ распределения средних частот звездных вспышек среди членов звездного агрегата.

Интересно, что в этом случае мы приходим к обратной задаче, где распределение наблюдавшихся первых вспышек различных звезд в течение всего периода патрулирования агрегата играет роль «известной функции». Так как «первая вспышка» в то же самое время является моментом открытия вспыхивающей звезды, значит, знание распределения открытий важно для нахождения $f(\nu)$. Таким образом, *хронология открытий* вспыхивающих звезд содержит важную информацию об $f(\nu)$. Было также показано, что распределение «вторых вспышек», выраженных как функция от времени патрулирования, тоже содержит очень важную информацию о $f(\nu)$. Но момент второй вспышки является моментом подтверждения открытия. Поэтому *хронология подтверждений* также важна для рассматриваемой проблемы.

Значимость обратных задач для астрофизики была подробно обсуждена нами в отдельной статье, представленной недавно на Международный симпозиум фундаментальных проблем теоретической и математической физики в Дубне (август, 1979), которая увидит свет в трудах этого симпозиума. Там приводятся и другие примеры.

III. Эмпирический подход к эволюционным процессам во Вселенной

С самого начала моей работы в астрофизике меня интересовали вопросы происхождения и эволюции звезд и галактик. Для меня было ясно, что старый подход с помощью космогонических гипотез и умозрительных моделей вряд ли может привести к серьезным результатам. Было ясно, что следует начинать с эмпирических данных, с их сопоставления и анализа.

Эволюционные процессы во Вселенной крайне сложны и многообразны. Поэтому нет шансов понять их на основе одной или нескольких моделей или гипотез, которые должны дать нам объяснение всей совокупности наблюдаемых фактов. Вместо того, чтобы делать в той или иной степени произвольные предположения, мы должны терпеливо анализировать полученные до сих пор эмпирические данные и попытаться вывести из них заключения о различных звеньях тех много-

численных эволюционных цепей, которые на самом деле существуют в действительности. Необходимо было найти общую идею относительно путей, как это сделать. В середине 30-х годов я решил применить этот подход в моей работе об этих проблемах.

Основная мысль заключалась в том, чтобы находить ситуации, когда можно относительно легко, на основании простых и более или менее очевидных соображений определить, исходя из известного современного состояния астрономического объекта или системы, направление изменений, которые должны происходить в этом состоянии, даже не зная других фаз его эволюции. Грубо говоря, мы должны попробовать собрать данные о первом производном состояния, которое наблюдаем. Такой подход во многих случаях может дать нам возможность связать в единую цепь разные наблюдаемые состояния некоторых объектов без каких-либо искусственных предположений. В некоторых случаях такие цепи (или, скорее, части цепей) могут сами по себе быть очень короткими, но упорный труд в свое время приведет к успеху в решении все более сложных проблем. Я считаю очень важным для себя, что решил следовать этому пути насколько возможно строго.

Так, изучая проблему *планетарных туманностей*, я нашел, что они находятся в равновесном состоянии. Но решающее значение для понимания путей эволюции планетарных туманностей имел вывод Цанстра о структуре эмиссионных линий этих объектов. Он показал, что единственным объяснением необычного вида этих линий является расширение этих туманностей. Таким образом, скоро стало очевидным, что планетарные туманности появляются в результате выброса внешних слоев центральных звезд в окружающее пространство.

При анализе последствий взаимодействия членов *звездного скопления* при близких прохождениях их друг около друга мы нашли, что эти взаимодействия должны приводить к относительно быстрому «испарению» таких скоплений. Время жизни, полученное на основании этого для наблюдаемых открытых скоплений оказалось порядка 10^8—10^9 лет, что значительно меньше времени жизни Галактики.

Таким образом, было найдено, что наблюдаемые открытые скопления являются относительно молодыми и быстро эволюционирующими системами, а также, что общее звездное поле Галактики постепенно обогащается за их счет. В то же время образование скоплений из отдельных звезд поля практически невозможно.

Уже после второй мировой войны я пришел к выводу, что в Галактике наблюдаются еще более молодые группы звезд, которые получили название *звездных ассоциаций*. Они содержат часто горячие гиганты (О и В-звезд) и всегда большой процент переменных карликов (звезды типа Т Тельца и вспыхивающие звезды). Возраст многих ассоциаций измеряется временем порядка от 10^6 до 10^7 лет. Само их существование было доказательством двух фундаментальных положений, касающихся происхождения членов Галактики: 1) возникновение звезд в нашей Галактике продолжается в нынешней фазе ее развития и 2) звезды возникают относительно большими группами (ассоциации и и скопления).

Последовавшее обнаружение наличия в некоторых ассоциациях кратных звезд специального типа—систем типа Трапеции—показало, что ассоциации содержат подгруппы звезд, которые моложе, чем ассоциация в целом, и имеют возраст между 10^5 и 10^6 лет, т. е. на один порядок моложе, чем возраст ассоциации в целом.

С другой стороны, еще в тридцатых годах я пытался исследовать статистику элементов орбит *двойных звезд* в Галактике, чтобы найти

некоторые указания относительно направлений ее динамической эволюции. В результате оказалось, что широкие звездные пары быстро распадаются. А существование очень широких пар дало возможность оценить верхний предел возраста Галактики, по крайней мере, в данном состоянии. Этот предел совершенно независимо от космологических соображений оказался около 10^{10} лет.

Для достижения дальнейшего прогресса в понимании эволюционных процессов необходимо не только избегать искусственных моделей, но надо стараться избавиться от некоторых *предрассудков*, кажущихся с первого взгляда вполне логичными и остающихся от классических космогоний. Первый из таких предрассудков—это представление о том, что в начале космической эволюции материя должна находиться в диффузном (главным образом в газовом) состоянии. Многие теоретики придерживаются этого мнения и до сих пор. Но трудно найти какие-либо прямые свидетельства в пользу такого допущения среди астрономических данных.

Вторым предрассудком, связанным с первым, является убеждение, что главная проблема космогонии заключается в объяснении возникновения конденсированных тел, конечно, из диффузных облаков. Но, изучая положения тел в нашей Галактике, так же, как и во внешних галактиках, можно непосредственно увидеть, что туманности (и не только планетарные или кометарные) находятся в состоянии весьма быстрых изменений. Очевидно, что их время жизни во много раз короче, чем время жизни плотных тел—таких, как звезды и планеты. Поэтому вообще гораздо правильней начать выяснять направление эволюции с изучения переменности туманностей.

В случае планетарных туманностей почти очевидно их образование выбросом внешних частей звезды и их конечная судьба—в полной диссипации в окружающем пространстве. Радиотуманности, лучший вид которых Крабовидная туманность, являются результатом вспышки сверхновой и диссипации подобным образом. Есть много свидетельств о расширении некоторых массивных диффузных туманностей. То же самое можно сказать о так называемых *компактных HII областях*. Следовательно, остается фактом, что почти везде мы прямо или косвенно наблюдаем образование туманностей путем выброса из групп или отдельных звезд. Но свидетельств в пользу обратного (коллапсов туманностей, аккреции диффузной материи) встречается редко, и порою они очень сомнительны. Конечно, не исключено, что в будущем могут быть найдены более веские аргументы подобного типа, но в настоящее время в сложившейся картине Вселенной преобладают процессы взрывов из массивных объектов с последующим образованием таких недолго существующих объектов, как туманности. Кажется, что если бы проблема образования и эволюции туманностей была бы сформулирована ранее, то решения многих более общих проблем, связанных с эволюционными процессами во Вселенной, могли бы быть достигнуты намного скорее.

Одним из наиболее интересных вопросов, связанных со звездными ассоциациями, является *расширение* некоторых из них или содержание в них расширяющихся групп звезд. В наших первых работах по звездным ассоциациям (1947—1951) было высказано предложение, что расширение—общее явление для ассоциаций. Профессор Блаау, на основании изучения собственных движений членов звездной ассоциации Персей II, заключил, что она действительно в стадии расширения. В дальнейшем он нашел явление расширения в одной из частей ассоциации Скорпион—Центавр. В то же время, во многих других ассо-

циациях заметного расширения не было найдено. Правда, отрицательный результат окончателен только для нескольких близких ассоциаций. Следовательно, есть только один или два случая, где мы определенно не имеем явления простого расширения. Однако существование некоторого числа расширяющихся групп является свидетельством о каких-то взрывных процессах, сопровождающих рождение звезд или с ранней стадией эволюции молодых групп. Здесь опять эмпирические данные находятся в резком противоречии с гипотезой конденсации диффузного вещества в звезде.

В последующие годы (1955—1965) я обратил внимание на явления, происходящие в ядрах галактик и вокруг них. В прошлом астрономы и особенно теоретики проявили мало интереса к свойствам ядер галактик. На Сольвейской конференции 1958 года я представил доклад, в котором показал, что эти ядра иногда являются центрами крупномасштабной *активности,* которая проявляется в различной форме. Было показано, что радиогалактики не являются результатом столкновений галактик, как это было принято в это время, а являются системами, в которых имеет место выброс материи огромной мощности из ядер. Следствием таких взрывов является образование облаков частиц высоких энергий.

Последовавшее затем открытие квазаров показало, что существует еще одна форма активности ядер, выражающаяся в том, что значительная часть испускаемой энергии излучается как незвездное оптическое излучение ядер. В таких случаях светимость ядер часто превышает в 10^{11} или в 10^{12} раз, и даже больше, светимость Солнца.

Важным достижением Б. Е. Маркаряна, Э. Е. Хачикяна и других работающих со мной в Бюраканской обсерватории астрономов является более детальное наблюдательное изучение оптических проявлений активности галактик таких, как ультрафиолетовый избыток и сильные эмиссионные линии. Десятикратное увеличение числа сейфертовских галактик, которое явилось одним из результатов этой их работы, открыло новые возможности в понимании процессов активности ядер.

В 1966 г. в Бюраканской обсерватории и в 1970 г. в Академии наук Ватикана были организованы международные симпозиумы, посвященные обсуждению различных форм активности ядер, включая явления в квазарах и галактиках Сейферта. С тех пор выполнен огромный объем наблюдательной работы в различных обсерваториях мира с целью достичь лучшего понимания рассматриваемых процессов. Однако следует признать, что в теоретическом истолковании пока успехи невелики.

В то время как наблюдаемые формы активности ядер прямо говорят о явлениях взрывов и расширений в центральных частях галактик, некоторые теоретики еще продолжают строить модели ядерных явлений, в которых явлениям выброса вещества из ядра обязательно предшествует какой-либо коллапс большой массы диффузного вещества. Согласно таким моделям выброс вещества является лишь вторичным эффектом, вызванным процессом коллапса. Вряд ли следует снова подчеркивать, что я весьма скептически отношусь к этим умозрительным конструкциям. Я не вижу ни малейших наблюдательных свидетельств в их пользу. Здесь опять мы имеем дело с влиянием старых предрассудков, согласно которым эволюционные процессы во Вселенной сводятся к разным явлениям сжатия и конденсации.

IV. Заключительные замечания

В заключение я хотел бы дать оценку степени успешности в каждом из обсужденных выше направлений и исследований.

1. Я весьма удовлетворен, что в течение 37 лет, прошедших после опубликования моей первой работы о применении принципа инвариантности, были достигнуты многочисленные новые важные результаты. Исследования были расширены в блестящих работах В. В. Соболева и его сотрудников. Профессор Р. Беллман ввел «инвариантное вложение». Участие профессора С. Чандрасекара в разработке этой области чрезвычайно обрадовало как меня, так и моих молодых сотрудников. Я предвижу еще более широкое применение принципа инвариантности ко многим вопросам математической физики и даже к другим областям точных наук.

2. Очевидно, что успех в области обратных задач в астрофизике оказался весьма скромным. Дело в том, что с самого начала к этому направлению я относился с большим энтузиазмом, чем к двум другим. Это показывает, что во всех случаях успех зависит не столько от желаний или способностей исследователя, но прежде всего от общего положения дел в рассматриваемой области и, конечно, от трудностей задачи. Но и сейчас я не сомневаюсь, что это направление является весьма обещающим для астрофизики. Я пользуюсь этой возможностью, чтобы выразить мою убежденность, что в будущем оно сыграет большую роль, в частности, в космологии.

3. Подход к изучению эволюционных процессов, который был представлен выше как третье направление моих изысканий, получил за последнее десятилетие широкое распространение в астрофизике. Он проник почти во все области нашей науки. Может быть, не было бы преувеличением сказать, что отчасти благодаря этому подходу и упорной работе целого поколения астрофизиков, астрофизика как наука превратилась в эволюционную науку.

Всякому теперь очевидно, что совокупность проблем происхождения и эволюции небесных тел нельзя решить с помощью одной или нескольких спекулятивных моделей. Новые открытия расширяют объем задач, стоящих в этой области перед нами.

Мое скептическое отношение ко многим предложенным формальным теоретическим моделям подтверждается тем, что почти все новые интересные открытия, которыми особенно были богаты последние три десятилетия, явились неожиданными для таких моделей. Попытки приспособить эти модели к новым наблюдательным данным обычно не приносит особого успеха.

Приведем здесь два примера полной несостоятельности спекулятивного подхода.

а) Многие теоретики считают, что мы уже обладаем более или менее последовательной теорией звездной эволюции. Сотни моделей были рассчитаны, в частности, для ранних стадий эволюции. Но именно эта теория оказалась не в состоянии предвидеть такое важное явление, как звездные вспышки. Сейчас нет никаких сомнений, что большинство звезд после периода формирования (стадия Т Тельца) проходят эту фазу эволюции. Поэтому первоочередной задачей любой эволюционной теории должно быть объяснение особенностей вспышечных процессов. Однако большинство моделей до сих пор игнорируют эту потребность.

б) Положение дел еще хуже с проблемой фуоров (термин, употребляемый в Советском Союзе для обозначения звезд типа FU Ориона).

Осознание факта, что эта стадия развития должна играть существенную роль в жизни, по крайней мере, определенной категории звезд, может иметь фатальное значение для многих умозрительных теорий. Положение этих теорий становится еще более критическим, если учитывать, что существует целая последовательность различных звезд, которые в фотометрическом отношении ведут себя более или менее подобно фуорам.

Звезда P Лебедя, которая поярчала почти четыре века тому назад, является примером такой звезды. Хорошо известно, что в каждой спиральной и иррегулярной галактике имеется много сверхгигантов. Поэтому явления поярчания звезд типа пре-P Лебедя очень важны для понимания эволюции супергигантов.

Нет сомнений, что наблюдательное исследование подобных звезд и процессов должно дать хороший строительный материал для построения картины звездной эволюции.

Хочется добавить несколько слов для того, чтобы моя критика умозрительных теорий и моделей была бы правильно понята. Ведь никто не может отрицать роли, которую они сыграли в науке. Первое из направлений моих изысканий, о котором говорилось выше (принципы инвариантности), гораздо ближе к построению моделей, чем к эмпирическому исследованию. Но я возражаю против умозрительных построений в случаях, обсужденных выше, когда игнорируются важные наблюдательные данные. Это вряд ли приведет к хорошим результатам.

Природа до сих пор хранит многие свои секреты. Наша задача раскрыть их. Естественно пытаться делать это наблюдением тех мест, где они скрыты. Вряд ли мы добьемся нашей цели только построением теорий.

АСТРОФИЗИКА

Древнейшая наука астрономия в последние десятилетия переживает небывалое развитие. Астрономические исследования, посвященные физическому изучению систем и явлений, наблюдаемых во Вселенной, привели к открытию космических объектов, в которых материя находится в совершенно необычных, неизвестных на земле состояниях, и серьезно расширили наши представления о Вселенной, вскрыли важные закономерности происхождения и эволюции звезд и звездных систем.

В современный прогресс астрономии свою лепту внесли армянские астрофизики—сотрудники ордена Ленина Бюраканской астрофизической обсерватории Академии наук Армянской ССР.

Бюраканская обсерватория была основана в 1946 г. и начала свою деятельность одновременно со строительством. Наблюдения обсерватории осуществлялись небольшими телескопами, прямо под открытым небом.

Первые телескопы в обсерватории (5-дюймовый двойной астрограф и 8-дюймовая камера Шмидта) имели небольшие размеры и были собраны из оптических и механических деталей, изготовленных различными иностранными фирмами. Однако уже в 1949 г. в Бюракане были установлены приборы отечественного производства: оригинальной конструкции 25-сантиметровый телескоп-спектрограф и крупнейший небулярный спектрограф. Наряду с первыми телескопами они сыграли заметную роль в астрономических наблюдениях, прежде всего с целью исследования звездных ассоциаций.

В дальнейшем размеры и значения новых телескопов, установленных в обсерватории, постепенно возросли (16- и 20-дюймовый телескопы классической системы и 21-дюймовая камера Шмидта).

Введение в строй 21-дюймового широкоугольного телескопа, крупнейшего в СССР в то время, позволило обсерватории начать работы по изучению галактик—огромных звездных систем типа нашей Галактики (Млечного Пути).

Особое значение не только для обсерватории, но и для всей советской астрономии имело вступление в строй в 1960—1961 гг. второго по величине в мире метрового телескопа системы Шмидта, обладающего крупнейшими в мире метровыми объективными призмами. Уже почти 20 лет он служит источником уникальной и разнообразной астрофизической информации о слабых звездах и галактиках.

Наконец, в октябре 1976 г. в Бюракане состоялось открытие крупнейшего телескопа классической системы, с диаметром зеркала 2.6 м. Если метровый телескоп системы Шмидта, благодаря большому исправленному полю, позволяет получать на одном снимке сразу тысячи звезд и галактик и среди них выорать объекты, наиболее интерес-

---

Сб.: Достижения науки в Советской Армении. Ереван: Изд-во АН Армянской ССР, 1984. (Соавтор Л. В. Мирзоян)

ные для дальнейшего исследования, то новый телескоп, имея небольшое полезное поле, обладает несравненно большим масштабом получаемых изображений и предназначен для глубокого исследования отдельных звезд, туманностей и галактик. Эффективная и согласованная работа этих двух телескопов является залогом дальнейшей плодотворной работы Бюраканской обсерватории.

Следует добавить, что в Бюракане, кроме оптических методов наблюдения, развиваются и радиоастрономические, а в последнее время также инфракрасные методы наблюдений. Причем развертывание как оптических, так и радиоастрономических наблюдений нестационарных звезд и галактик в значительной мере было обусловлено возможностью совместных исследований армянских астрономов с учеными других советских и зарубежных (Австралия, Болгария, Венгрия, ГДР, США, Франция, ФРГ и др.) обсерваторий, с использованием крупнейших телескопов мира.

Серьезные задачи стояли перед Бюраканской обсерваторией в первые годы существования по подготовке необходимых специалистов. В отличие от других обсерваторий, которые обычно привлекают астрономов из разных университетов страны, в Бюракане с первых дней основания обсерватории были намечены мероприятия по подготовке собственных специалистов, воспитанных в соответствии с тематикой ее работ.

В 1947 г. в Ереванском университете по инициативе и с помощью Бюраканской обсерватории была введена специализация по астрофизике, а через пять лет в Бюракане появились первые выпускники-астрофизики. В дальнейшем эта практика была продолжена, и в настоящее время все специалисты-астрофизики в Бюракане являются почти исключительно выпускниками Ереванского университета. Более высокую квалификацию эти специалисты получили через аспирантуру. Причем в первое время в этом вопросе Бюраканской обсерватории большую помощь оказали ученые из других советских астрономических учреждений, в первую очередь Ленинграда. В последующем Бюраканская обсерватория сама оказывала соответствующую помощь другим советским, а также некоторым зарубежным (Венгрия, Болгария) обсерваториям.

За последние десятилетия окрепла и лабораторная база обсерватории, возникли и развивались отделы и лаборатории по отдельным проблемам и методам исследований, значительное внимание было уделено внедрению в астрофизические наблюдения и измерения автоматики и вычислительной техники.

Целеустремленная и последовательная работа вооруженной современными наблюдательными и лабораторными приборами астрофизической обсерватории, плодотворное сотрудничество с другими советскими и зарубежными учреждениями в решении актуальных проблем привели к серьезным научным достижениям.

Из первых работ Бюраканской обсерватории наиболее важными являются исследования по разработке теории флуктуаций поверхностной яркости Млечного Пути, которая исходила из представления о клочковатой структуре межзвездной поглощающей материи. Используя данные о наблюдаемых флуктуациях в распределении звезд и галактик на небе, а также в распределении яркости Млечного Пути с учетом флуктуаций, обусловленных существованием физических групп звезд и галактик, теория флуктуаций позволила определить средние параметры (размеры, мера поглощения света, пространственная плотность и др.) поглощающих облаков, составляющих межзвездную мате-

рию в Галактике, вскрыть некоторые закономерности пространственного распределения звезд в ней.

В 1947 г. в Бюракане были открыты звездные ассоциации—звездные системы нового типа, являющиеся, как выяснилось тогда же, очагами звездообразования. Открытие звездных ассоциаций во многом предопределило дальнейшую деятельность новой обсерватории. Проблема изучения нестационарных явлений в звездах и звездных системах, вызванных их динамической и физической неустойчивостью в начальных стадиях эволюции, стала определяющей в деятельности обсерватории. Открытие звездных ассоциаций подтвердило представление о том, что для изучения вопросов физики и эволюции звезд и звездных систем принципиально важное значение имеют нестационарные объекты и системы, т. е. такие объекты и системы, состояние которых за короткое время подвергается резким изменениям.

Действительно, анализ сил, действующих в ассоциациях, показал, что они являются динамически неустойчивыми образованиями, многие из которых вследствие этого в настоящее время расширяются. Принципиально новое представление о динамической неустойчивости звездных ассоциаций и основанное на нем предсказание о расширении этих систем, о движениях звезд, по своему характеру коренным образом отличающихся от всех видов движений ранее изучавшихся в звездной динамике, подтвердились наблюдениями внутренних движений звезд в ряде близких ассоциаций.

Было показано, что в результате расширения звездные ассоциации должны полностью распасться за время порядка 10^7 лет. Это время на три порядка меньше возраста большинства звезд Галактики, в том числе Солнца. Поэтому динамическая неустойчивость звездных ассоциаций свидетельствует о недавнем их возникновении. Это, в свою очередь, говорит о крайней молодости звезд, составляющих ассоциации. Таким образом, открытие звездных ассоциаций было *первым наблюдательным свидетельством в пользу представления о продолжающемся в настоящее время в Галактике процессе звездообразования.*

Население звездных ассоциаций характеризуется обилием горячих гигантов и сверхгигантов спектральных классов O-B, либо же карликовых звезд с эмиссионными линиями в спектрах (переменные звезды типа T Тельца и примыкающие объекты). Соответствующие системы получили название O- и T-ассоциаций.

Изучение структурных особенностей звездных ассоциаций привело к выделению в их составе специального класса кратных звезд типа Трапеции Ориона. Было показано, что вследствие своеобразия пространственных конфигураций, образуемых членами этих систем, они должны распасться значительно быстрее самих материнских ассоциаций—за время порядка 10^6 лет.

Звезды в ассоциациях обычно проявляют сильную физическую нестационарность (неправильную переменность излучения, истечение материи с поверхностных слоев, вспышки и т. д.). Изучение этого явления показало, что оно, как правило, характеризует неравновесное состояние звезды в начальных стадиях эволюции.

Исследования звездных ассоциаций позволили найти важные закономерности эволюции звезд исходя не из умозрительных заключений, основанных на произвольных предположениях, во многом предопределяющих эти заключения, а на основе обобщения и анализа наблюдательных данных о звездах и звездных системах.

Основываясь на наблюдательных фактах, свидетельствующих о расширении и последующем распаде звездных ассоциаций, была раз-

работана гипотеза о сверхплотной дозвездной материи. В противоположность классической гипотезе, допускающей формирование звезд и звездных систем из разреженной газовой материи путем ее конденсации, в новой гипотезе возникновение небесных тел рассматривается как результат распада сверхплотных дозвездных тел неизвестной природы—протозвезд.

Был внесен существенный вклад в разработку теории сверхплотной газовой материи (наличие гиперонов в сверхплотных звездах, уравнение состояния и другие вопросы), свидетельствующий о принципиальной возможности существования равновесных конфигураций вырожденного газа, обладающего плотностью атомных ядер и выше*.

Посредством статистического изучения звездных вспышек было показано обилие вспыхивающих звезд в агрегатах—ассоциациях и молодых скоплениях. Отсюда был получен вывод о том, что стадия вспыхивающей звезды является закономерной стадией звездной эволюции, через которую проходят все карликовые звезды, вслед за стадией типа Т Тельца, для которой характерны непрерывные и неправильные изменения блеска.

В подтверждение этой закономерности в звездных агрегатах Плеяды, Ясли, Орион и в Лебеде посредством длительных фотографических наблюдений, выполненных на телескопах обсерватории, были открыты и исследованы несколько сот вспыхивающих звезд.

Для объяснения необычных изменений излучения звезд типа Т Тельца и вспыхивающих было развито несколько условное представление о выносе дискретных порций внутризвездной энергии в поверхностные слои звезды сгустками—осколками дозвездной материи, еще сохранившейся в недрах молодых звезд. Распад этой материи приводит к освобождению отдельных порций энергии, вызывающих неправильные изменения излучения или звездные вспышки. Это представление позволило предсказать существование двух классов вспышек—«быстрых» и «медленных», обладающих различными физическими особенностями, что было подтверждено наблюдениями. Оно оказалось плодотворным и для объяснения явления фуора—необычных изменений излучения объектов типа FU Ориона.

Фотоэлектрическими и фотографическими наблюдениями звездных вспышек звезд типа UV Кита окрестности Солнца и в звездных агрегатах (Плеяды, Орион) были выявлены характерные световые и цветовые их особенности.

Всестороннее изучение звездных ассоциаций, таким образом, показало огромное значение нестационарных звезд и звездных систем—объектов, находящихся на поворотных стадиях своего развития—для вопросов эволюции и физики космических состояний материи.

Начиная с 50-х годов Бюраканская астрофизическая обсерватория большое внимание уделяет внегалактическим исследованиям. Исключительно интересные результаты получены при изучении нестационарных явлений в галактиках. Исходным для этих исследований явился вывод теории звездных ассоциаций о том, что начальные стадии развития космической материи связаны с высокими плотностями и колоссальными энергиями. Поскольку в мире галактик стадии эволюции

---

* Веским свидетельством существования в природе сверхплотных тел явилось открытие английскими радиоастрономами в 1968 г. пульсаров—космических радиоисточников, излучающих крайне короткие радиоимпульсы и, по современным представлениям, обладающих очень высокими плотностями.

космической материи продолжаются сравнительно долго, то допускалось, что свойства дозвездной материи в галактиках могут проявляться в течение более длительного времени и в более явной форме.

Уже первые работы, выполненные непосредственно после открытия в США радиогалактик—галактик, обладающих мощным радиоизлучением, показали, что нестационарность в мире галактик встречается чаще, притом в особенно бурной форме и несравненно больших масштабах, чем в мире звезд. Оказалось, например, что динамически неустойчивых систем, в частности, типа Трапеции, в мире галактик относительно больше, чем в мире звезд.

В Бюракане были обнаружены голубые выбросы из ядер галактик, открыты и исследованы грандиозные нестационарные явления—колоссальные взрывы, сопровождаемые выбросами и извержениями огромных масс, мощных струй материи, а иногда и целых компактных галактик; спокойное истечение материи; необычно мощное радио- и оптическое излучение и др.

Эти исследования привели в 1954—1955 гг. к фундаментальному выводу о том, что наиболее мощные нестационарные явления, наблюдаемые в мире галактик, почти всегда являются результатом активности наблюдаемых в их центральных частях небольших сгущений—ядер. В частности, явление радиогалактик было объяснено как одно из проявлений активности ядер галактик. Было обосновано положение о том, что ни звезды, ни газо-пылевая материя, содержащиеся в ядрах галактик, не могут быть причиной этих поразительных явлений. Их объяснение требует допустить, что в ядрах галактик имеются сверхплотные массивные образования неизвестной природы, физические условия в которых сильно отличаются от условий, наблюдаемых в известных космических образованиях или изученных в земных лабораториях.

Блестящим подтверждением идеи об активности ядер галактик явились обнаружение колоссального взрыва, происшедшего в ядре галактики M82, и открытие квазаров—квазизвездных внегалактических объектов. Последние представляют собой галактики, обладающие чрезвычайно активными ядрами, причем активность выражается прежде всего в огромной, чудовищной светимости ядер. Новые свидетельства в пользу идеи об активности ядер галактик, играющей определяющую роль в эволюции галактик и их систем, получены на основе детального изучения крупнейшими телескопами и радиотелескопами мира галактик, показывающих необычно сильное ультрафиолетовое излучение, обнаруженных в Бюракане.

Начиная с 1965 г. в Бюракане было обнаружено около 2000 таких галактик. Спектральные и радиоастрономические исследования этих ультрафиолетовых галактик, выполненные бюраканскими астрономами совместно с учеными из других советских и зарубежных (Англия, Франция, ФРГ, США) обсерваторий, показали, что многие из них обладают высокой активностью ядер. Среди них встречаются разные проявления этой активности. Около 10% галактик с необычайно интенсивным ультрафиолетовым излучением обладают свойствами сейфертовских галактик—физически и динамически крайне нестационарных. В ряде случаев ядра ультрафиолетовых галактик являются двойными или кратными. У них обычно чаще, чем у нормальных галактик, наблюдается радиоизлучение.

Кроме изложенных результатов, достигнутых в Бюракане и относящихся непосредственно к изучению нестационарных явлений в мире

звезд и галактик, следует отметить и некоторые другие результаты, во многом способствовавшие развитию новых представлений.

Заслуживают упоминания прежде всего детальные исследования по фотометрии, спектроскопии, колориметрии и поляриметрии нестационарных звезд, туманностей и галактик. Этими исследованиями вскрыты важные закономерности физики и эволюции указанных образований, определен ход дальнейшей работы в этой области. Вместе с этим в ходе упомянутых исследований были открыты три сверхновые, несколько сот вспыхивающих и переменных звезд, более сотни кометарных туманностей и объектов Хербига-Аро, около сотни звезд с H_α-эмиссией в спектре, десятки планетарных туманностей и открытых звездных скоплений, сотни голубых объектов галактической и внегалактической природы и т. д.

Следует особо отметить открытие в 1949 г. в Бюракане, независимо от американских астрономов, явления поляризации света звезд, открытие наряду с межзвездной поляризацией поляризации, обусловленной околозвездными оболочками, открытие переменности звездной поляризации, наконец, открытие необычно высокой степени поляризации Крабовидной туманности.

Кроме того, в Бюраканской обсерватории выполнены теоретические работы по теории переноса излучения, теоретические и наблюдательные исследования, посвященные межзвездному поглощению света, поляризации света звезд, физике и динамике планетарных и диффузных туманностей, статистике двойных и кратных звезд типа Трапеции и т. д., которые являются ценным вкладом в современную астрофизику.

Дальнейшим развитием исследований по звездным ассоциациям явились начатые в Бюракане и лишь затем продолженные за границей работы по сверхассоциациям в отдельных галактиках.

Многие из изложенных выше научных результатов оказали заметное влияние на развитие астрофизики во всем мире. Это главным образом результаты, относящиеся к проблемам возникновения звезд и звездных систем в нашу эпоху и активности ядер галактик. Новые плодотворные идеи, характеризующие бурные процессы во Вселенной, возникшие и разработанные в Бюракане и часто подхватывавшиеся и развивавшиеся в других обсерваториях мира, твердо вошли в науку и окончательно заменили господствовавшее представление о спокойной, неизменной Вселенной.

Следует подчеркнуть, что не всегда результаты, полученные в Бюракане, находили немедленно всеобщее признание. Достаточно вспомнить, что в начале 50-х годов часть астрономов отрицала существование звездных ассоциаций. Гипотеза о сверхплотной природе дозвездного состояния вещества до сих пор встречает возражения со стороны большинства астрофизиков-теоретиков, хотя наблюдатели уже давно убедились, что подавляющее большинство непосредственно наблюдаемых нами разнообразных эволюционных процессов Вселенной сводится к переходам от плотного состояния к разреженному. Например, идея об активности ядер галактик, которая в настоящее время уже не только никем не оспаривается, но и усиленно разрабатывается многими специалистами по галактикам, была встречена «в штыки» на Сольвейской конференции в 1958 г. Только после того, как астрофизические наблюдения принесли блестящие подтверждения этой идеи, она стала общепринятой.

В нашем обзоре мы привели краткое изложение истории развития Бюраканской астрофизической обсерватории, построив его вокруг тех основных идей, которые лежали в основе всей деятельности обсерватории.

Это идеи о возникновении и развитии звезд и звездных систем в современную эпоху и об активности ядер галактик, играющей определяющую роль в эволюции этих звездных систем. Разработанные в Бюракане благодаря применению нового наблюдательного подхода к эволюции звезд и галактик*, они обусловили серьезные успехи Бюраканской обсерватории.

С другой стороны, современная наука и астрономия, в частности, развиваются главным образом благодаря совместным исследованиям коллективов ученых целой страны, иногда даже разных стран, посвященных актуальным проблемам науки. В астрономии это относится, прежде всего, к исследованиям наблюдательного характера, являющимися основой астрономии. Недаром считается, что астрономия—наука наблюдательная. Поэтому создание и установка нового телескопа или более совершенной приемной и измерительной аппаратуры в обсерватории порою важнее для ее деятельности, чем многие научные исследования, выполненные в ее стенах менее совершенными приборами.

Теоретические же исследования в Бюраканской астрофизической обсерватории всегда основывались на богатом наблюдательном материале, накопленном во всем мире, и способствовали большей целеустремленности наблюдательных программ и правильной интерпретации результатов наблюдений.

Исходя из этих соображений трудно было точно определить долю участи каждого члена коллектива обсерватории в тех или иных достижениях обсерватории и указать в изложении обзора. Тем не менее, мы сочли возможным привести в конце настоящей статьи небольшой список трудов, относящихся к отдельным наблюдательным открытиям и новым теоретическим концепциям, сделанным или разработанным в Бюраканской астрофизической обсерватории. Естественно, что он дает лишь приблизительное представление об участии сотрудников обсерватории в основных научных работах, выполненных в Бюракане.

Несколько более полное представление о работах сотрудников обсерватории, опубликованных до 1967 г., дает список наиболее важных трудов, приведенный в статье авторов в сборнике «Академия наук Армянской ССР за 25 лет» (Ереван, Изд-во АН АрмССР, 1968, с. 34). Однако и его нельзя считать полным. Помимо того, что в этих списках не могли бы отражаться важные работы, связанные с оснащением обсерватории новыми телескопами и лабораторным оборудованием, или необходимые для общей деятельности обсерватории текущие исследования, само понятие «наиболее важные труды» является относительным и в будущем может несколько меняться в том смысле, что работа, которая сегодня выглядит не очень важной, завтра может оказаться весьма важной и наоборот.

Помимо большого количества текущих исследований и рутинных, но важных для науки наблюдений и в связи с ними, в результате исследований Бюраканской обсерватории сделаны многие наблюдательные и теоретические открытия. Их одно лишь перечисление дает представление о влиянии обсерватории на современное развитие астрофизики. Поэтому резюмируя сказанное, приведем перечень некоторых из них.

---

* См. *Л. В. Мирзоян.* Наблюдательный подход к эволюции звезд и галактик.—В кн: Вопросы физики и эволюции Космоса. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1978, с. 197.

I. Наблюдательные работы

1. Открытие поляризации света звезд [1].
2. Открытие высокой степени поляризации света Крабовидной туманности [2].
3. Открытие переменности поляризации света звезд—красных сверхгигантов и карликов типа Т Тельца [3].
4. Открытие нескольких сотен вспыхивающих звезд в звездных агрегатах. Вскрытие эволюционного значения стадии вспышечной активности в жизни карликовых звезд [4].
5. Доказательство истепловой природы непрерывной эмиссии, наблюдаемой у звезд типа Т Тельца и вспыхивающих звезд [5].
6. Открытие голубых галактик—выбросов из ядер гигантских галактик [6].
7. Открытие сверхассоциаций—гигантских систем молодых звезд во внешних галактиках [7].
8. Открытие галактик с ультрафиолетовым избытком излучения [8].
9. Открытие компактных групп компактных галактик [9].
10. Открытие большого числа кометарных туманностей, в том числе таких, которые обладают особо быстрыми изменениями строения и блеска [10].
11. Открытие значительного числа объектов Хербига-Аро [11].
12. Вскрытие особенностей излучения и морфологии галактик с активными ядрами, в частности с избытком ультрафиолетового излучения [12].

II. Истолкование наблюдательных данных. Новые теоретические концепции

1. Разработка теории флуктуаций в яркости Млечного Пути [13].
2. Выявление нового класса звездных систем—звездных ассоциаций. Гипотеза о сверхплотной дозвездной материи [14].
3. Введение понятия о кратных системах типа Трапеции как ранних фаз эволюции [15].
4. Разработка теории сверхплотной вырожденной газовой материи [16].
5. Разработка концепции об активности ядер галактик [17].
6. Разработка теории перераспределения энергии внутри линий поглощения в звездных атмосферах [18].

Интересно добавить, что в связи с перечисленными открытиями новых объектов и разработкой новых концепций бюраканскими исследователями в мировую науку был введен ряд новых терминов, которые нашли повсеместное распространение: звездные ассоциации, системы типа Трапеции, сверхассоциации, активность ядер галактик, фуоры и т. д.

В заключение отметим, что работа Бюраканской астрофизической обсерватории была высоко оценена. Еще в 1967 г. она, первая (и пока единственная) среди астрономических учреждений СССР, удостоилась высшей правительственной награды—ордена Ленина.

Подробнее с исследованиями армянских астрофизиков можно ознакомиться в следующих книгах:

Амбарцумян В. А., Мирзоян Л. В., Саакян Г. С. I—III главы в кн.: Проблемы современной космогонии. Ред. В. А. Амбарцумян, М., 1969 и 1972 (имеются переводы на французский и немецкий языки).

Амбарцумян В. А. Проблемы эволюции Вселенной (на русск. и арм. яз.). Ереван, 1968.
Мирзоян Л. В. Вспыхивающие звезды. Ереван, 1973 (на арм. яз.).
Товмасян Г. М. Неистовые галактики. Ереван, 1974 (на арм. яз.).

ЛИТЕРАТУРА

1. Домбровский В. А. О поляризации излучения звезд ранних спектральных типов. ДАН АрмССР, 10, №5, 1949.
2. Домбровский В. А. О природе излучения Крабовидной туманности. ДАН СССР, 94, № 6, 1954; Хачикян Э. Е. О поляризации света Крабовидной туманности. ДАН АрмССР, 21, №2, 1955.
3. Григорян К. А. Поляризационные наблюдения μ Цефея. Сообщ. Бюракан. обс., 25, 45, 1958; Вардanян Р. А. Поляризация света Т и RУ Тельца. Сообщ. Бюракан. обс., 35, 3, 1964.
4. Амбарцумян В. А. К статистике вспыхивающих объектов. В кн.: Звезды, туманности, галактики. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1969; Амбарцумян В. А., Мирзоян Л. В., Парсамян Э. С., Чавушян О. С., Ерастова Л. К. Вспыхивающие звезды в Плеядах. Астрофизика, 6, № 1, 1970; Мирзоян Л. В., Чавушян О. С., Ерастова Л. К., Оганян Г. Б., Меликян Н. Д., Нацвлишвили Р. Ш., Цветков М. К. Вспыхивающие звезды в Плеядах. V. Астрофизика, 13, №2, 1977.
5. Амбарцумян В. А. Явление непрерывной эмиссии и источники звездной энергии. Сообщ. Бюракан. обс. 13, 1954, №2, 1955; Мирзоян Л. В. К вопросу о непрерывной эмиссии. ДАН СССР, 119, №4, 1959.
6. Амбарцумян В. А., Шахбазян Р. К. Кратные галактики и радиогалактики. Сообщ. 11. Голубые выбросы и спутники из эллиптических галактик. ДАН АрмССР, 25, №4, 1957.
7. Амбарцумян В. А., Искударян С. Г., Шахбазян Р. К., Саакян К. А. Сверхассоциации в отдаленных галактиках. Сообщ. Бюракан. обс. 33, 3, 1963; Шахбазян Р. К. Фотометрия сверхассоциаций в 12 отдаленных галактиках. Астрофизика 6, №3, 1970.
8. Маркарян Б. Е. Галактики с ультрафиолетовым континуумом. Астрофизика, 3, №1, 1967; Маркарян Б. Е., Липовецкий В. А., Степанян Дж. А. Галактики с ультрафиолетовым континуумом. XIV. Астрофизика, 15, № 4, 1979.
9. Шахбазян Р. К. Компактные группы компактных галактик. Астрофизика, 9, № 1, 1973; Ambartsumian V. A., Arp H. C., Hoag A. A., Mirzoyan L. V. Some Remarks on Compact Galaxies. Астрофизика, 11, № 2, 1975.
10. Парсамян Э. С. Список кометарных туманностей, обнаруженных на Паломарских картах. Изв. АН АрмССР, физ-мат. науки, 18 №2, 1965; Гюльбудагян А. Л., Магакян Т. Ю. Новые кометарные туманности. Письма АЖ, 3, № 3, 1977.
11. Гюльбудагян А. Л., Магакян Т. Ю. Новые красные объекты, внешне похожие на объекты Хербига-Аро. ДАН АрмССР, 64, №2, 1977.
12. Маркарян Б. Е. О природе галактик с ультрафиолетовым континуумом: I. Основные цветовые и спектральные особенности. Астрофизика, 8, № 1, 1972; II. Объекты с широкими эмиссионными линиями. Астрофизика, 9, № 1, 1973; Heidmann J., Kalloghlian A. T. A Possible Evidence For The Recent Production of Markarian Galaxies. Астрофизика, 9, № 1, 1973; Товмасян Г. М. Радиоизлучение галактик Маркаряна. В кн.: Вопросы физики и эволюции Космоса. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1978; Хачикян Э. Е. Об активности ядер галактик С UV континуумом—там же; Аракелян М. А. Галактики высокой поверхностной яркости. Сообщ. Бюракан. обс., 47, 3, 1975.

13. Амбарцумян В. А. К теории флуктуаций в видимом распределении звезд на небе. Сообщ. Бюраканск. обс., 6, 1951.
14. Амбарцумян В. А. Эволюция звезд и астрофизика. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1947; он же. Вводный доклад на симпозиуме по эволюции звезд в Риме. М., Изд-во АН СССР, 1952. Transactions of The International Astronomical Union, Vol. 8. Cambridge, Univ. Press. 1954, p. 665; он же. О протозвездах. ДАН АрмССР, 16, № 4, 1953.
15. Амбарцумян В. А. Кратные системы типа Трапеции. Сообщ. Бюраканск. обс., 15, 1954.
16. Амбарцумян В. А., Саакян Г. С. О вырожденном сверхплотном газе элементарных частиц, Астрон. ж., 37, №2, 1960; они же. О равновесных конфигурациях сверхплотных вырожденных газовых масс. Астрон. ж., 38, №5, 1961.
17. Амбарцумян В. А. Об эволюции галактик. Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 11, № 5, 1958; La structure et l'evolution de l'univerce, Bruxelles, Ed. Stoops. 1958; Ambartsumian V. A. On The Nuclei of Galaxies and Their Activity, in: The Structure and Evolution of Galaxies, London—New York—Sydney, Interscience Publ., 1965; Ambartsumian V. A. Introduction, in: Study Week on Nuclei of Galaxies, Amsterdam-London-New York, North-Holland, Amer. Elsevier. 1971.
18. Арутюнян Г. А., Никогосян А. Г. Контуры спектральных линий при некогерентном рассеянии. ДАН СССР, 242, № 1, 1978; Мнацаканян М. А. К решению задач переноса излучения в полубесконечных средах. Сообщ. Бюраканск. обс. 50, 59, 1978.

ОБРАТНЫЕ ЗАДАЧИ АСТРОФИЗИКИ

Тот факт, что большинство присутствующих здесь работают в области теоретической или математической физики, освобождает меня от необходимости останавливаться подробно на том, что означают обратные задачи в математике. Отметим лишь, что в этой науке часто «прямыми задачами» считают более привычные и традиционные задачи, а обратными по отношению к ним считают такие, в которых произведен обмен ролями между заданными и искомыми величинами или функциями.

Несколько иначе обстоит дело в естествознании: здесь, изучая какое-либо явление, мы часто пытаемся объяснить его на основе каких-то установленных или гипотетических законов и закономерностей. Для этого обычно строится «модель», применение которой требует решения определенных уравнений, содержащих в себе некоторые параметры и заданные функции (в дальнейшем мы будем употреблять только слово «параметры», но будет подразумеваться, что ими могут быть и функции каких-то переменных или даже операторы, действующие на такие функции). Результаты решения уравнений затем сравниваются с наблюдениями. Такой метод моделей и гипотез считается «прямым» методом и возникающие тут математические задачи—прямыми задачами.

Обратными задачами в естествознании следует считать такие, когда по данным наблюдений или опытов ищутся значения параметров, входящих в принятые закономерности или даже сами закономерности.

Для настоящего естественника подлинное изучение природы сводится к нахождению ее законов и закономерностей на основе данных, полученных из наблюдений и экспериментов. Поэтому кажется, что основным его делом должно быть решение обратных задач. Прямые же задачи должны главным образом решаться в работах по применению выявленных законов и закономерностей к конкретным явлениям.

По этой причине было бы логичнее те задачи, которые сейчас называются обратными, называть прямыми и наоборот. Но мы не предлагаем здесь осуществить такой решительный переворот в терминологии. В настоящем докладе мы стремимся лишь подчеркнуть важную роль и значение обратных задач в одной из наук—в астрофизике.

Математическая формулировка обратных задач в естествознании, исследование и решение этих задач позволяет не только находить искомые закономерности и входящие в них параметры, но и судить часто о степени их надежности и однозначности. В этом преимущество данного подхода по сравнению с модельным, т. е. основанным на совершенно конкретных, хотя иногда и произвольных предположениях.

Доклад на симпозиуме «Фундаментальные проблемы теоретической и математической физики». Дубна, 23—27 августа 1979 г.

Прекрасные примеры в этом отношении дала классическая астрономия.

1. Обратные задачи классической астрономии

а) *Задача Кеплера.* Установление законов Кеплера по существу имело место в результате решения следующей обратной задачи: найти закономерности истинных, т. е. гелиоцентрических движений планет в пространстве на основе наблюдений над их условными перемещениями по небесному своду. История открытия законов Кеплера хорошо известна.

Приведем формулировку частного и несколько схематизированного случая решенной им задачи.

С движущейся равномерно вокруг Солнца по кругу Земли производятся непрерывные измерения разности долгот Солнца и планеты, обращающейся вокруг Солнца по замкнутой выпуклой орбите, находящейся в плоскости земной орбиты и целиком расположенной вне последней. Периоды обращения планеты и Земли несоизмеримы. Требуется определить функции $r(0)$ и $\theta(t)$ (где θ есть гелиоцентрическая долгота планеты), т. е. форму, размеры орбиты планеты и закономерность ее движения по орбите. Благодаря счастливому стечению обстоятельств, имевшиеся наблюдения оказались во времена Кеплера достаточными по точности и количеству для решения этой задачи.

б) *Задача Ньютона.* По известным закономерностям движений планет (т. е. по законам Кеплера) найти более основной закон—закон силы, действующей в солнечной системе. Результатом решения был закон обратных квадратов Ньютона.

в) *Задача Гаусса.* По измеренным для трех моментов времени сферическим координатам планеты определить элементы ее орбиты. Полученное Гауссом решение этой задачи применяется до сих пор.

Приведенные три примера не только показывают огромную роль обратных задач в классической астрономии, но и дают одновременно примеры иерархических соотношений между ними. Открытие законов Кеплера предоставило как бы эмпирические данные для вывода закона тяготения Ньютона.

Вместе с тем законы Кеплера явились основой для решения частной практической задачи Гаусса о вычислении элементов орбит. Столь грандиозный успех был возможен только благодаря тому, что астрономические измерения достигли высокой точности и регулярности.

г) *Теория возмущений и небесная механика.* Что касается учета влияния взаимных возмущений планет на их движение, то, поскольку речь идет об улучшении эфемерид их движений, это составляет *прямую задачу.* Однако на *небесную механику* можно смотреть как на дисциплину, основная задача которой состоит в определении фундаментальных астрономических постоянных в солнечной системе, включая сюда все массы более или менее значительных планет, а также их начальные положения и скорости. В таком случае небесная механика в основном сводится к решению одной весьма сложной обратной задачи. На основе такого решения могут затем решаться и более специальные вопросы, относящиеся к движению тел с малыми массами.

д) *Открытие новых планет.* При достаточно большом числе наблюдений положений планет в разные моменты времени задача небесной механики будет вообще переопределенной. Если при этом окажется, что при уточнении наблюдений задача в пределе не имеет удовлетворительного решения, то одной из возможных причин этого может

быть наличие одной или нескольких неизвестных планет в системе, причем таких, массой которых нельзя пренебречь. Тогда возникает дополнительная задача определения масс и элементов таких неизвестных планет. Это также обратная задача. Решение подобной задачи привело Леверье к открытию Нептуна.

2. Астрофизика. Обратные задачи на фотометрической основе

Как только мы переходим к задачам, в которых исходные данные получаются из астрофизических измерений, мы встречаемся с резко отличной ситуацией. С одной стороны, задачи становятся более разнообразными, а с другой стороны, относительная точность измеренных данных по крайней мере на два порядка ниже, чем в случае наблюдений координат планет, используемых в классической астрономии.

Приведем здесь более простые задачи.

а) *Затменные переменные (фотометрические двойные).* У затменных переменных одна из звезд в момент затмения полностью или частично закрывает собой диск другой звезды. В случае полного затмения является вполне реальной постановка вопроса о выводе распределения яркости по диску затмеваемой звезды из кривой блеска во время затмения (когда этот диск постепенно закрывается, а затем открывается) в предположении о круговой симметрии искомого распределения по отношению к центру диска. Благодаря работам профессора В. П. Цесевича, выполненным еще в тридцатых годах, мы сейчас обладаем решением этой задачи.

К сожалению, лучшие фотоэлектрические измерения блеска звезд имеют точность порядка 0.1%. С другой стороны, измеренный блеск характеризует в каждый момент интеграл от яркости по некоторой (незакрытой) части диска. Только производная от кривой блеска содержит информацию о яркости диска в разных точках. Но производная, естественно, определяется с гораздо меньшей относительной точностью, чем значения интегрального блеска. Тем не менее, почти исключительно благодаря применению полученного решения мы имеем очень важные, хотя и неточные данные о распределении яркости по диску звезд.

б) *Пространственное распределение светимости в сферических галактиках и звезд в шарообразных скоплениях.* В этих случаях речь идет о вычислении пространственного распределения звезд по наблюденному распределению их в проекции на небесную сферу. Вследствие малых угловых размеров рассматриваемых систем можно считать, что мы имеем дело с проекцией на плоскость, касательную к небесной сфере в центре системы. В случае прозрачности систем требование, соблюдающееся в большинстве случаев, довольно строго—задача сводится к интегральному уравнению Абеля. Решая его, мы получаем пространственную плотность ρ как функцию расстояния до центра $\rho(r)$ Это решение применимо ко многим галактикам и шаровым скоплениям. В частности, его можно применять для нахождения потенциала поля U тяготения в системе как функции r.

в) *Фазовая плотность в сферической звездной системе.* На основании полученной функции распределения пространственной плотности звезд $\rho(r)$ мы можем тогда пытаться решить и другую обратную задачу: нахождение плотности в фазовом пространстве. Таким образом, и здесь мы имеем дело как бы с иерархией обратных задач.

Вводя вместо плотности массы $\rho(r)$ пространственную концентрацию звезд $n(r)=\rho(r)/m$ и учитывая монотонность как $n(r)$, так и рассчитанного на ее основе потенциала $U(r)$, мы можем представить и как функцию U. Такая функция $n(U)$ и служит в новой обратной задаче заданной функцией.

По определению

$$n(U)=\iiint f\,dV_x dV_y dV_z, \qquad (1)$$

где интегрирование ведется по всей области пространства скоростей, в которой фазовая плотность отлична от нуля.

С другой стороны, условие стационарности системы приводит к тому, что в ней не должно быть звезд с положительной полной энергией, т. е. всегда $v^2/r < -U$. Вместе с тем фазовая плотность f должна быть функцией интегралов движения. Учитывая, что исследуется система, имеющая сферическую симметрию, принимали, что фазовая плотность есть функция только энергии $\varepsilon = v^2/r + U$. В таком случае уравнение (1) приводится к виду

$$n(U)=4\pi\int_U^0 f(\varepsilon)\sqrt{2\varepsilon-2U}\,d\varepsilon, \qquad (2)$$

т. е. к интегральному уравнению Абеля, с той лишь разницей, что в данном случае неизвестной функцией является фазовая плотность $f(\varepsilon)$. Она легко определяется.

На самом деле, как указал еще Эддингтон, из условия стационарности сферической системы следует, что фазовая плотность вообще может быть функцией $f(\varepsilon, l)$ двух интегралов движения: 1) энергии и 2) величины момента количества движения.

Если поставить задачей учет зависимости фазовой плотности f также от l, т. е. определение f как функции уже двух переменных, то очевидно, что знание одного лишь $n(r)$ не может быть достаточно для однозначного вывода $f(\varepsilon, l)$.

Но если из наблюдений кроме распределения плотности звезд будет известно также распределение лучевых скоростей V_r в каждой точке проекции скопления, то задача становится определенной и, как мы показали, сводится к некоторому обобщению уравнения Абеля.

К сожалению, до последнего времени трудно было и мечтать о достаточно точном измерении лучевых скоростей большого количества звезд-членов одного шарового скопления. С развитием наблюдательной техники приближается момент, когда это будет вполне возможно.

3. Обратные задачи звездной кинематики

Созданные в результате более чем 150-летнего напряженного труда наблюдателей каталоги собственных движений и радиальных скоростей звезд содержат огромную информацию статистического характера о движениях звезд различных физических типов. Особенно много данных имеется о звездах, расположенных в окрестностях Солнца. Вместе с тем эти каталоги обременены значительными систематическими и случайными ошибками. Но астрофизика интересуют значения пространственной скорости. К сожалению, для получения пространст-

венной скорости каждой звезды следует произвести векторное сложение двух величин, определяемых совершенно различными способами, а потому и наделенных различного типа ошибками: тангенциальной скорости, вычисляемой на основании измеренного собственного движения и параллакса, с одной стороны, и радиальной скорости — с другой. Особенно плохо то, что ошибки параллаксов во многих случаях достигают порядка самого параллакса. Лишь в редких случаях параллакс определен с точностью до 10% или точнее. Такой же будет точность определенных на основе этих параллаксов тангенциальных скоростей.

Поэтому уже давно возникла идея определения функции распределения пространственных скоростей околосолнечных звезд разных физических типов на основе одних лишь лучевых скоростей или же выделения надежной информации о пространственных скоростях из данных об одних лишь собственных движениях.

Сравнительно удачными оказались попытки представить распределение скоростей с помощью эллипсоидального закона Шварцшильда, параметры которого (направления осей эллипсоида и величины дисперсии вдоль каждого из них) принято определять для каждого физического типа звезд отдельно, на основании их радиальных скоростей. Но скоро стало очевидным, что это приближение имеет ограниченную применимость. Была поставлена задача получения закона распределения $\Phi(\xi, \eta, \zeta)$ трех пространственных компонент скорости из наблюденного распределения радиальных скоростей $f(v, \alpha, \delta)$ для любого направления, определяемого сферическими координатами α и δ *без каких-либо специальных гипотез о виде функции* Φ. Изучение вопроса, проведенное нами в тридцатых годах, показало, что задача сводится к решению интегрального уравнения

$$f(v, \alpha, \delta) = \iint_{(v,\alpha,\delta)} \Phi(\xi, \eta, \zeta)\, d\sigma, \tag{3}$$

где интегрирование производится по той плоскости (v, α, δ) в пространстве скоростей, которая перпендикулярна направлению α, δ и находится на расстоянии v от начала координат. Левая часть этого уравнения известна из наблюдений. Следует обратить внимание на то, что известная функция f зависит здесь от трех аргументов, так же как сама неизвестная функция Φ. Это уравнение означает, что все сводится к следующей решаемой в конечной форме задаче: по значениям интеграла от Φ по любой плоскости в пространстве ξ, η, ζ найти саму функцию.

Соответствующая двумерная задача также разрешима. Эта последняя, очевидно, сводится к тому, что даны значения интеграла от неизвестной функции на плоскости по любой проведенной по ней прямой и следует найти по ним саму функцию.

Заметим, что к этой математической задаче сводится и проблема выявления значения коэффициента поглощения (а тем самым в какой-то мере и внутренней структуры) во всех точках какого-либо тела, по значениям интеграла от коэффициента поглощения по любой прямой, проходящей через это тело. Соответствующие медицинские разработки (томография) были выполнены в последние десятилетия, и создана аппаратура для выявления на основе анализа данных об экстинкции рентгеновских лучей внутреннего состояния любого сечения тела пациента.

Кстати, возможность применения решения одной и той же обратной задачи к двум столь отдаленным друг от друга областям и столь

непохожим друг на друга явлениям напоминает нам, что как астрофизик, так и медик часто оказываются в одинаковом положении: они ставят диагноз на основе внешних наблюдений, и математические формулировки соответствующих обратных задач могут совпадать.

Естественно, что статистические флуктуации приводят к неточностям при определении $f(\nu,\alpha,\delta)$. В результате гораздо большими ошибками обременена бывает искомая функция $\Phi(\xi, \eta, \zeta)$. В утешение можно сказать, что часто знание функции распределения Φ необходимо для того, чтобы, сравнивая между собой такие функции для двух физических типов звезд, установить степень их близости, что иногда может служить основанием для вывода об их тесной эволюционной связи. Но если это так, то можно сравнивать не функции $\Phi(\xi, \eta, \zeta)$, а заданные функции $f(\nu, \alpha,\delta)$ для этих типов, получаемые прямо из каталогов собственных движений.

4. Статистика вспышек у членов ассоциаций и скоплений

Как известно, в звездных ассоциациях и в молодых звездных скоплениях присутствует, как правило, значительное количество вспыхивающих звезд. Как их количество, выраженное в процентах к числу всех звезд, так и занимаемый ими вместе интервал спектральных типов меняются от скопления к скоплению. Есть все основания полагать, что различия численных значений параметров, характеризующих совокупность вспыхивающих звезд данного звездного агрегата, связаны в основном с различиями их возраста. Первые указания на это были найдены и подробно изучены мексиканским астрофизиком Аро.

Последовательность вспышек каждой из вспыхивающих звезд представляет собой некоторый стационарный случайный процесс и, наряду с другими величинами, характеризуется значением и такого параметра, как средняя частота вспышек ν. При этом, поскольку наблюдения вспышек в звездных агрегатах ведутся пока довольно грубым, фотографическим способом, не позволяющим обнаруживать вспышки с малой амплитудой, можно для определенности ограничиться вспышками, амплитуда которых (или энергия) превосходит некоторую нижнюю границу. В дальнейшем мы будем считать, что используемый материал наблюдений удовлетворяет такому ограничению.

Если для каждой вспыхивающей звезды характерна некоторая средняя частота ν, то скопление в целом будет описываться распределением средних частот среди совокупности входящих в него вспыхивающих звезд. Нормированную плотность этого распределения частот обозначим через $f(\nu)$. Казалось бы, что для ее определения нужно с большей или меньшей точностью узнать среднюю частоту для каждой из вспыхивающих звезд. Но для этого нужно было бы у каждой из них пронаблюдать не менее полдюжины вспышек, что потребовало бы продолжать наблюдения еще много и много десятков лет.

Так, в скоплении Плеяд, которое подвергнуто длительному изучению в Бюраканской обсерватории и которое можно считать с этой точки зрения лучше всего исследованным, на каждую вспыхивающую звезду в среднем приходится лишь одна зарегистрированная вспышка. Более того, примерно у половины вспыхивающих звезд этого скопления не наблюдалось еще ни одной вспышки. Они еще не открыты нами, об их существовании мы знаем лишь из косвенных статистических соображений, которые мы здесь не будем приводить. Менее чем у десяти процентов вспыхивающих звезд в Плеядах наблюдалось более чем по две вспышки. Очевидно, что при таких условиях не может быть

и речи об определении средней частоты в индивидуальном порядке. Иными словами, определение $f(\nu)$ способом таких прямых подсчетов пока практически невозможно.

Однако оказалось возможным предложить статистический метод определения $f(\nu)$, основанный на решении обратной задачи. При этом ограничимся простейшим предположением, что у каждой звезды последовательность вспышек описывается законом Пуассона. По крайней мере для некоторых звезд это предположение проверено и по ряду соображений его в данном случае можно принять.

Поскольку условия погоды и другие обстоятельства не позволяют вести непрерывную регистрацию вспышек, целесообразно ввести некоторое условное время τ для данной совокупности наблюдений, которое является функцией обычного времени t, т. е. $\tau(t)$, означающее сумму тех промежутков времени, протекающих до момента t, в течение которых велась регистрация вспышек. При фотографических наблюдениях $\tau(t)$ означает сумму экспозиций, сделанных для обнаружения вспышек и выполненных до момента t. При этом, конечно, опускаются параллельные экспозиции.

В таком случае можно ввести функцию $n_1(\tau)$, показывающую число звезд, у которых в промежутке от τ до $\tau+1$ наблюдались первые вспышки. Это будет *число открываемых в единицу времени новых вспыхивающих звезд* данного агрегата, ибо только при наблюдении первой вспышки выясняется, что мы имеем дело со вспыхивающей звездой. Заметим, что число $n_1(0)$ (точнее, его математическое ожидание), вместе с тем, равно среднему числу *всех* вспышек в агрегате за единицу времени. Поскольку эволюционные эффекты сказываются только за сотни тысяч или миллионы лет, то состояние всей совокупности вспыхивающих звезд за период наших наблюдений можно считать практически неизменным. Поэтому $n_1(0)$ будет характеризовать плотность вспышек во времени не только для $\tau=0$ и не только для всего периода наблюдений, но и на десятки тысяч лет вперед.

С другой стороны, математическое ожидание $n_1(\tau)$ должно монотонно убывать, ибо вспышки уже открытых звезд не учитываются при вычислении $n_1(\tau)$, поскольку $n_1(\tau)$ означает количество вспышек в единицу времени еще не открытых к моменту τ звезд, число которых убывает с ростом τ.

Оказывается, что при рассматриваемых условиях поведение математического ожидания $n_1(\tau)$ целиком определяется законом распределения частот $f(\nu)$ и между ними существует простое соотношение:

$$n_1(\tau)=N\int_0^\infty e^{-\nu\tau}\nu f(\nu)\,d\nu, \qquad (4)$$

где N—общее число вспыхивающих звезд. Таким образом, вопрос об определении $f(\nu)$ сводится к обращению преобразования Лапласа, т. е. к решению обратной задачи.

Практически, конечно, мы определяем из наблюдений распределение открытий вспыхивающих звезд по условному времени только один раз и тем самым вместо математического ожидания (м. о.) числа открытий в единицу времени вынуждены ограничиться знанием значения этой функции лишь для одной реализации. В результате на вывод функции $f(\nu)$ сильно влияют флуктуации, неизбежные у один раз наблюдаемой реализации функции $n_1(\tau)$. Поэтому при поисках решения нужно выполнить предварительное сглаживание. Тем не менее такие

опыты были сделаны, и отсюда посредством обращения преобразования Лапласа получено приближенное представление функции.

Любопытно отметить, что поскольку наблюдение первой вспышки у звезды есть *открытие вспыхивающей*, т. е. научное открытие, то получается, что в данном случае *хронология открытий* объектов является исходным материалом для построения распределения частот вспышек.

В этой связи интересно и другое. Можно легко показать, что м. о. числа открываемых в единицу времени вспыхивающих звезд $n_1(\tau)$ и м. о. числа вторых вспышек тех же звезд $n_2(\tau)$ связаны между собой следующим соотношением:

$$n_1(\tau) = n_1(0) - \int_0^\tau n_2(u)\,\frac{du}{u}. \qquad (5)$$

Оказывается, что поскольку наблюдаемая функция $n_2(u)$ входит здесь под знаком интеграла, получаемые отсюда значения $n_1(\tau)$ гораздо менее подвержены флуктуациям, чем непосредственно определяемые «подсчетом открытий» в одной реализации.

Кажется парадоксальным, но написанная формула дает возможность получить на основании хронологии вторых вспышек, т. е. *хронологии подтверждений открытий*, более достоверную кривую м. о. «открытий», чем получаемая по хронологии открытий.

Произведенные для случая Плеяд, где уже известно около 500 вспыхивающих звезд, вычисления показали, что значения $n_1(\tau)$, полученные по формуле (5), дают довольно гладкую кривую, которая близко совпадает с выглаженной кривой для $n_1(\tau)$, определенной из непосредственных подсчетов. Оба эти результата находятся в удовлетворительном согласии с предположением, что $f(\nu)$ имеет форму

$$f(\nu) = Ce^{-\nu^3\nu^{-4/3}}. \qquad (6)$$

Однако эта формула теряет свою силу для очень малых частот, где, впрочем, определение $f(\nu)$ становится невозможным, так как звезды с такими частотами практически не успевают дать за все время наблюдений даже одну вспышку. Они практически не отличимы от невспыхивающих звезд.

Вспышки сверхновых в галактиках. Хотя каждая сверхновая вспыхивает только один раз, все же нетрудно увидеть полную аналогию между проблемами статистики вспыхивающих звезд и статистики сверхновых. *Для этого следует рассматривать в качестве «вспыхивающих объектов» галактики. Тогда стоит заменить в вышеприведенных рассуждениях слово «вспыхивающая звезда» словом «галактика»*, а понятие «вспышка звезды» понятием «вспышка сверхновой в галактике». Таким образом может быть по аналогии рассмотрена возможность вывода функции распределения частот для разных совокупностей галактик.

Здесь, подобно случаю вспыхивающих звезд, не может быть и речи об определении средней частоты вспышек для определенных индивидуальных галактик. Однако здесь данных недостаточно и для применения развитого выше статистического метода, ибо вспышки наблюдались пока в столь малом числе галактик, что изменения в величине $n_1(\tau)$, которые мы попытались бы определить, совершенно затерялись

бы в флуктуациях этой величины. Представляется, что только через двадцать или тридцать лет систематических наблюдений некоторых совокупностей галактик удастся собрать материал для решения обратной задачи рассмотренного типа в применении к вспышкам сверхновых.

5. Заключительные замечания

а) *Недостаточное использование рассматриваемого подхода.* Приводя здесь эти интересные примеры, следует отметить, что подход к астрофизическим задачам как к обратным начинает только пробивать себе дорогу, в то время как обсуждению различных моделей в астрофизической литературе ежегодно посвящаются многие сотни работ. Вся огромная масса астрофизических данных, относящихся к десяткам и сотням тысяч звезд и галактик, не используется с этой точки зрения, а ждет скорее удачных моделей, могущих объяснить хоть часть этих фактов. Думается, что глубокое проникновение в сущность некоторых явлений, связанных с атмосферами звезд и их спектрами, даст со временем возможность использовать данные о внешних параметрах, в том числе о спектральных параметрах звезд, и посредством решения обратных задач находить закономерности самых глубоких астрофизических процессов вплоть до характера явлений, происходящих внутри звезд.

б) *Точность и однозначность решений.* Большая часть обратных задач астрофизики приводится к уравнениям типа интегральных уравнений первого рода или сходным с ними. Поскольку исходные данные (заданные из наблюдений функции) определяются не всегда точно, то решения могут оказаться отягощенными очень большими ошибками. Иногда эти последние могут быть ограничены на основе дополнительных соображений. В ряде работ академик А. Н. Тихонов указал, как такие соображения могут быть использованы для более правильной постановки некоторых обратных задач физики, например, спектроскопии.

Особенно велики ошибки в значениях заданных функций, когда эти значения основаны на статистических подсчетах и когда приходится вместо выведенных из наблюдений усредненных по многим реализациям значений вводить числа, основанные на одной лишь реализации. Тем не менее следует считать ценным, что анализ математической природы задачи может позволить и здесь судить в определенной мере о степени и характере неопределенностей и неточностей решений.

Заметим, что уменьшение, а тем более полное устранение указанных неопределенностей может оказаться невозможным в рамках использования данных наблюдения определенного типа, даже при неограниченном умножении числа и уточнении этих данных, и может потребовать постановки наблюдений или опытов совершенно другого рода.

Все это говорит не о слабости, а скорее о силе подхода с точки зрения обратных задач, поскольку в этом случае в отличие от метода моделей остаются открытыми возможности оценки точности, однозначности и пределов применимости получаемых решений.

В прямых задачах меньше возможностей для выяснения этих вопросов.

Примечание. Интерес В. А. Амбарцумяна к обратным задачам проходит красной нитью через всю его научную деятельность. Еще в молодости им были решены важные задачи такого рода, относящиеся к математической физике и звездной астрономии (см. т. 1, с. 107 и 111). Обратные задачи сравнительно легко решаются в случаях, когда физическая картина явления уже ясна и речь идет лишь об определении параметров изучаемого объекта. Однако в астрофизике подобные случаи встречаются редко, обычно же необходимо выяснять и физическую сущность явлений.

В последнее время стали решаться обратные задачи в теории переноса излучения. Они заключаются в нахождении оптических свойств среды по наблюдаемым интенсивностям выходящего из нее излучения. Можно думать, что достижения в этой области будут полезными для ряда разделов астрофизики (в частности, для физики звездных атмосфер).

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие редактора 5

Внегалактическая астрономия

О поверхностных яркостях в галактике 9
Об эволюции звездных систем 22
Нестационарные явления в системах галактик 33
Проблемы внегалактических исследований 42
Сверхассоциации в отдаленных галактиках 61
Некоторые замечания о природе ядер галактик 68
О ядрах галактик и их активности 72
Об активности ядер галактик 84
Вступительное слово при открытии симпозиума по ядрам галактик в Ватикане 92
Компактные группы компактных галактик 101

Нестационарные процессы в звездах

К статистике вспыхивающих объектов 109
Вспыхивающие звезды в Плеядах 115
О проценте вспыхивающих звезд среди переменных типа RWAUR в ассоциации Ориона 133
Фуоры 138
Вспыхивающие звезды в звездных скоплениях и ассоциациях 150
Итоги наблюдений вспыхивающих звезд в звездных агрегатах 161
Вывод распределения частот звездных вспышек в звездном агрегате . . 171
Заключительные замечания на симпозиуме «Объекты HH, звезды T Тельца и родственные явления» в Мексике 182
Замечания к статистике состояний нестационарных звезд в звездных системах 187
P Лебедя в далеком ультрафиолете 192

Теория рассеяния света

К задаче многократного рассеяния света в плоскопараллельной среде с внутренним отражением от граничной поверхности . . 205
Об одной задаче нелинейной теории рассеяния света в мутной среде . . 213
Об одном случае просветления среды под воздействием излучения . . 219
О некоторых нелинейных задачах теории переноса излучения 225
О принципе инвариантности и ее некоторых применениях 236

Строение и эволюция звезд

О равновесных конфигурациях сверхплотных вырожденных газовых масс . 245
Внутреннее строение гиперонных конфигураций звездных масс . . . 261
О дефекте массы барионных звезд 272
О происхождении туманностей 283
Звездные ассоциации и области активного звездообразования в них . . 290
Взгляды на проблемы происхождения звезд 299

Статьи общего характера

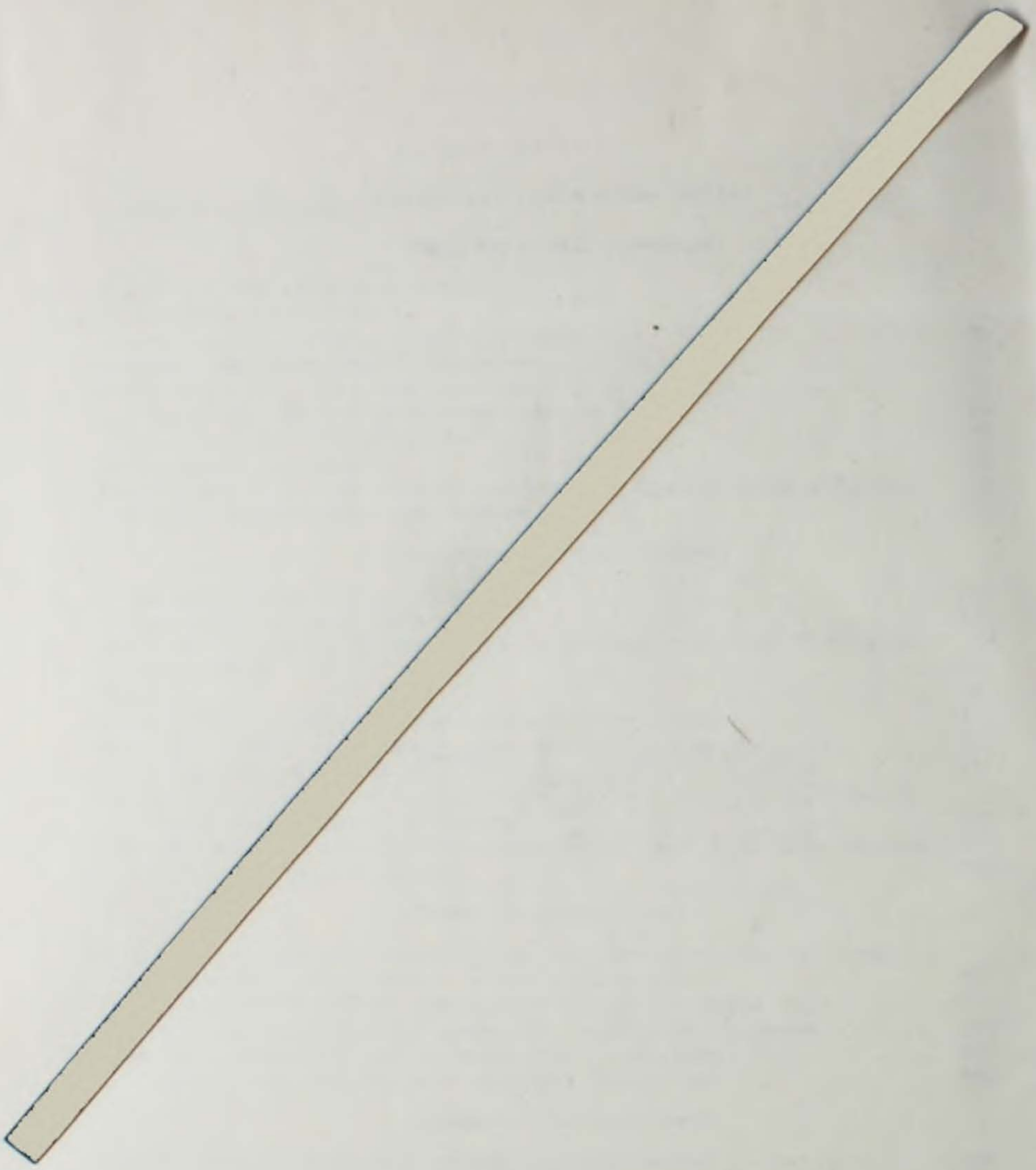
Современное естествознание и философия 307
Нестационарные явления в мире звезд и галактик 325
О некоторых тенденциях в развитии современной астрофизики . . . 339
Астрофизика 350
Обратные задачи астрофизики 360

ВИКТОР АМАЗАСПОВИЧ АМБАРЦУМЯН

НАУЧНЫЕ ТРУДЫ

Том третий

Редактор издательства *С. М. Даниелян*
Художник *Г. Н. Горцакалян*
Тех. редактор *А. Г. Амаякян*
Корректор *Л. С. Азатян*



ИБ № 1455

Сдано в набор 23.02.1988 г. Подписано к печати 4.10.1988 г.
Формат 70×108¹/₁₆. Бумага № 1. Шрифт «литературный», высокая печать.
Печ. л. 23.25. Усл. печ. л. 32,55. Учетно-изд. л. 29,82. Тираж 2000. Зак. № 321
Изд. № 7405. Цена 4 р. 40 к.
Издательство АН АрмССР, 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24 г.
Типография Издательства АН АрмССР, 378310. г. Эчмиадзин.

ԳԱԱ Հիմնարար Գիտ. Գրադ.
FL0415372

D III
160057