1977 г. Февраль Том 121, вып. 2
УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

523.823.5+539.12

КОСМИЧЕСКИЕ ОБЪЕКТЫ И ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

И. Л. Розенталь

Основные наблюдательные данные.— Звезды главной последовательности.— Неизбежность гибели звезд.— Конечные стадии эволюции звезд и «размеры» элементарных частиц.— Белые карлики.— Нейтронные звезды. — Черные дыры.— Черные дыры излучают. — Что будет, если изменить параметры элементарных частиц.— «Магические» числа.

ВВЕДЕНИЕ

Пифагор был одним из первых, кто проникся обаянием математики как основой гармонии природы. Список крупных естествоиспытателей, пытавшихся проникнуть в суть вещей на базе числовых закономерностей, замыкается Эддингтоном и Дираком.

Игра в числа весьма увлекательна; нужно, однако, отдавать себе ясный отчет, что пока в числовые последовательности не внесено физическое содержание, они, вероятно, являются лишь игрой воображения. Поэтому числовым закономерностям посвящены лишь последние разделы и не они основной предмет статьи. Сейчас написано много монографий и статей о звездах, которые и являются основным содержанием работы. Однако почти все материалы о звездах предназначены в основном для астрономов *). На мой взгляд, желательно также «смотреть» на звезды как на простые физические объекты, демонстрирующие прозрачную и тесную связь между макромиром и микрочастицами.

Естественно, что при стремлении к максимальной прозрачности неизбежны некоторые упрощения. Представляется, однако, что разумная идеализация — не слишком дорогая цена за ясность, простоту и лаконичность изложения.

ОСНОВНЫЕ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Прежде всего следует перечислить набор фактов, которые нужно объяснить в первую очередь. Таких фактов, по-видимому, три:

1. Звезды существуют в течение длительного времени:

$$t_0 \sim 10^{10} \text{ лет} \sim 10^{17} \textit{ сек.}$$

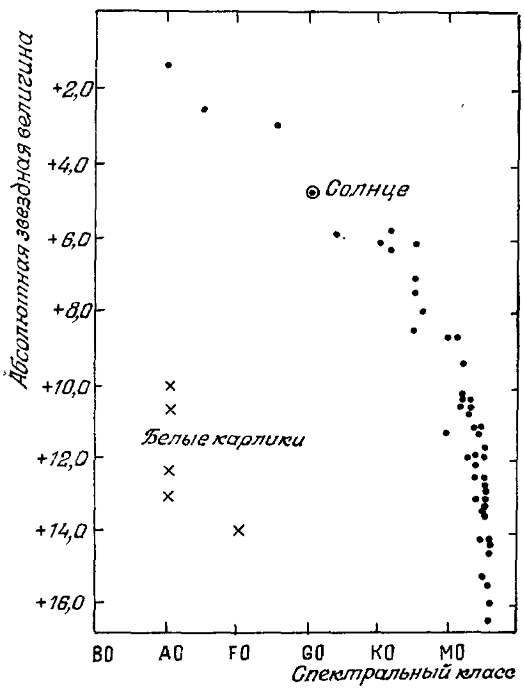
*) Одно из немногих исключений — книга Я. Б. Зельдовича и И. Д. Новикова «Теория тяготения и эволюция звезд» (М., «Наука», 1971).

2. Звезды светятся, т. е. излучают много энергии.

3. Звезды группируются в определенные семейства на так называемой диаграмме Рессела — Герцшпрунга. По сути своей, такая диаграмма — зависимость светимости L звезд *) от температуры T их излучающей области. В соответствии с традицией звезды разделяются на спектральные классы, которым соответствуют свои значения температур T. В табл. I приведены значения температур, соответствующие спектральным классам.

Таблица I

Спектральные классы	Температура, *град*
B0	25 000
A0	11 000
F0	7 600
G0	6 000
K0	5 100
M0	3 600



Зависимость светимости от температуры.

По оси ординат отложена светимость в логарифмической шкале (абсолютные звездные величины). По оси абсцисс — спектральные классы. Соответствие между спектральными классами и температурой см. табл. I.

На рисунке представлена типичная диаграмма Рессела — Герцшпрунга; здесь собраны звезды, расположенные ближе 5 *пс* от Солнечной системы.

Из этого рисунка следует, что основная часть звезд группируется вблизи линии, идущей из верхнего левого угла диаграммы в правый нижний. Это звезды главной последовательности. В левом нижнем углу имеется группа звезд, называемых белыми карликами, которые не относятся к главной последовательности.

Наше Солнце — типичная звезда главной последовательности. В табл. II приведены основные его параметры.

Таблица II

Параметры Солнца

Масса M, *г*	$2\cdot10^{33}$—10^{33}
Радиус R, *см*	$7\cdot10^{10}$—10^{11}
Светимость L, *эрг·сек*$^{-1}$	$4\cdot10^{33}$—10^{34}
Плотность ρ, *г·см*$^{-3}$	1,4—1
Температура фотосферы T, *град*	6000—10^4

Таблица III

Белый карлик

Масса M, *г*	10^{33}
Радиус R, *см*	10^8—10^9
Светимость L, *эрг·сек*$^{-1}$	10^{30}
Плотность ρ, *г·см*$^{-3}$	10^7
Температура T, *град*	10^4

Нас интересует «средняя» звезда, поэтому здесь мы округлили все характеристики Солнца (последний столбец табл. II). В табл. III приведены характеристики типичного белого карлика.

*) Светимость — мощность излучения звезд.

ЗВЕЗДЫ ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ

Далее можно попытаться на основе простых физических соображений интерпретировать основные параметры (M, R, ρ) звезд главной последовательности, причины их эволюции и характеристики ее конечных стадий.

Примем простую и очевидную модель: звезда — гигантский газовый шар, находящийся в собственном гравитационном поле. Из факта 1 (длительное существование звезды) следует, что звезда находится в *квазиравновесном состоянии*. Иначе произошел бы коллапс, который продолжался бы $t_\text{к} \sim 10^3$ *сек* *). Равновесие возможно *при конечном числе простых конфигураций*. Существенно, что хотя это число и невелико, оно больше 1 и определяется числом стабильных элементарных частиц. Для обеспечения устойчивого равновесия должны быть силы, уравновешивающие силы тяготения. Эти силы могут иметь чисто кинетическое происхождение — давление нагретой плазмы и более сложное, которое обусловлено тем, что элементарные частицы — основные кирпичики звезды —имеют определенные размеры. Другими словами, «природа не терпит пустоты». Звезда — шар, состоящий из частиц, тесно прижатых друг к дугу. Такая предельная конфигурация обусловливается гравитационным сжатием, а свойства различных равновесных конфигураций обусловлены характеристками (в первую очередь «размерами» микрочастиц **).

Рассмотрим вначале тело настолько малой массы M, что гравитационных сил оказывается недостаточно, чтобы разрушить атомные оболочки. Условия существования такого тела:

$$\frac{GM}{R} m_p < \varepsilon_c, \tag{1}$$

$$\rho \sim 1 \ г \cdot см^{-3}; \tag{2}$$

$\varepsilon_c \sim 10^{-11}$ *эрг* — энергия связи электронов в легких атомах, m_p — масса протона. В уравнении (2) нужно усреднить ρ по всему объему, т. е. использовать величину $\bar{\rho}$. В дальнейшем мы всюду будем подразумевать такие усредненные по объему величины. Поскольку

$$M \sim \rho R^3, \tag{3}$$

то

$$M_{\min}^{(1)} < 10^{30} - 10^{31} \ г. \tag{4}$$

Следовательно, собственное излучение тел, удовлетворяющих условию (4) очень мало́ (в частности, к подобным телам относятся планеты). Такие тела будут состоять в основном из неионизованных атомов. Тела могут излучать (т. е. будут звездами), если $M > M_{\min}^{(1)}$. В этом случае равновесие может поддерживаться либо за счет кинетического давления, либо из-за взаимодействия элементарных частиц между собой. Рассмотрим вначале первый случай. Здесь могут быть два варианта: первый соответствует относительно слабому излучению звезды,— настолько слабому, что одной гравитационной энергии достаточно для излучения в течение времени, близком к космологическому t_0. Во-втором — этой энергии недостаточно и нужен новый источник энергии.

Рассмотрим вначале первый вариант. Из весьма общих соображений можно показать, что светимость звезды $L \backsim M^3$ ***). Поэтому условие

*) $t_\text{к} \sim (R/c)\sqrt{R/R_g}$, где $R_g = 2GM/c^2$ — гравитационный радиус; $G = 10^{-7}$ $см^3 \cdot сек^{-2} г^{-1}$ — гравитационная постоянная.

**) Мы не рассматриваем возможность равновесия, обусловленного центробежными силами.

***) См., например, монографию И. С. Шкловского «Звезды» (М., «Наука», 1975, с. 117).

достаточности гравитационной энергии для поддержания излучения в течение t_0 имеет вид

$$\frac{G[M_{\min}^{(2)}]^2}{R} = 10^{51}\left(\frac{M_{\min}^{(2)}}{M_\odot}\right)^3; \qquad (5)$$

R — в *см*; $M_{\min}^{(2)}$ — в *г*.

Другое условие связано с кинетическим (иногда его называют гидростатическим) равновесием, которое можно записать в форме

$$\frac{GM}{R} = NkT, \qquad (6)$$

где N — число Авогадро, k — постоянная Больцмана.

Из условия (5), (6) следует $M_{\min}^{(2)} \sim 10^{31}$ *г* $\sim 10^{-2}\, M_\odot$. Звезды, светимость которых поддерживается за счет гравитационной энергии, могут быть красными карликами, занимающими правый нижний угол в диаграмме Рассела — Герцшпрунга. Из приведенных оценок следуют параметры красных карликов (табл. IV).

Таблица IV

M, *г*	10^{31}
R, *см*	10^{10}
ρ, *г·см*$^{-3}$	1

Любопытно отметить, что значения $M_{\min}^{(1)}$ и $M_{\min}^{(2)}$ приблизительно совпадают.

Рассмотрим теперь второй случай, когда гравитационной энергии недостаточно для поддержания излучения в течение t_0. (Например, для Солнца этой энергии хватило бы на время $\sim 10^7$ лет.) Тогда необходимо сделать допущение о существовании нового источника энергии. Известно, что таким источником являются термоядерные реакции. Термоядерные реакции идут всегда между положительно заряженными частицами. Поэтому, чтобы реакции протекали эффективно, нужна высокая температура T_t, достаточная для эффективного прохождения через кулоновский барьер. Из экспериментов, проводимых в лабораториях, и теоретических оценок следует, что

$$T_t \gtrsim (10^7)^0. \qquad (7)$$

Излучение звезд за счет термоядерных реакций — следствие того, что в процессе синтеза выделяется энергия $\sim 10^{-3}\, Mc^2$. Отсюда легко получить, что время жизни Солнца за счет термоядерных реакций $\sim t_0 \sim 10^{10}$ лет. Из соотношений (2), (5), (6) следует, что минимальная масса звезды, при которой эффективно идет термоядерная реакция

$$M_{\min}^{(3)} \sim 10^{32} - 10^{33}\ г \qquad (8)$$

и $M_{\min}^{(3)} \sim M_\odot$. Примерно такое же значение $M_{\min}^{(3)}$ можно получить из условий полного равновесия: кинетическая энергия равна потенциальной, которая в свою очередь равна энергии излучения. Записывая эти условия, отнесенные к единице массы в виде цепи равенств

$$\frac{GM}{R} = NkT = \frac{4\sigma}{c}T^4 \qquad (9)$$

($\sigma = 5{,}7\cdot 10^{-5}$ *г сек*$^{-3}$ *град*$^{-4}$ — постоянная Стефана — Больцмана), получаем при $\rho \sim 1$ снова $M_{\min}^{(3)} \sim M_\odot$.

НЕИЗБЕЖНОСТЬ ГИБЕЛИ ЗВЕЗД

Наиболее характерной чертой термоядерных реакций — их односторонность в том смысле, что *всегда в процессе термоядерного синтеза легкие элементы сливаются в более тяжелые*. Происходит обогащение тяжелыми элементами. Характерным примером является так называемый водородный цикл

$$\left.\begin{aligned} p+p &\to D^2+e^+ +\nu+1{,}4\ \text{Мэв},\\ D^2+p &\to He^3+\gamma+5{,}5\ \text{Мэв},\\ He^3+He^3 &\to He^4+2p+12{,}9\ \text{Мэв}. \end{aligned}\right\} \quad (10)$$

В результате этого цикла 4 протона превратились в стабильный изотоп He^4. Аналогичная ситуация возникает и в других циклах. Обогащение звезды тяжелыми элементами — ее старение, приводящее к ее гибели. Это легко понять из известной формулы для туннельного эффекта. Вероятность W прохождения через потенциальный барьер

$$M \sim e^{-\alpha Z_1 Z_2}; \quad (11)$$

α — некоторая постоянная, Z_1, Z_2 — заряды сталкивающихся частиц. Вероятность слияния экспоненциально уменьшается с ростом зарядов. С другой стороны, упаковочный коэффициент (отношение дефекта массы к массовому числу) уменьшается с увеличением атомного номера A (вплоть до значений $A \sim 40$). При $A \sim 50$ (железо) процесс синтеза становится энергетически невыгодным. Поэтому наступит момент, когда температуры T_t будет недостаточно для самоподдерживающихся термоядерных реакций. Произойдет коллапс звезды, который будет продолжаться неограниченно, если в строй не вступят новые силы, способные преодолеть гравитационное сжатие.

Иногда коллапс сопровождается красивейшим фейерверком — взрывом так называемых сверхновых звезд. Но поскольку тема статьи — стационарные состояния, мы не будем останавливаться на этом редкостном зрелище, а перейдем к конечным фазам эволюции звезд.

КОНЕЧНЫЕ СТАДИИ ЭВОЛЮЦИИ ЗВЕЗД И «РАЗМЕРЫ» ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Из принципа «природа не терпит пустоты» следует, что гравитационное сжатие будет продолжаться до тех пор, пока расстояния между частицами не сделаются равными их «размеру». Поскольку мы исключили электромагнитные силы, то в нашем распоряжении в качестве характеристических размеров остаются лишь комптоновские длины соответствующих частиц:

$$\frac{\hbar}{m_e c},\ \frac{\hbar}{m_\pi c}\ \text{и т. д.}$$

Звезда состоит из фермионов. Поэтому, когда частицы сблизятся на расстояния, равные их комптоновской длине волны, начинает действовать принцип Паули. Именно этот *квантовомеханический принцип — причина стабильности весьма компактных звезд.*

Разумеется, сближение до определенных рубежей, соответствующих размерам элементарных частиц, есть условие, необходимое, но недостаточное. Очевидно, что при неограниченном возрастании M всегда найдется такое значение массы, при котором влияние тождественности фермионов будет недостаточно.

Следующей задачей будет определение критических «равновесных» значений масс M звезд, которым соответствуют последовательно рубежи

$$\frac{\hbar}{m_e c},\ \frac{\hbar}{m_\pi c}\ \text{и т. д.}$$

БЕЛЫЕ КАРЛИКИ

Рассмотрим ситуацию, когда частицы сблизились на расстояние $r \sim \frac{\hbar}{m_e c}$ *). Эта ситуация соответствует следующим параметрам звезды. Объем v_d, занимаемый одной частицей:

$$v_d \sim \left(\frac{\hbar}{m_e c}\right)^3. \tag{12}$$

Концентрация электронов

$$n_d \sim \left(\frac{m_e c}{\hbar}\right)^3. \tag{13}$$

Плотность

$$\rho_d \sim (m_p + m_e)\left(\frac{m_e c}{\hbar}\right)^3 \sim m_p \left(\frac{m_e c}{\hbar}\right)^3 \sim 10^9\ г \cdot см^{-3}. \tag{14}$$

Единственная характеристическая скорость v_e для электронов это скорость c. Поэтому в первом приближении $v_e \sim c$, и полная энергия пары электрон—протон для теплового равновесия **)

$$E_{d\,\mathrm{kin}} \sim 2m_e c^2. \tag{15}$$

Условие равновесия звезды в целом можно записать в виде равенства потенциальной и кинетической энергии, приходящейся на пару протонов—электрон:

$$\frac{GM_d}{R_d} = m_e c^2. \tag{16}$$

Поскольку $R_d = \left(\frac{3M_d}{4\pi\, m_p n_d}\right)^{1/3}$, то

$$R_d = \left(\frac{3}{4\pi}\frac{M_d}{m_p}\right)^{1/3}\frac{\hbar}{m_e c}, \tag{17}$$

$$M_d = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2}\left(\frac{\hbar c}{G}\right)^{3/2} m_p^{-2}. \tag{18}$$

Подставляя численные значения констант, получаем: $M_d \sim M_\odot \sim 10^{33}$ *г*; $R_d \sim 10^8$ *см*. Как мы видим (см. табл. III), значения M_d, R_d, ρ_d хорошо согласуются с параметрами белых карликов. Белый карлик — звезда, в которой расстояния между частицами $\sim \frac{\hbar}{m_e c}$. Отметим, что приведенные параметры соответствуют верхней границе значения массы белых карликов (импульс p может быть меньше значения $m_e c$).

НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ

Пусть $r \sim \hbar/m_\pi c$, тогда элементарный объем

$$v_N \sim \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^3, \tag{19}$$

концентрация

$$n_N \sim \left(\frac{m_\pi c}{\hbar}\right)^3, \tag{20}$$

плотность

$$\rho_N \sim m_p \left(\frac{m_\pi c}{\hbar}\right)^3 \sim 10^{15}\ г \cdot см^{-3}. \tag{21}$$

---

*) Как известно, это условие вырождения релятивистского электронного газа.

**) Мы сохраняем здесь численный множитель, поскольку, как мы увидим далее, разница масс других конечных состояний звезд невелика. Поэтому не следует пренебрегать этим фактором.

Характеристический импульс нуклона $p_N \sim m_p c$. Точнее, это верхний предел, поскольку в данном случае можно образовать из соответствующих параметров и характеристический импульс $m_\pi c$. Мы примем первое значение; тогда условие равновесия имеет форму

$$\frac{GM_N}{R_N}=\frac{c^2}{2}. \qquad (22)$$

Отметим, что для сильно сжатого газа энергетически выгодна реакция $e^- + p \to n + \nu$. Электроны могут «уменьшить» свои размеры лишь объединившись с протонами. Тогда

$$R_N=\left(\frac{3}{4\pi}\frac{M_N}{m_p}\right)^{1/3}\frac{\hbar}{m_\pi c}, \qquad (23)$$

$$M_N=\left(\frac{3}{32\pi}\right)^{1/2}\left(\frac{\hbar c}{G}\right)^{3/2} m_p^{-1/2} m_\pi^{-3/2}, \qquad (24)$$

$$M_N \sim 3M_d \sim 3M_\odot \cdot R_N \sim 10^6 \text{ см.}$$

Эти параметры соответствуют характеристикам нейтронных звезд — пульсаров. Точнее, поскольку мы положили $p_N \sim m_p c$, значения массы (24) есть верхняя граница для таких объектов. Именно: $M_\odot \leqslant M_N \leqslant 3M_\odot$ [см. (18)]. Значение (24) — верхний предел массы нейтронной звезды.

ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ

Если сильных взаимодействий недостаточно, чтобы скомпенсировать гравитационные силы, то сжатие будет продолжаться до тех пор, пока не возникнет бесструктурный объект, поглощающий все виды материи, находящиеся внутри этого объекта, который имеет существенно релятивистскую природу и его свойства определяются положением наблюдателя. Но верные общей линии статьи, мы ограничимся классическим анализом, определяя черную дыру (коллапсар), как объект, поглощающий любую точечную частицу, движущуюся в его пределах по классическим законам. Такое определение в рамках общей теории относительности в известной степени эквивалентно положению бесконечно удаленного (от коллапсара) наблюдателя. Из сформулированных допущений следует значение радиуса черной дыры, которое было, по-видимому, впервые получено еще Лапласом (1798 г.).

$$R_g=\frac{2GM}{c^2}. \qquad (25)$$

Поскольку соотношение (25) фактически эквивалентно (22), (23), то формально можно сделать вывод, что нейтронных звезд не существует. В действительности условие (22) слишком грубое. Выше отмечалось, что полученное нами значение $M_N \sim 3M_\odot$ является лишь верхним пределом массы нейтронной звезды [см. (18), (24)].

ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ ИЗЛУЧАЮТ

До последнего времени полагали, что черные дыры — мертвый объект, все поглощающий, но ничего не испускающий. Однако в самое последнее время (1974—1975 гг.) «неожиданно» обнаружилось (разумеется, теоретически), что черные дыры не только могут, *но и обязаны излучать*. Наиболее трудным камнем преткновения было представление, что черная дыра — абсолютно статический объект. В действительности, как было показано Хоукингом в рамках ОТО, черные дыры становятся абсолютно статическими лишь при $t \to \infty$; если время от начала коллапса конечно, то космические объекты стремятся к своему гравитационному пределу, но не достигают его. В этом смысле, строго говоря, коллапсар неравновесный объект. Как и всякий нестатический объект, черная дыра должна излучать *). Здесь мы ограничимся простой оценкой характеристик излучения черных дыр.

Физический смысл этого излучения прост; рассуждения, восходившие еще к Лапласу, основывались на точечности пробного тела или, точнее, что его размеры существенно меньше R_g. Однако очевидно, что элементарные рассуждения не справедливы, если не выполняется это условие. Допустим, что размеры пробного тела превышают R_g, тогда «части» тела, выходящие за пределы черной дыры, могут ее покинуть. В частности, таким «телом» может быть излучение с длиной волны $\lambda \gtrsim R_g$. В этом случае фотон имеет конечную вероятность находиться вне черной дыры и может беспрепятственно покинуть ее.

Рассмотрим эту возможность, сделав естественное допущение, что излучение, выходящее из черной дыры, находится в термодинамическом равновесии. В нашем распоряжении есть один характеристический размер — R_g; поэтому естественно полагать: максимум излучения приходится на длину волны $\lambda \sim R_g$. Тогда

$$\frac{\hbar c}{R_g} \sim kT \tag{26}$$

и плотность энергии:

$$\varepsilon_k \sim \left(\frac{kT}{\hbar c}\right)^4 \sim \frac{\hbar c}{R_g^4}. \tag{27}$$

Светимость черной дыры $L_k = dE_к/dt$:

$$L_к = \frac{dE_к}{dt} \sim \varepsilon_k c R_g^2 \sim \frac{\hbar c^2}{R_g^2}. \tag{28}$$

Время жизни t_l черной дыры легко оценить из соотношения

$$\frac{dE_к}{dt} t_l \sim M_к c^2: \tag{29}$$

$$t_l \sim \frac{G^2}{\hbar c^4} M_к^3; \tag{30}$$

$M_к$ — масса черной дыры. Соотношение (30) можно записать в форме

$$t_l \sim 10^{17} \left[\frac{M_к(г)}{10^{15}}\right]^3 сек. \tag{31}$$

Поскольку 10^{17} *сек* $\sim t_0$ — космологическое время, то из (31) следует, что сейчас существуют и могут эффективно излучать лишь черные дыры с $M_к \sim 10^{15}$ *г*. Если $M_к \ll 10^{15}$ *г*, то такая дыра уже испарилась, а если $M_к \gg 10^{15}$ *г*, то подобный объект практически не излучает (см. (28)).

Очевидно, что черные дыры с $M_к \sim 10^{15}$ *г* не образуются в результате коллапса звезд; если такие черные дыры и существуют, то они имеют космологическое происхождение, т. е. образовались за счет флуктуаций на ранних стадиях развития Вселенной.

Рассмотрим далее излучение пар частиц — античастиц из вакуума в гравитационном поле. Для того чтобы излучение пар было бы эффективным, достаточно, чтобы на расстоянии r («размера» частицы) разность потен-

---

*) Это, разумеется, понимали давно, однако считалось, что излучение черных дыр пренебрежимо мало, если $t \gg R_g/c$.

циалов гравитационного поля был бы по порядку величины равна массе покоя частицы *):

$$\frac{GM_к}{R_g^2} r \gg c^2. \tag{32}$$

Это условие эквивалентно неравенству $kT \gg mc^2$. Из этого неравенства, так же как из условия (32), следует, что излучения пар частиц — античастиц с массой m возможно, если радиус $R_g \ll h/mc$, т. е. не превышает комптоновскую длину волны частицы m. Поэтому для электрон — позитронных пар значение массы M_k черной дыры, когда начнетcя их интенсивное испускание, равно

$$M_к \sim \frac{\hbar c}{Gm_e}. \tag{33}$$

Для нуклон-антинуклонных пар

$$M_к \sim \frac{\hbar c}{Gm_p}. \tag{34}$$

Если масса черной дыры достигает критического значения, определенного соотношением (33) или (34), то будет превалировать испускание пар над излучением. В том случае, если в соответствии с (34) начнут испускаться адроны, то (как это обычно бывает в процессах с участием сильных взаимодействий) процесс будет происходить очень интенсивно. Черная дыра «взорвется» с испусканием адронов.

ЧТО БУДЕТ, ЕСЛИ ИЗМЕНИТЬ ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Мы рассмотрели взаимосвязи параметров звезд и элементарных частиц. Из полученных простых соотношений можно заключить, что существование всех четырех классов звезд является, до некоторой степени, случайностью, обусловленной игрой параметров элементарных частиц. В табл. V показано соответствие между размерами космических объектов и радиусом микрочастиц.

Таблица V

Класс объектов	Размеры объектов, *см*	Соответствующие «размеры» микрочастиц, *см*
Красные карлики	10^{10}	Атомные, 10^{-8}
Белые карлики	10^8—10^9	10^{-11}
Нейтронные звезды	10^6	10^{-13}
Коллапсары от звезд	10^5	

Допустим, что температура, необходимая для термоядерных реакций, возросла бы на несколько порядков. Например, можно вообразить, что элементарный заряд электрона в 10 раз больше действительного. Тогда, соответственно, масса M, необходимая для самоподдерживающихся термоядерных реакций, также возросла бы на два порядка (соответствующих увеличению кулоновского барьера). В этом случае к настоящему времени не было бы звезд с $M \sim M_\odot$; существовавшие ранее звезды такой массы уже сколлапсировали бы с образованием белых карликов и пульсаров.

Допустим, далее, что масса обменной частицы $m_\pi > m_p$. В этом случае импульс протона строго был бы равен m_pc, поэтому масса нейтронной звезды всегда равна массе черной дыры; иначе говоря, нейтронных звезд не было бы вовсе.

*) Из-за туннельного эффекта это излучение начнется несколько раньше.

Вообразим более общий случай: пусть массы элементарных частиц можно было бы расположить в ряд $m_1 < m_2 < \cdot < m_k$ и масса обменной частицы для i-го объекта равнялась бы $m_{i+1} > m_i$, тогда существование иных конечных стадий эволюций звезд, кроме коллапсаров, было бы невозможно.

Для иллюстрации подобной ситуации можно рассмотреть вопрос о существовании звезд, состоящих из кварков. В соответствии с некоторыми моделями: $m_{\text{кв}}\, c^2 \sim 300-500$ *Мэв* ($m_{\text{кв}}$ — масса кварка), а «размеры» кварка $\sim \frac{\hbar}{10 m_{\text{кв}}\, c}$. Если отвлечься от неопределенности понятия массы и размера кварка и положить, что приведенное значение длины равно радиусу взаимодействия между кварками, то подобная кварковая звезда не может существовать,— обязательно должен наступить коллапс.

Аналогичная ситуация возникла бы, если бы существенно возросла масса фундаментальных частиц. Например, если бы массы протона и пиона возросли в 10 раз, то верхняя граница массы такой «нейтронной звезды» уменьшилась бы в 100 раз (см. (24)), и поэтому также существовала бы единственная конечная форма эволюции звезд-коллапсар.

Существование звезд главной последовательности в нашу эпоху, белых карликов и нейтронных звезд — случайность, в том смысле, что оно обусловлено численными значениями параметров e и m_π, никак не связанных в свете современных представлений с другими фундаментальными константами $G, \hbar, c, m_p$.

«МАГИЧЕСКИЕ» ЧИСЛА

Из разных соображений получается, что масса звезды, существующей $t_0 \sim 10^{17}$ *сек*, должна иметь порядок $10^{32}-10^{33}$ *г*.

Масса красных карликов находится вблизи границы этого интервала; массы звезд главной последовательности близки к $M_\odot$ из соображений равновесия и независимо из необходимости эффективного протекания термоядерных реакций. Масса равновесного состояния белых карликов и нейтронных звезд также близка к $M_\odot$. Все эти почти одинаковые значения получены из независимых соображений. Случайно ли это? Пока этот вопрос имеет риторический характер. Чтобы акцентировать внимание на таких «случайностях», я приведу некоторую удивительную последовательность чисел, не поддающуюся, впрочем, никакой физической интерпретации.

Найдем значение массы m_M черной дыры, при которой ее гравитационный радиус равен комптоновской длине волны:

$$\frac{G m_M}{c^2} \sim \frac{\hbar}{m_M c}, \qquad (35)$$

$$m_M = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} = M_0. \qquad (36)$$

Как известно, это значение массы, возможно, играет существенную роль в природе фундаментальных взаимодействий. Образуем значение

$$M_1 = \frac{m_M^2}{m_p} \sim 10^{15}\ г. \qquad (37)$$

Величина $M_1 \sim 10^{15}$ *г* имеет выделенное значение в излучении черных дыр. Гравитационный радиус такой «частицы» равен размерам нуклона. Только эта «частица» может сейчас и существовать в форме черной дыры и излучать. Начиная со значения массы M_1 начинает превалировать испускание нуклон-антинуклонных пар.

Еще более важную роль играет значение

$$M_2 = \frac{m_M^3}{m_p^2}. \tag{38}$$

Это величина массы стандартной звезды; $M_2 \sim M_\odot$; как мы видели, значение M_2 существенно выделено в звездных объектах [сравнить (34) с соотношениями (18) и (24)]. Образуем следующий член этого ряда:

$$M_3 = \frac{m_M^4}{m_p^3}, \tag{39}$$

$M_3 \sim 10^{54}$ *г* — приблизительно (с точностью до порядка) значение массы видимой части Вселенной с радиусом $\sim 10^{28}$ *см* *).

К сожалению, комментировать физический смысл ряда m_M^n/m_p^{n-1} сейчас нет оснований.

Институт космических исследований
АН СССР

*) Установлено, что во Вселенной, примерно, 10^{10} галактик, в каждой из которых в среднем 10^{10}—10^{11} звезд.