

состояния в другое сопровождаются испусканием γ -квантов. На опыте измерялись энергии испущенных фотонов в системах кваркошиев. Измеренные спектры фотонов были согласованы с вычисленными в предположении о виде потенциала взаимодействия между кварками. Наилучшее согласие между измеренными и вычисленными спектрами получилось в предположении о потенциале взаимодействия между кварками в виде $V = -\frac{\alpha_s}{r} + \kappa \cdot r$. Особого внимания заслуживает член, описывающий рост потенциала взаимодействия с увеличением расстояния между кварками. Наличие этого члена позволяет объяснить проблему конфайнмента — невылечения кварков из адронов.

Литература

1. Фрауэнфельдер Г., Хенли Э. Субатомная физика. -М.: Мир, 1979.
2. PHYSICS LETTERS B. Review of Particle Physics, v. 592, iss. 1-4, 15 July 2004.
3. Аминова Т.П., Сарычева Л.И. Фундаментальные взаимодействия и космические лучи. -М.: URSS, 1999.

8 Эмпирические особенности ядер и частиц

8.1 Статические характеристики атомных ядер

Статические характеристики атомных ядер и элементарных частиц определяют свойства частиц в невозбужденном состоянии, в отличие от динамических, проявляющихся при ядерных превращениях и различных реакциях.

Важнейшими статическими характеристиками ядра являются:

атомный номер, определяющий число протонов в ядре	Z ,
число нейтронов в ядре	N ,
массовое число — количество нуклонов в ядре	A ,
энергия связи	$E_{\text{св.}}$,
спин	J ,
изотопический спин	I ,
пространственная четность	P ,
размеры частиц	R ,
дипольный магнитный момент	μ ,
электрический квадрупольный момент	Q ,
статистика, которой подчиняются частицы, и другие квантовые числа.	

Главнейшей характеристикой всякой частицы является ее **масса** (масса покоя). Частицы — это квантовые системы, имеющие возбужденные состояния (см. п. 1.3.2).

Для атома основное состояние определяется массой нейтрального атома, состоящей из массы ядра и массы атомарных электронов.

Международная единица массы (а.е.м.) равняется 1/12 массы атома ^{12}C . $1 \text{ а.е.м.} = 1.66043 \cdot 10^{-24} \text{ г} = 931.481 \text{ МэВ} = 1 \text{ D}$ (дальтон).

Возбужденные состояния ядер характеризуются энергиями возбуждения в МэВ. Для ядер они малы по сравнению с их массой (см. рис. 3).

Для элементарных частиц положения энергетических уровней характеризуются энергиями, соответствующими массам покоя частиц (МэВ, ГэВ, см. рис. 2). Самая легкая частица — электрон: $m_e \sim 10^{-27} \text{ г}$, а $E = m_e c^2 = 0.511 \text{ МэВ}$. Более тяжелая — мюон: $m_\mu c^2 = 105 \text{ МэВ} \simeq 206 m_e c^2$. Еще тяжелее протон: $m_p \sim 2000 m_e$. Атомные ядра имеют массу до $260 m_p$, т.е. массы частиц различаются в миллионы раз. Поэтому способы определения масс частиц очень разнообразны (см. п. 6).

Массы составных частиц — адронов и ядер — это мера энергии, содержащейся в частице. Она определяется суммой масс конститuentов за вычетом энергии связи этих составляющих и может быть определена из модельных представлений о ее составе.

Адроны состоят из кварков: барионы — из трех кварков; мезоны — из двух (кварка и антикварка). Так утверждает кварковая модель, и это утверждение подтверждается на опыте.

Можно составить соотношения для адронов, используя их кварковый состав: p , n , Λ , Σ^+ , Σ^- , Ξ^0 , Ξ^- и т.д. Предположим, что энергия связи между кварками ε_{qq} одинакова в любом адроне. Тогда для октета барионов будем иметь следующие соотношения:

$$\begin{aligned} uud & \quad m(p) = 2m(u) + m(d) - \frac{2\varepsilon(ud)}{c^2} - \frac{\varepsilon(uu)}{c^2}; \\ ddu & \quad m(n) = 2m(d) + m(u) - \frac{2\varepsilon(ud)}{c^2} - \frac{\varepsilon(dd)}{c^2}; \\ uus & \quad m(\Sigma^+) = 2m(u) + m(s) - \frac{2\varepsilon(us)}{c^2} - \frac{\varepsilon(uu)}{c^2}; \\ dds & \quad m(\Sigma^-) = 2m(d) + m(s) - \frac{2\varepsilon(ds)}{c^2} - \frac{\varepsilon(dd)}{c^2}; \\ ssu & \quad m(\Xi^0) = 2m(s) + m(u) - \frac{2\varepsilon(us)}{c^2} - \frac{\varepsilon(ss)}{c^2}; \\ ssd & \quad m(\Xi^-) = 2m(s) + m(d) - \frac{2\varepsilon(ds)}{c^2} - \frac{\varepsilon(ss)}{c^2}. \end{aligned}$$

Массы кварков невозможно измерить непосредственно, но можно комбинировать массы известных частиц, предположив, что энергии связи между кварками одинаковы. Тогда для некоторых комбинаций получим

$$m(p) - m(n) + m(\Xi^0) - m(\Xi^-) + m(\Sigma^-) - m(\Sigma^+) = 0,$$

$$m(\Xi^{*-}) - m(\Upsilon^-) = \frac{1}{3}m(\Omega^-) - m(\Delta^-).$$

Эти соотношения могут быть проверены, т.к. массы частиц получены в соответствующих экспериментах.

Аналогичная процедура, исходящая из гипотезы, что ядро состоит из Z протонов и N нейтронов, приводит к выражению: $M(Z, A) = Z \cdot m_p + N \cdot m_n - \frac{E_{\text{св}}(Z, A)}{c^2}$; $A = Z + N$.

Масса ядра меньше суммы масс протонов и нейтронов на величину энергии связи ($\frac{E_{\text{св}}}{c^2}$). Эта величина для ядер очень велика и поддается прямому измерению.

8.2 Энергия связи

Важнейшей статической характеристикой атомных ядер является энергия связи: $E_{\text{св}}$ — энергия, необходимая для полного расщепления ядра на p и n . Если энергии связи известны, то можно рассчитать процессы превращения ядер.

Так, для отделения протона от ядра (Z, A) нужна энергия

$$E_p = E_{\text{св}}(Z, A) - E_{\text{св}}(Z - 1, A - 1).$$

Для удобства вводят удельную энергию связи $\epsilon = \frac{E_{\text{св}}}{A}$, приходящуюся на один нуклон.

Можно определить энергию связи через m_p и m_n : $E_{\text{св}}(Z, A) = (Z \cdot m_p + N \cdot m_n - M(Z, A))c^2$. Все величины, входящие в эту формулу, известны. Так, например, для α -частицы: $E_{\text{св}} = (2 \cdot 1.007276 + 2 \cdot 1.008665 - 4.001523)_{\text{а.е.м.}} = 28.3$ МэВ, а соответствующая ей величина массы $\frac{E_{\text{св}}}{c^2} \simeq 4 \cdot 10^{-26}$ г, что составляет $\sim 0.7\%$ от полной массы α -частицы. Разность между массой ядра, измеренной в а.е.м., и его массовым числом A называется дефектом массы:

$$\Delta = \frac{M_{(Z, A)}}{1/12 M_{^{12}\text{C}}} - A.$$

По определению дефект массы ядра ^{12}C равен 0, а протон и нейтрон обладают ненулевыми дефектами масс:

$$\Delta_p = 0.007276 \text{ а.е.м.};$$

$$\Delta_n = 0.008665 \text{ а.е.м.}$$

Из различия этих величин вытекает возможность β -распада нейтрона.

Дефект массы на 1 нуклон, т.е. величина $f = \frac{\Delta}{A}$, называется упаковочным коэффициентом.

Энергия связи зависит от атомного номера ядра. Анализ этой зависимости дает обширную информацию о свойствах ядер.

В первом приближении энергия связи постоянна и равна ~ 8 МэВ на нуклон — это свойство насыщения ядерных сил (рис. 69а).

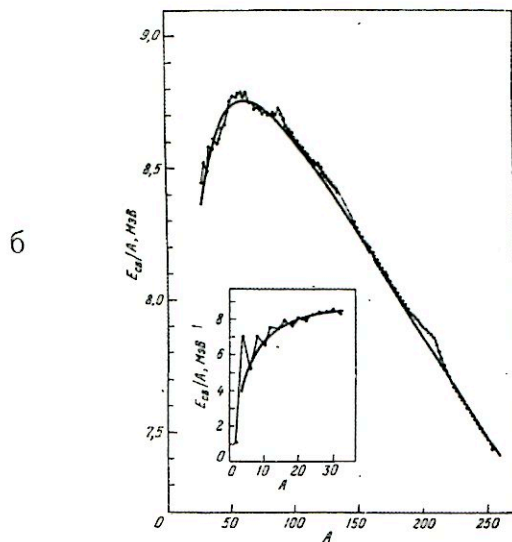
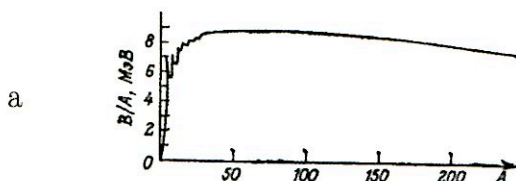


Рис. 69: Удельная энергия связи $E_{CB}/A = \varepsilon$ в зависимости от атомного номера ядра.

Более детально поведение энергии связи в зависимости от атомного номера показано на рис. 69б, из которого видно, что максимум $\epsilon = 8.8$ МэВ у ядра железа ($A = 56$). Это наиболее стабильное ядро.

Легчайшие ядра сливаются в более тяжелые с выделением энергии связи — термоядерной энергии (рис. 69б, врезка).

Уменьшение ϵ в область легких ядер — следствие поверхностных эффектов, когда нуклонами на поверхности ядра используются не все валентности. ϵ уменьшается на величину, пропорциональную поверхности ядра $\sim A^{2/3}$.

Энергии связи $\epsilon_{\text{св}}(Z)$ при фиксированном A ведет себя так, как показано на рис. 70.

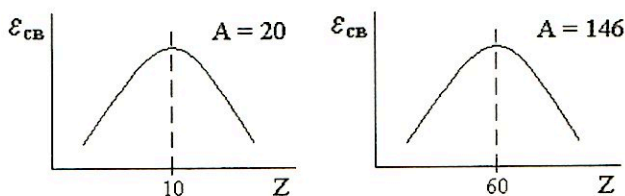


Рис. 70: Энергия связи $\epsilon(Z)$ при фиксированном A .

Как видно из рисунка, максимум приходится на значение $Z \sim \frac{1}{2}A$. Равное число p и n создают лучшие условия для существования стабильных ядер.

Это — следствие квантово-механического принципа Паули и того, что энергия взаимодействия (pn) в среднем больше, чем (pp) и (nn), это — энергия симметрии. Она отрицательна по знаку и определяется величиной $\frac{(N-Z)^2}{A}$.

Тяжелые ядра делятся на более легкие с выделением энергии связи — атомной энергии. Уменьшение $\epsilon_{\text{св}}$ в области тяжелых ядер — следствие электростатического отталкивания протонов. Кулоновская энергия отталкивания $\sim Z^2/A^{-1/3}$.

$\epsilon(Z, N)$ больше для ядер с Z и N четным и меньше для ядер с Z и N нечетным, что свидетельствует о существовании энергии спаривания нуклонов в ядре. При спаривании энергия связи возрастает на $2 \div 3$ МэВ. Эта дополнительная энергия учитывается величиной $\delta(A, Z)$.

На основе этих данных Вайцзеккер получил полуэмпирическую фор-

мулу для энергии связи (рис. 71):

$$\varepsilon = \alpha \cdot A - \beta \cdot A^{2/3} - \gamma \cdot Z^2 A^{-1/3} - \xi \frac{(N - Z)^2}{A} + \delta(A, Z),$$

где $\alpha = 15.75$ МэВ; $\beta = 17.8$ МэВ; $\gamma = 0.71$ МэВ; $\xi = 22$ МэВ;
 $\delta = 34 Z^{-3/4}$ МэВ.

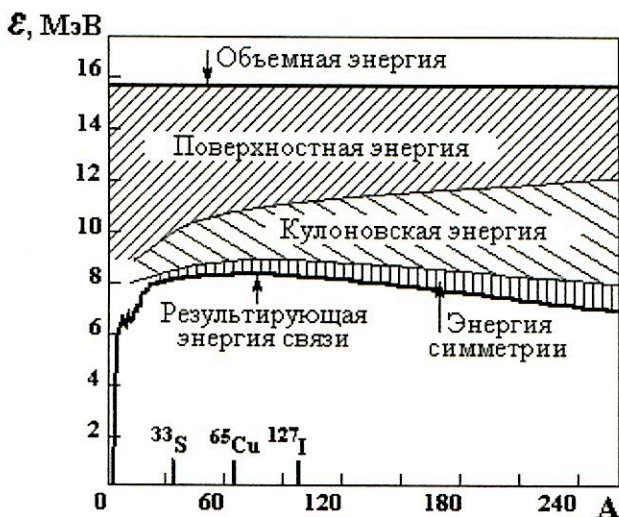


Рис. 71: Иллюстрация поведения отдельных членов в формуле Вайцзеккера.

Особенности формулы Вайцзеккера: 1) резкая разница между $\alpha = 15.75$ МэВ и $\varepsilon_{\text{св}} \sim 8$ МэВ, объясняется тем, что коэффициент α вычислен для бесконечно большого ядра с одинаковым числом p и n ; 2) при $A = 40 \div 50; 90, 130, 210$ $\varepsilon_{\text{св}}$ отличается от вычисленной по формуле на $\sim 1\%$ (рис. 696); эти отклонения приходятся на зоны магических ядер, у которых число протонов и нейтронов равно одному из следующих магических чисел: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126; если и число протонов и число нейтронов равны одному из магических чисел, то такие ядра называются дважды магическими: ${}^4\text{He}_2$, ${}^{16}\text{O}_2$, ${}^{40}\text{Ca}_{20}$, ${}^{48}\text{Ca}_{20}$, ${}^{208}\text{Pb}_{82}$.

8.3 Протон-нейтронная диаграмма

Атомные ядра могут существовать только в ограниченной области значений A и Z (рис. 72). Вне этой области, которая называется областью

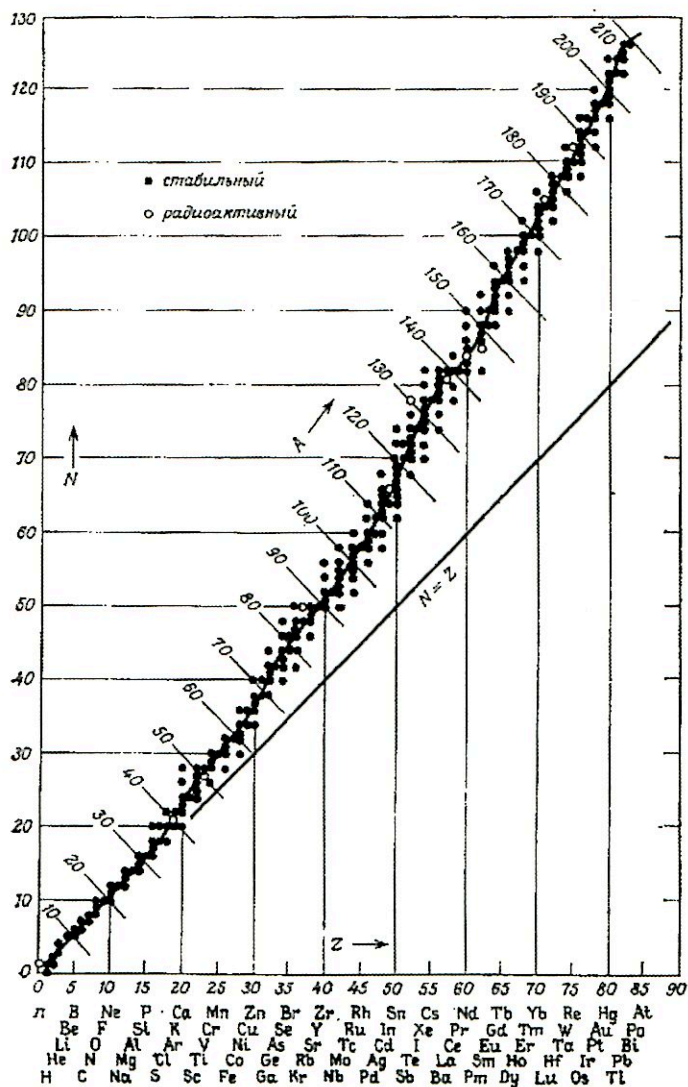


Рис. 72: Зависимость между числом нейтронов N и протонов Z для разных значений A (протон-нейтронная диаграмма)

стабильности, ядро, если и возникает, то мгновенно (за время 10^{-24} с) распадается.

Теоретические границы области стабильности определены, но экспериментально подойти к этим границам достаточно трудно, т.к. времена жизни ядер около этих границ очень коротки.

Изучение протон-нейтронной диаграммы приводит к следующим заключениям.

1. Известны ядра от $Z = 0$ до $Z = 107$. Искусственно получены ядра вплоть до $Z = 116$.
2. Нет стабильных ядер с $Z = 0, 43, 61$ и $Z \geq 84$.
3. Известны ядра от $A = 1$ до $A = 263$.
4. Нет стабильных ядер с $A = 5, 8$ и $A \geq 210$.
5. Свойства ядер зависят от четности Z и N . Особо стабильными являются ядра, у которых Z и N четные. Всего 4 ядра с Z и N нечетными: ${}^2\text{D}_1, {}^6\text{Li}_3, {}^{10}\text{B}_5, {}^{14}\text{N}_7$.
6. При малых A у ядер число p равно числу n , а с ростом A увеличивается доля нейтронов.
7. Большинство химических элементов имеет много изотопов. Больше всего их у олова ${}^{50}\text{Sn}$ (10 стабильных изотопов). Ядра $\text{Be}, \text{Na}, \text{Al}$ имеют только по одному стабильному изотопу.

8.4 Спин и магнитный момент ядра

Спин — собственный момент количества движения микросистемы, ее внутреннее квантовое число. В физике частиц эта характеристика является основополагающей для решения проблемы классификации частиц. Частицы, имеющие спин $1/2 \hbar$, образуют класс фермионов, а частицы с целым спином $n \cdot \hbar (n = 0, 1, 2, \dots)$ — класс бозонов. Различие между фермионами и бозонами колоссальное.

Фермионы подчиняются запретам Паули и описываются статистикой Ферми. Все фундаментальные частицы (лептоны и кварки) являются фермионами.

Бозоны подчиняются статистике Бозе, фундаментальные бозоны в физике частиц определяют тип взаимодействия. Они являются переносчиками взаимодействий (см. п. 2).

Спин ядра определяется количеством нуклонов: при четном числе нуклонов ядро имеет целый спин, при нечетном — полуцелый, т.к. нуклоны являются фермионами с полуцелым спином.

Таким образом, ядра могут быть как фермионами, так и бозонами. Поскольку нуклоны в ядре движутся и имеют орбитальный момент L , то полный момент ядра является суммой орбитального и спинового моментов нуклонов $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$.

Природа спина у адронов до сих пор не вскрыта. Ее пытались понять, исходя из внутренней структуры адронов, состоящих из партонов. Однако такой подход пока не привел к решению проблемы спина адронов.

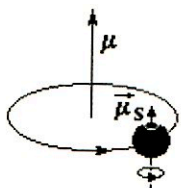


Рис. 73: Орбитальный и спиновый магнитные моменты частицы с зарядом ze и массой m .

$$\mu = \frac{e\hbar}{2mc} - \text{магнетон.}$$

Согласно классической электродинамике при вращении частицы с зарядом ze и массой m и обладающей механическим моментом $\hbar\vec{L}$, возникнет магнитный момент, пропорциональный механическому моменту $\frac{e\hbar}{2mc} [\vec{r} \times \vec{p}] = \frac{e\hbar}{2mc} \vec{L} = \mu\vec{L}$. Таким образом, аналогом классического момента $\vec{\mu}$ является магнитный момент орбитального движения

$$\vec{\mu} = \frac{e\hbar}{2mc} \cdot \frac{\vec{L}}{\hbar},$$

где $\frac{e\hbar}{2mc}$ — магнетон. При наличии спина \vec{S} у частицы и отсутствии орбитального движения магнитный момент $\mu_s = g_s \frac{e\hbar}{2mc} \frac{\vec{S}}{\hbar}$ или $\mu_s = g_s \cdot \mu_B$, где g_s — гиромангнитное отношение (рис. 73). У электрона Дирака $\mu = \mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c}$ — магнетон Бора.

Магнитный момент протона измеряется в ядерных магнетонах $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c}$, магнитный момент протона $\mu_p = 2.8\mu_N$. Магнитный момент нейтрона $\mu_n = -1.9\mu_N$.

Магнитный момент частицы может быть измерен по взаимодействию ее магнитного момента с внешним магнитным полем. Измерение магнитного момента дает возможность определить спин частицы.

8.5 Квадрупольный электрический момент ядра

Квадрупольный электрический момент ядра характеризует отклонение распределения электрического заряда в ядре от сферически симметричного и может служить для изучения формы атомного ядра.

Квадрупольный электрический момент ядра является тензором и определяется соотношением

$$Q = Z \int r^2 \rho(r) (3 \cos^2 \theta - 1) d^3 r,$$

где θ — полярный угол радиуса вектора относительно оси симметрии ядра, r — расстояние элемента заряда от начала координат.

Для сферически симметричного ядра $Q = 0$, вытянутое вдоль оси симметрии ядро имеет $Q > 0$, а сплюснутое — $Q < 0$.

На рис. 74 представлены экспериментальные данные о значениях квадрупольных электрических моментов для разных ядер.

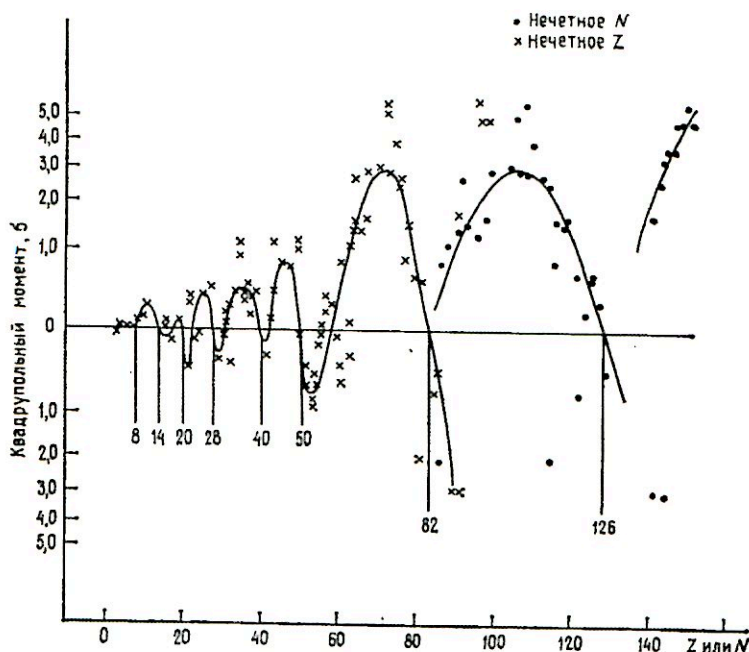


Рис. 74: Экспериментальные данные о зависимости квадрупольных электрических моментов от Z или N . Цифры на рисунке — магические числа.

8.6 Изотопический спин

Изотопический спин I характеризует число адронов, входящих в так называемый изотопический мультиплет. Это число равно $2I + 1$. Изотопический спин адронов, как и обычный спин, может принимать значения

целых и полужелых чисел ($0, 1/2, 1, 3/2$ и т.д.). Простейшим изотопическим мультиплетом является изотопический дублет, состоящий из двух частиц: протона $I_z = +1/2$ и нейтрона $I_z = -1/2$. I_z — проекция изотопического спина на ось Z . Изотопический триплет состоит из трех частиц: π^+ , π^0 , π^- . Адроны, входящие в мультиплет, имеют близкие массы и близкие свойства по отношению к сильному взаимодействию. Существуют и другие изотопические мультиплеты, например $\Xi^0, \Xi^-; K^+, K^0, \bar{K}^0; K^-; D^+, D^0; \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$ и др.

Полный изотопический спин системы адронов вычисляется по правилам, аналогичным правилам сложения обычных спинов, и в случае ядра может принимать значения от $1/2(N - Z)$ до $1/2(N + Z)$, где N — число нейтронов, Z — число протонов в ядре. Суммарный изотопический спин ядра определяет число различных зарядовых состояний с примерно одинаковой энергией связи. Изотопический спин сохраняется в процессах сильного взаимодействия и нарушается в слабых и электромагнитных взаимодействиях.

Изотопический спин связан с изотопической инвариантностью сильного взаимодействия. Изотопическая инвариантность ядерных сил состоит в том, что в ядерных взаимодействиях протон и нейтрон можно рассматривать как два состояния одной частицы (нуклона), отличающиеся проекцией I_z изотопического спина.

8.7 Законы сохранения

Кинематической характеристикой частицы является 4-импульс $\mathcal{P}\{p_x, p_y, p_z, iE\}$, где p_x, p_y, p_z — компоненты трехмерного вектора импульса, а E — энергия частицы.

В процессах сильного взаимодействия сохраняются следующие величины:

- 1) 4-импульс $\mathcal{P}_a + \mathcal{P}_b = \mathcal{P}_{a'} + \mathcal{P}_{b'} + \sum_{i=1}^n \mathcal{P}_i$;
- 2) электрический заряд Q ;
- 3) барионный заряд B ;
- 4) лептонный заряд L (имеются три лептонных заряда L_e, L_μ, L_τ);
- 5) спин J — собственный момент количества движения;
- 6) изотопический спин I ;
- 7) странность s ;
- 8) четность пространственная P ;
- 9) четность временная T ;
- 10) четность зарядовая C ;

- 11) четность комбинированная CP и CPT ;
- 12) квантовые числа s (strange), c (charm), b (beauty), t (truth);
- 13) G -четность G .

В электромагнитных взаимодействиях не сохраняются G -четность и изотопический спин I , а в слабых взаимодействиях не сохраняются P -четность, C -четность, T -четность, G -четность и изотопический спин I .

Для наглядности все законы сохранения сведены в табл. 15. Знак $+$ обозначает, что данная величина сохраняется.

Таблица 15

Законы сохранения

Взаимодействия	Q	B	L	C	P	T	CPT	G	I
Сильные	+	+	+	+	+	+	+	+	+
Слабые	+	+	+	-	-	-	+	-	-
Электромагнитные	+	+	+	+	+	+	+	-	-

Квантовые числа s , c , b , t сохраняются в сильных взаимодействиях и не сохраняются в слабых.

Литература

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. -М.: Наука, 1972.
2. Капитонов И.М. Введение в физику ядра и частиц. -М.: URSS, 2002.
3. Аминова Т.П., Сарычева Л.И. Фундаментальные взаимодействия и космические лучи. -М.: URSS, 1999.

9 Ядерные модели

Для объяснения свойств ядра вводятся ядерные модели, поскольку нет теории, адекватной явлениям, происходящим в ядре. Неизвестен точный вид потенциала сил, действующих между нуклонами в ядре.

Каждый нуклон в ядре можно описать целым набором переменных: пространственных координат x , y , z и импульсных характеристик p_x , p_y , p_z ... В ядре A нуклонов, и будет $6A$ наборов переменных. Задача становится бесконечно сложной. Система уравнений, описывающих движение нуклонов в ядре, будет иметь $2^{100} \sim 10^{30}$ членов от 300 переменных. Задача не решается даже для $A = 10$.

В ядре слишком много частиц, чтобы изучать все степени свободы, и слишком мало, чтобы рассматривать ядро как сплошную среду.

Поэтому развиваются модели, опирающиеся на представление о независимости нуклонов, и модели, учитывающие сильные взаимодействия нуклонов.

Хорошая ядерная модель должна описывать все основные характеристики ядра: спин, четность, магнитные дипольные моменты, электрические квадрупольные моменты, объяснять свойства возбужденных состояний ядер, описывать различные процессы взаимодействия частиц с ядрами.

Простейшей, но вместе с тем и достаточно результативной моделью является модель жидкой капли.

9.1 Модель жидкой капли

Основанием для ее введения служит сходство ядерной материи с жидкостью. К таким свойствам следует отнести: несжимаемость ядра, постоянство ядерной плотности: $\rho \approx const$, свойство насыщения ядерных сил.

В модели предполагается, что средний свободный пробег до взаимодействия $\lambda_{св} \ll 2R$ ядра. Ядро — сильно связанная система частиц. Энергия связи (см. п. 8.2) определяется выражением

$$\epsilon_{св} = -c_1 A + c_2 A^{-1/3} + c_3 Z^2 A^{-2/3} + c_4 (A - 2Z)^2 A^{-1} + c_5 \delta.$$

Модель описывает: энергию связи ядра, ядерные реакции при низких энергиях, идущие через составное ядро Бора, реакции деления ядер.

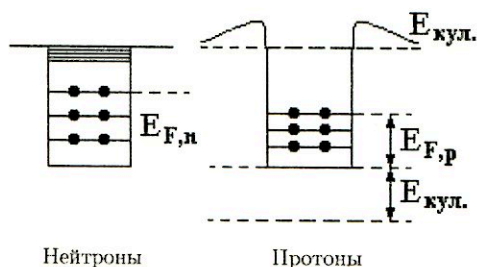
Модель не описывает некоторые члены в формуле для энергии связи ядра, например энергию спаривания, существование и особую устойчивость магических ядер.

В ряде случаев ядро можно представить не как жидкость, а как газ, состоящий из нуклонов. Тогда можно использовать модель Ферми-газа.

9.2 Модель Ферми-газа

Основанием для ее введения служит то обстоятельство, что незначительная часть объема ядра занята нуклонами: поскольку размер нуклона в ядре ~ 0.45 фм (а свободного нуклона ~ 0.8 фм), то нуклонами занята только $\frac{1}{50}$ объема ядра.

Нуклоны в ядре — вырожденный Ферми-газ, заключенный в потенциальной яме (рис. 75).



$$V = \frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi r_0^3 A$$

$$r_0 \sim 1.1 \text{ фм}$$

Рис. 75: Схематическое изображение потенциальных ям для ядер, содержащих нейтроны и протоны.

Вводятся следующие предположения.

- Температура ядра очень мала, и нуклоны занимают низкие энергетические уровни — вырожденный Ферми-газ (из фермионов, т.к. $J = \frac{1}{2}$).
- Нуклоны заполняют все уровни до энергии Ферми: $E_F = \frac{p_F^2}{2m} \sim 50$ МэВ,
 p_F — импульс Ферми, нуклоны в ядре испытывают Ферми-движение.

В соответствии с принципом Паули на каждом энергетическом уровне может находиться не более двух нуклонов.

Модель описывает следующие характеристики ядра.

- Число состояний нуклонов в шестимерном фазовом объеме

$$N = \frac{V \cdot p_{\max}^3}{6\pi^2 \hbar^3} = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int_V \int_0^{p_{\max}} d^3x d^3p; \quad V = \int d^3x.$$

Полное число протонов (или нейтронов) равно $2N$ (т.к. каждый уровень занят двумя частицами):

$$V = \frac{2\pi R^3}{3} = 4\pi r_0^3 \frac{A}{3}.$$

- Энергию Ферми, поскольку

$$p_n^{\max} = \frac{\hbar}{r_0} \left(\frac{9\pi \cdot n_0}{4A} \right)^{1/3} \quad \text{— импульс нейтрона;}$$

$$p_p^{\max} = \frac{\hbar}{r_0} \left(\frac{2\pi Z}{4A} \right)^{1/3} \quad \text{— импульс протона.}$$

Используя эти величины, получим для энергии Ферми $E_F = \frac{p_F^2}{2m} \sim 50$ МэВ,

$$E_F(n) = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3\pi^2 \cdot N}{V} \right)^{2/3}, \quad E_F(p) = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3\pi^2 \cdot Z}{V} \right)^{2/3}.$$

- Среднюю энергию, приходящуюся на 1 нуклон,

$$\langle E \rangle_{\text{кинетич.}} = \frac{\int_0^{p_F} E d^3p}{\int_0^{p_F} d^3p} = \frac{3}{5} \left(\frac{p_F^2}{2m} \right) \approx 30 \text{ МэВ.}$$

Все уровни с $E < E_F$ заняты.

Эта модель так же, как модель жидкой капли, не описывает существование особо устойчивых магических ядер. Для их описания служит оболочечная модель ядра.

9.3 Оболочечная модель ядра

Модели жидкой капли и Ферми-газа — грубые модели. Хотя они и описывают важнейшие свойства ядер, но **не объясняют** свойства возбужденных состояний ядер и особую стабильность магических ядер, когда Z или N (или оба числа) равны одному из магических чисел: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 (в атоме магические числа равны: 2, 10, 18, 36, 54, 86).

Основанием для введения модели служит наличие магических чисел у ядер, свидетельствующее, что у ядер так же, как у атомов, существуют оболочки.

Таким образом, главным предположением в модели является наличие оболочки ядра — совокупности близких по энергии уровней.

Можно также предположить, что в ядре действует самосогласованный эффективный потенциал, который имеет приблизительно такой же вид, как и распределение плотности ядерного вещества в форме распределения Вудс-Саксона (рис. 76).

Потенциал Вудс-Саксона: $V(r) = \frac{V_0}{1 + \exp \frac{Z-r}{a}}$ для нейтронных оболочек. Для протонных оболочек добавляется $V_{\text{кул.}}(r)$.

$$V_{\text{кул.}}(r) = \begin{cases} \frac{(Z-1)e^2}{R} \left[\frac{3}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right], & r < R; \\ \frac{(Z-1)e^2}{r}, & r > R. \end{cases}$$

Параметры V_{0p} и V_{0n} выбирают из опыта, например для ядра $^{208}\text{Pb}_{82}$

$$V_{0n} = 45.7 \text{ МэВ}, \quad V_{0p} = 57.9 \text{ МэВ.}$$



Рис. 76: Самосогласованный эффективный потенциал (сплошная линия). Пунктиром представлен вид потенциала для гармонического осциллятора.

$$R = 7.6 \text{ фм}, \quad b = -0.17 \text{ фм}^2, \quad a = 0.65 \text{ фм}.$$

Для других ядер используются другие эмпирические значения:

$$V_{0n} = V_0 \left(1 - 0.63 \frac{N-Z}{A} \right), \quad V_{0p} = V_0 \left(1 + 0.63 \frac{N-Z}{A} \right),$$

где $v_0 = 53 \text{ МэВ}$, $R = 1.28A^{1/3} \text{ фм}$, $b = 0.263 \left(1 + 2 \frac{N-Z}{A} \right) \text{ фм}^2$ (b — постоянная спин-орбитального взаимодействия).

$$V = H_{\text{вз}} = V(r) + U(r) \cdot \vec{s} \cdot \vec{l}, \quad U(r) = b \frac{\partial V}{\partial r} \cdot \frac{1}{r}.$$

Спин-орбитальное взаимодействие подтверждается оболочечной моделью.

Как и в атоме, для описания ядерных оболочек вводятся следующие обозначения:

n — главное квантовое число, определяющее расположение уровней при одном и том же номере оболочки l . Оно принимает значения: 1, 2, 3, ...
 l — имеет значения 0, 1, 2, 3, ...

s, p, d, f, \dots оболочки.

При данном l есть два подуровня $j = l \pm 1/2$.

Оболочечный уровень нуклона в ядре обозначается:

$$1 \ d_{5/2},$$

т.е. $n = 1$, $l = 2$, полный момент $j = l + s = 5/2$; $(2j + 1)$ нуклонов на каждом уровне.

Модель описывает как идет заполнение ядерных оболочек.

В табл. 16 приводятся значения магнитных моментов μ , вычисленных и измеренных экспериментально для каждого ядра.

Таблица 16

Оболочечная модель ядра

Оболочка	Ядро	Спин	Магн. момент		Состояние
			эксп.	теор.	
I	n	1/2	-1.91	—	$1S_{1/2}^1$
	p	1/2	2.79	—	$1S_{1/2}^1$
	$1d^2$	1	0.86	0.88	$1S_{1/2}^2$
	$1H^3$	1/2	2.98	2.79	$1S_{1/2}^3$
	$2He^3$	1/2	-2.13	-1.91	$1S_{1/2}^3$
	$2He^4$	0	0	0	$1S_{1/2}^4$
II	$2He^5$ и $3Li^5$ — этих ядер нет в природе, они распадаются на He^4 , т.е. оболочка $1S^4$ не может ничего присоединить.				
	$3Li^6$	1	0.82	0.88	$(1S^4)(2S^2)$ или $He^4 (2S^2)$
	$3Li^7$	3/2	3.26	3.07	$(1S^4)(1P_{3/2}^3)$
	$4Be^9$	3/2	-1.17	-1.14	$(1S^4)(1P_{3/2}^5)$
	$5B^{10}$	3	1.79	1.88	$(1S^4)(1P_{3/2}^6)$
	$5B^{11}$	3/2	2.69	—	$(1S^4)(1P_{3/2}^5)(2S^2)$
III	$6C^{12}$	0	0	0	$(1S^4)(1P_{3/2}^8)$
	$6C^{13}$	1/2	0.70	0.64	$(1S^4)(1P_{3/2}^8)(1P_{1/2}^1)$
	$7N^{14}$	1	0.40	0.40	$(1S^4)(1P_{3/2}^8)(1P_{1/2}^2)$
	$7N^{15}$	1/2	-0.28	-0.24	$(1S^4)(1P_{3/2}^8)(1P_{1/2}^3)$
IV	$8O^{16}$	0	0	0	$(1S^4)(1P_{3/2}^8)(1P_{1/2}^4)$
	O^{17}	5/2	-1.89	-1.91	$(1S^4)(1P_{3/2}^8)(1P_{1/2}^4)(1d_{5/2}^1)$
	F^{19}	1/2	2.63	2.79	$(1S^4)(1P_{3/2}^8)(1P_{1/2}^4)(2S_{1/2}^3)$
V	Ne^{20}	0	0	0	$(1S^4)(1P_{3/2}^8)(1P_{1/2}^4)(2S_{1/2}^4)$
	Ne^{21}	3/2	—	—	$(1S^4)(1P_{3/2}^8)(1P_{1/2}^4)(2S_{1/2}^4)(2P_{1/2}^1)$
	Na^{22}	3	1.75	1.88	$2P_{3/2}^1$
	Mg^{25}	5/2	-0.85	-1.06	$1S_{1/2}^3$
	Si^{28}	0	0	0	$1S_{1/2}^4$

Величина магнитного момента служит для проверки заполнения оболочек

$$\begin{aligned} \mu_n &= -1.91 \cdot \mu_{\text{я}} & J &= l + 1/2, \\ \mu_n &= \frac{1.91}{J+1} J \cdot \mu_{\text{я}} & J &= l - 1/2, \\ \mu_p &= \begin{cases} (J + 2.29) \cdot \mu_{\text{я}} & J = l + 1/2, \\ (J - \frac{2.29}{J+1}) \cdot \mu_{\text{я}} & J = l - 1/2. \end{cases} \end{aligned}$$

Сравнение $\mu_{\text{эксп.}}$ и $\mu_{\text{теор.}}$ свидетельствует о справедливости предложенной модели. Для ядер, у которых заполнены оболочки, спин равен

нулю. Таким образом, спин и магнитный момент ядра определяются **непарным** нуклоном, находящимся в данном состоянии.

Модель **не** объясняет деформированные ядра. Для объяснения существования деформированных ядер используются значения квадрупольных электрических моментов и обобщенная модель ядра.

9.4 Обобщенная модель ядра

Модель рассматривает заполненную оболочку как остов, и в ее поле вращается дополнительный нуклон (рис. 77). Остов ядра деформируется

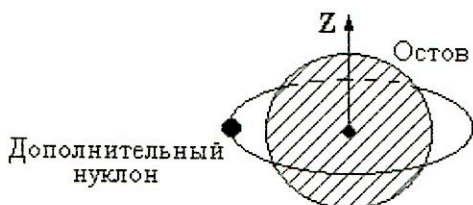


Рис. 77: Иллюстрация вращения дополнительного нуклона вокруг остова.

валентным нуклоном, что приводит к появлению квадрупольного электрического момента ядра Q (см. п. 8.5).

Модель используется для описания деформированных атомных ядер, которые могут быть вытянутыми или сплюснутыми относительно оси симметрии ядра. Ось симметрии ядра,

как правило, совпадает с направлением суммарного спина ядра. О деформации ядра можно судить по величине квадрупольного электрического момента ядра.

На рис. 78 показано поведение квадрупольного электрического момента для разных ядер. Значение $Q = 0$ соответствует сферически симметричным атомным ядрам, значения $Q > 0$ — вытянутым атомным ядрам, $Q < 0$ — сплюснутым атомным ядрам.

Экспериментальные данные о квадрупольных электрических моментах ядер см. на рис. 74.

Модель согласуется с поведением квадрупольного электрического момента для разных ядер, который по определению равен:

$$Q = Z \int r^2 \rho(r) (3 \cos^2 \theta - 1) d^3 r.$$

Переходим к рассмотрению ядерных моделей, использующихся при описании процессов, происходящих при высоких энергиях.

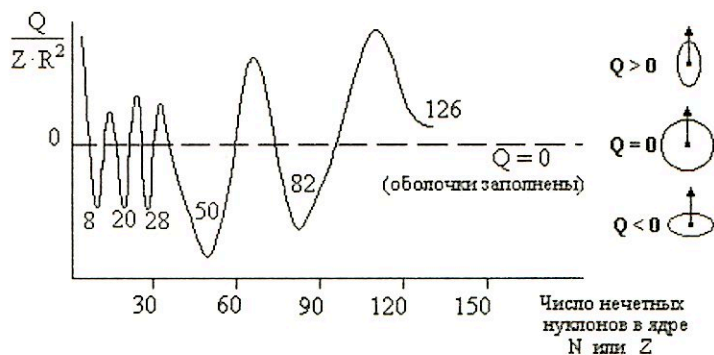


Рис. 78: Иллюстрация поведения квадрупольного электрического момента для разных ядер.

9.5 Оптическая модель ядра

Ядро представляет собой "серую" полупрозрачную сферу с определенными коэффициентами преломления и поглощения.

При попадании на такую сферу упавшая частица (волна) испытывает все виды взаимодействия, характерные для распространения света в полупрозрачной оптической среде: отражение, преломление, поглощение.

Усредненный потенциал в таком ядре имеет вид $U(r) = V + iW$, т.е. содержит мнимую часть, учитывающую поглощение падающей волны. В разных вариантах оптической модели потенциал $U(r)$ представляют в виде прямоугольной ямы.

Модель позволяет вычислять упругое рассеяние, суммарное сечение всех неупругих процессов, а также угловые характеристики рассеянных ядром частиц.

Действительную часть оптического потенциала обычно выбирают в виде потенциала Вудса-Саксона. Мнимая часть потенциала выбирается пропорциональной объемному или поверхностному поглощению. Модель требует подбора параметров для каждого ядра и для каждой энергии упавшего адрона.

Вид оптического потенциала для рассеяния адронов на ядрах зависит от параметров удара и может определяться либо кулоновским взаимодействием при больших параметрах удара, либо процессами сильного взаимодействия при меньших параметрах удара. При параметрах удара меньших радиуса ядра доминирует поглощение. При этом картина

рассеяния выглядит как интерференция кулоновского рассеяния и дифракционного рассеяния адрона на черной сфере.

9.6 Модель Глаубера

Рассеяние быстрой частицы на ядре сводится к последовательному рассеянию ее на отдельных частицах мишени. Результирующее рассеяние получается усреднением по положениям рассеивающих центров. Рассеяние на отдельной частице носит характер дифракционного. После первого соударения налетающая частица выбывает из пучка и частицы мишени, расположенные за рассеивающим центром, не участвуют в рассеянии. Этот процесс описывается так называемой глауберовской поправкой, которая учитывает экранировку последующих нуклонов.

В глауберовской модели налетающая частица последовательно взаимодействует с нуклонами ядра-мишени. (Аналогия — рассеивание бильярдного шара на неподвижных шарах.) Этот подход вполне оправдан при не очень высоких энергиях. В релятивистском случае частица-снаряд взаимодействует одновременно не с одним, а сразу с несколькими нуклонами мишени, что приводит к возникновению дополнительной экранировки. Учет образования неупругих промежуточных состояний был выполнен Грибовым и носит название грибовской поправки.

В основе модели Глаубера лежат три гипотезы, основанные на волновых свойствах частиц и ядер.

1. Фазовые сдвиги, возникающие при прохождении через ядро падающей частицы-волны, вызываемые отдельными нуклонами ядра, суммируются.

2. Рассмотрение прохождения частицы через ядро проводится в представлении параметра удара (геометрическая оптика).

3. Ядерная волновая функция не успевает измениться за время прохождения частицы через ядро.

Это — дифракционная модель, т.к. она рассматривает дифракцию падающей волны на отдельных нуклонах ядра.

Как известно, сечение взаимодействия частицы с ядром для процессов сильного взаимодействия может быть представлено в виде

$$\sigma_{tot} = \sigma_{упр} + \sigma_{неупр} + \sigma_{квазиупр}.$$

В модели Глаубера сечение имеет вид

$$\sigma_{tot} = A \cdot \sigma_{pp} \left[1 - \frac{A^2}{A+1} \cdot \frac{\sigma_{pp}(1-\alpha^2)}{4\pi(R^2+2B)} + \dots \right] =$$

$$= A \cdot \sigma_{pp} - G(A); \quad G(A) = G_{\text{упр}} + G_{\text{неупр}},$$

где A — число нуклонов в ядре, σ_{pp} — сечение нуклон-нуклонного взаимодействия в ядре, $G(A)$ — поправки на упругое и неупругое экранирование. Таким образом, первый член описывает рассеяние на A нуклонах, а сумма последующих — поправки на экранирование. $G_{\text{упр}}$ — глауберовская поправка, $G_{\text{неупр}}$ — грибовская поправка.

Как видно из рис. 79, если включается упругое или неупругое экранирование, направление движения частицы не меняется. Эти эффекты нельзя обнаружить на опыте, но необходимо учитывать при вычислении полных сечений взаимодействия частиц с ядрами.

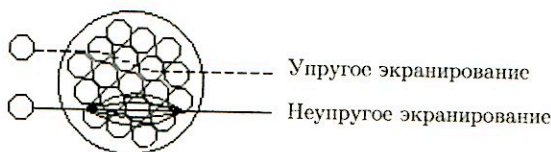


Рис. 79: Иллюстрация поведения падающей частицы внутри ядра при включении упругого и неупругого экранирования.

9.7 Гидродинамические модели

Ядро — гидродинамическая система, которую можно описать, введя уравнение состояния, плотность энергии, температуру, энтропию и другие гидродинамические характеристики ядерной материи.

Гидродинамические модели служат для описания сильно взаимодействующей ядерной материи, которая отождествляется с идеальной жидкостью. Вводятся локальные переменные, зависящие от координат x : плотность энергии $\varepsilon(x)$, давление $p(x)$, плотность энтропии $s(x)$, температура $T(x)$, 4-скорость $u_\mu(x)$. Для описания идеальной жидкости используется тензор энергии-импульса

$$T^{\mu\nu} = (\varepsilon + p)u^\mu u^\nu - g^{\mu\nu}p$$

и закон сохранения

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0.$$

Уравнение состояния релятивистской идеальной жидкости

$$\varepsilon = 3p, \quad p = \frac{\pi^2}{90} T^4 \cdot n,$$

где n — число степеней свободы.²

Связь между введенными переменными при отсутствии химического потенциала $\mu = 0$ имеет вид $\varepsilon + p = Ts$, $s = \frac{dp}{dT}$. Тогда закон сохранения тензора энергии-импульса может быть записан в виде:

$$(u^\mu u^\nu - g^{\mu\nu})\partial_\mu(\ln T) + u^\mu \partial_\mu u^\nu = 0,$$

$$\partial_\mu(su^\mu) = 0, \quad u_\mu \cdot u^\mu = 1.$$

Эти соотношения образуют замкнутую систему, из которой можно в принципе определить T и u_μ при наступлении термодинамического равновесия и выбранных начальных условиях.

Указанный путь реализуется во многих гидродинамических моделях. Эти модели используются при описании процессов взаимодействия частиц с ядрами или ядер с ядрами при высоких энергиях и дают предсказания о множественном рождении частиц в зависимости от энергии сталкивающихся частиц, о поведении импульсных распределений вновь рожденных частиц ($f(p_\perp)$ и $f(p_\parallel)$).

Рассмотренные выше модели, в которых ядро обладает свойствами жидкости и описывается формулой Вайцзеккера (модель жидкой капли), либо наоборот ядро рассматривается как идеальный Ферми-газ, что позволяет определить энергию движения нуклонов в ядре, а также оболочечная модель ядра, дающая понимание существования магических ядер, и обобщенная модель ядра, учитывающая форму атомных ядер, используются при невысоких энергиях. При более высоких энергиях используются оптическая модель ядра, модель Глаубера-Ситенко, статистические и гидродинамические модели.

Таким образом, простое перечисление моделей показывает, насколько сложной системой является атомное ядро.

Литература

1. Валантэн Л. Субатомная физика: ядра и частицы. -М.: Мир, 1986.
2. Физика элементарных частиц и атомного ядра, т. 34, №1, 2003, с. 147-188.
3. Никитин Ю.П., Розенталь И.Л. Ядерная физика высоких энергий. -М.: Атомиздат, 1980.

²При низких температурах идеальный газ π -мезонов $n = 3$; при высоких температурах идеальный газ (кварков и глюонов) $n = 8 \times 2 + \frac{7}{8}(2 \times 3 \times 2 \times n_f) = 16 + \frac{21}{2} \cdot n_f$.

цвет спин qq цвет спин аромат

10 Ядерные превращения спонтанные и иницируемые

Явление радиоактивного распада стало известно раньше, чем было открыто атомное ядро.

В 1895 году Рентген обнаружил лучи, которые назвал "Лучи X". В 1896 году Беккерель открыл радиоактивность урана U, изучая явление флюоресценции. Вскоре выяснилось, что радиоактивные вещества испускают лучи трех видов, отличающиеся друг от друга как способностью проходить через слои вещества, так и кривизной их треков в магнитном и электрическом полях.

В 1903 году Резерфорд изучил поведение быстропоглощающихся лучей — α -частиц — в электрическом поле и показал, что они принадлежат частицам с массой, сравнимой с массой атома гелия, но имеют заряд $+2e$ и, таким образом, являются ядрами гелия. В 1910 году в работах Марии Кюри по изучению радиоактивности были исследованы γ -лучи, не отклоняющиеся в электромагнитном поле, а в 1911 году — β -лучи, отклоняющиеся в направлении, обратном отклонению α -лучей. Они были отождествлены с электронами.

Оказалось, что природа β -излучения весьма необычна, и исследование этого излучения привело к открытию слабого взаимодействия.

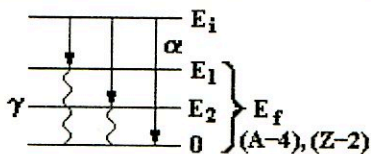
10.1 Радиоактивный распад

Радиоактивным распадом будем называть такой процесс, при котором ядро из начального состояния переходит в конечное состояние с меньшей энергией.

Радиоактивность — частный случай ядерной реакции.

α -распад — самопроизвольное испускание ядра гелия.

Ядро переходит в основное состояние путем ряда последовательных переходов в состояния E_2 и E_1 с испусканием γ -квантов или сразу путем испускания α -частиц. Спектры γ -излучения

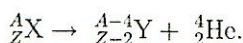


$$E_\alpha = E_i, \quad E_\alpha = E_i - E_1, E_i - E_2, \\ E_\gamma = h\nu \approx E_i - E_f$$

Рис. 80: Иллюстрация переходов системы из одного энергетического состояния в другое путем испускания α -частиц или γ -излучения.

так же, как и спектры α -частиц, линейчатые (рис. 80).

Ядра, не испытывающие никаких превращений после того, как они достигли основного состояния, называют стабильными. Нестабильные ядра, стремясь к большей стабильности, испускают одну или несколько частиц



Такое самопроизвольное превращение возможно только при условии, что масса исходного ядра превышает сумму масс дочернего ядра и α -частицы. При этом энергия распада будет положительной. Такие реакции называют экзотермическими — с выделением энергии.

Энергия распада:

$$E_d = M(X)c^2 - [M(Y)c^2 + M(\alpha)c^2] > 0.$$

Энергия отдачи, которую получает оставшееся ядро Y , очень мала из-за большой массы $M(Y)$:

$$E_R = \frac{P_R^2}{2m} = \frac{P_d^2}{2M} = \frac{(hv)^2}{2Mc^2}, \quad \begin{array}{c} P_Y, E_Y \quad P_R, E_R \\ \leftarrow \text{---} \odot \text{---} \rightarrow \\ M \end{array}$$

Таким образом, кинетическая энергия испускаемых α -частиц близка к E_d : $E_\alpha \sim \frac{(A-4)E_d}{A}$ — эта энергия регистрируется в виде спектральной линии.

Если происходит распад на возбужденные уровни дочернего ядра, то появляются линейчатые спектры, причем, если испускается α -частица из возбужденного состояния ядра в основное, то ее энергия будет большей, и такие α -частицы называют длиннопробежными.

α -распад встречается только у тяжелых ядер с $Z > 83$ и у ядер с энергией связи на нуклон $\epsilon \leq 7$ МэВ, но иногда может быть запрет по спину или четности, если не выполняются законы их сохранения. Тогда распад не происходит или затруднен.

Выделение энергии $Q = M(X)c^2 - M(Y)c^2 - M(\alpha)c^2$.

Если $Q > 0$, то испускаются α -частицы и возникает линейчатый спектр (рис. 81).

В 1911 году обнаружили, что электроны при радиоактивном распаде имеют непрерывный спектр (рис. 82).

β -распад — испускание электронов (или позитронов) в результате превращения нейтрона или протона в ядре. Теперь установлено, что β -распад есть процесс, в результате которого исходное ядро превращается

в ядра с зарядом $Z \pm 1$:

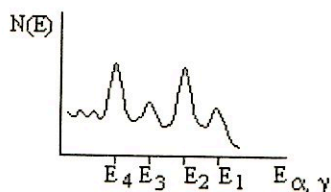
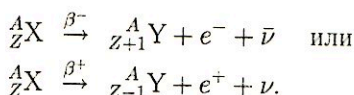


Рис. 81: Линейчатый спектр α - или γ -излучения.

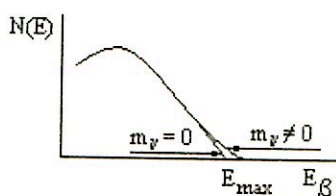
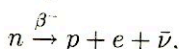


Рис. 82: Непрерывный спектр электронов при радиоактивном распаде.

Ядро X может испытать β -распад только тогда, когда его масса больше, чем сумма масс дочернего ядра Y и электрона:

$$E_d = \{M(X) - [M(Y) + m_e]\}c^2 > 0.$$

Таким образом, свободный нейтрон испытывает β -распад



т.к. $m_p < m_n$, но β^+ -распад свободного протона невозможен, и процесс $p \rightarrow n + e^+ + \nu$ может происходить только в ядре X , для которого $E_d > 0$.

Непрерывный спектр электронов в β -распаде привел Паули к гипотезе о вылете двух частиц, одна из которых — электрон, а другая — нейтральная и не регистрируется при β -распаде, но энергию уносит. Эта частица была названа нейтрино ("нейтрончик"). В зависимости от того, имеет нейтрино массу или его масса равна нулю, спектр электронов вблизи границы E_{\max} меняется (см. рис. 82). Проблема массы нейтрино *не решена до сих пор*. Наиболее реальная оценка дает $m_\nu c^2 < 17$ эВ.

Так как процессы происходят с ядрами в атомах, то можно написать условия β -распада, используя атомные массы M :

$$M(A, Z)c^2 = M(A, Z-1)c^2 + Zm_e c^2 - E_L$$

(E_L — энергия связи электрона в атоме).

Энергия, выделившаяся при β -распаде:

$$\left. \begin{aligned} Q_{\beta^-} &= M(A, Z)c^2 - M(A, Z+1)c^2; \\ Q_{\beta^+} &= M(A, Z)c^2 - M(A, Z-1)c^2 - 2m_e c^2. \end{aligned} \right\}^*$$

Условие $Q > 0$ должно выполняться:

$$\underbrace{M(A, Z)c^2 + Zm_e c^2 - E_L}_{M(A, Z)c^2} \xrightarrow{\beta^-} \underbrace{M(A, Z+1)c^2 + Zm_e c^2 - E'_L + m_e c^2}_{M(A, Z+1)c^2 - m_e c^2};$$

$$\underbrace{M(A, Z)c^2 + Zm_e c^2 - E_L}_{M(A, Z)c^2} \rightarrow \underbrace{M(A, Z-1)c^2 + Zm_e c^2 - E'_L + m_e c^2}_{M(A, Z-1)c^2 - m_e c^2}.$$

Если $E_L - E'_L \rightarrow 0$, то получаем соотношения, обозначенные *.

К-захват. Помимо испускания e^+ , e^- может произойти процесс захвата электрона с K -оболочки атома, если выполняется условие K -захвата, т.е.

$$M(A, Z) < M(A, Z+1) + m_e,$$

произойдет превращение: $(A, Z) \rightarrow (A, Z-1) + \nu$. K -захват описывается теми же законами, что и испускание e^+ , e^- .

Итак, возможны 3 вида β -распадов: испускание e^- , e^+ и захват e^- с K -оболочки атома.

Спонтанное деление. Деление ядра на осколки (чаще всего на два) сравнимых масс и зарядов.

Протонная активность. Вылет из ядра протона, т.е. происходит превращение ${}^A_Z X \rightarrow p + {}^{A-1}_{Z-1} Y$.

Двупротонная активность: ${}^A_Z X \rightarrow 2p + {}^{A-2}_{Z-2} Y$.

При протонной и двупротонной радиоактивности протоны проникают через кулоновский потенциальный барьер благодаря туннельному эффекту. Это явление наблюдается для нейтронодефицитных ядер с $Z < 50$.

Все типы распадов сопровождаются обычно испусканием γ -квантов из возбужденных продуктов радиоактивного распада. Иногда вылетают α -частицы, которые в этом случае называются длиннопробежными.

10.2 Вероятности переходов и период полураспада

Число ядер, распадающихся в единицу времени $-\frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N(t)$ пропорционально числу ядер $N(t)$, имеющихся в наличии в момент t , λ — вероятность распада в единицу времени. Интегрируя по t , получим число ядер, нераспавшихся к моменту времени t :

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t},$$

N_0 — число ядер в момент $t_0 = 0$.



Время T , необходимое для того, чтобы число радиоактивных ядер уменьшилось от N до $N/2$, называют периодом полураспада, т.е.

$$\frac{N_0 e^{-\lambda(t+T)}}{N_0 e^{-\lambda t}} = e^{-\lambda T} \equiv \frac{1}{2},$$

отсюда

$$\lambda T = \ln 2 = 0.693.$$

Замечено, что распад происходит тем быстрее, чем больше энергия перехода E_d .

Пример:

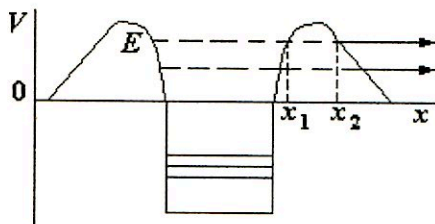
Распад ядра ${}_{90}^{232}\text{Th} \rightarrow {}_{88}^{228}\text{Ra} + \alpha$ имеет период полураспада $T = 1.41 \cdot 10^{10}$ лет, а $E_d = 4.08$ МэВ.

Распад ядра ${}_{90}^{224}\text{Th} \rightarrow {}_{88}^{220}\text{Ra} + \alpha$ имеет период полураспада $T = 1.05$ с, а $E_d = 7.31$ МэВ.

Период полураспада ${}_{90}^{232}\text{Th}$ отличается от периода полураспада ${}_{90}^{224}\text{Th}$ в $5 \cdot 10^{17}$ раз, при этом энергия распада изменяется всего в 1.8 раза. α -частицы, испускаемые короткоживущими ядрами, имеют большую энергию, чем α -частицы из долгоживущих ядер.

Отмеченные особенности связаны с условием прохождения α -частицы через кулоновский потенциальный барьер ядра — так называемый *туннельный эффект*. Туннельный эффект есть квантово-механическое явление. Описывая α -частицу волновой функцией, подчиняющейся уравнению Шредингера, можно вычислить прозрачность кулоновского потенциального барьера и вероятность испускания α -частицы ядром.

Туннельный эффект могут испытывать α -частицы, находящиеся на энергетических уровнях с энергией $E > 0$ (рис. 83).



$$D = e^{-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(V-E)} dx}$$

D — прозрачность кулоновского потенциального барьера.

Рис. 83: Иллюстрация туннельного эффекта.

Классификацию радиоактивных ядер можно выполнить, используя зависимость вероятности радиоактивного распада от энергии испущенных

α -частиц. Эта зависимость сформулирована в теореме Гейгера-Неттола (рис. 84)

$$\lg \lambda = A \cdot \lg R_\alpha + B,$$

где R_α — пробег α -частицы, связанный с ее энергией.

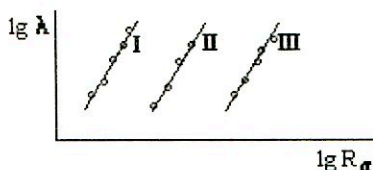
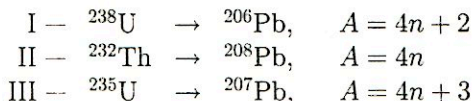


Рис. 84: Теорема Гейгера-Неттола (эмпирический закон). I — урановое семейство (U), II — ториевое семейство (Th), III — актино-урановое семейство (U).

В природе существует три радиоактивных семейства: урановое, ториевое и актино-урановое. Конечными продуктами радиоактивных превращений в этих семействах являются изотопы свинца



n — целое число.

Члены радиоактивных семейств находятся в равновесии между собой.

10.3 Среднее время жизни и ширина уровня

Статистическая интерпретация закона распада позволяет установить временной интервал τ , определяющий промежуток времени от момента образования нуклида до его распада:

$$\tau \equiv \frac{\int_0^{\infty} t \cdot N(t) dt}{\int_0^{\infty} N(t) dt} = \frac{1}{\lambda} = \frac{T}{0.693},$$

поэтому τ называют средним временем жизни нестабильного уровня. Оно связано с естественной шириной уровня Γ соотношением

$$\Gamma \cdot \tau = \hbar; \quad \tau = \frac{\hbar}{\Gamma} \quad (\text{или } \tau \sim \frac{1}{\Gamma}).$$

Поэтому часто время жизни объекта (ядра или частицы) определяют через ширину уровня Γ , которая поддается измерению. Это есть ширина линии в линейчатом спектре или ширина резонанса (рис. 85).

Указанные соотношения — следствие соотношения Гайзенберга $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$. Нестабильному уровню, существующему в течение времени порядка τ , соответствует волновой пакет шириной $\Delta E \geq \frac{\hbar}{\tau} \rightarrow \Gamma$.

Процесс радиоактивного распада — случайный процесс и описывается законом Пуассона: его вероятность

$$W_h = \frac{(N - \lambda t)^n}{n!} \cdot e^{-N\lambda t}.$$

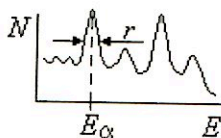


Рис. 85: Иллюстрация ширины Γ — энергетического уровня.

Радиоактивные распады могут происходить за счет слабых, электромагнитных и сильных процессов. Различия между этими процессами проявляются в величине времени жизни или ширины уровня Γ .

Времена жизни адронов, распад которых происходит за счет сильных процессов, определяются ядерным временем ($\sim 10^{-23 \div -24}$ с).

Если распад адрона происходит за счет электромагнитного взаимодействия, то время жизни составляет величину $\sim 10^{-16}$ с. Распады адронов за счет слабых сил протекают за времена $\sim 10^{-8 \div -10}$ с.

Распады радиоактивных ядер происходят, как правило, за счет слабых процессов. Времена жизни радиоактивных ядер колеблются в очень широких пределах, в то время как энергии распада (или энергии α -частиц) — в очень узких.

γ -распад — это не ядерное превращение, а изменение энергетического состояния ядра. γ -излучение сопровождает α - и β -распады. Радиоактивный распад может быть не только самопроизвольным, но и искусственным.

10.4 Искусственная радиоактивность

Искусственная радиоактивность подчиняется тем же законам, что и естественная, с той разницей, что распадающиеся частица или ядро должны находиться в возбужденном состоянии. Возбуждение может произойти либо вследствие какой-нибудь реакции, в которой образовались распадающаяся частица или ядро, либо из-за искусственного перевода их в возбужденное состояние.

Искусственные радиоактивные изотопы разных ядер широко используются в медицине и в прикладных отраслях промышленности.

Радиоактивный распад — частный случай ядерной реакции, но происходит только при $Q > 0$.

Литература

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. -М.: Наука, 1972.
2. Ландау Л.Д. Лекции по физике (под ред. Смородинского).

11 Ядерные реакции

Основная характеристика ядерной реакции — ее эффективное сечение или вероятность реализации.

Ядерными реакциями управляют законы сохранения, и действует правило — все, что не запрещено, может произойти.

11.1 Законы сохранения

Будем рассматривать реакции, происходящие при столкновении двух частиц: $1 + 2 = 1 + 2 + 3 + \dots + i + \dots$

1. Закон сохранения 4-импульса $\mathcal{P}(p_x, p_y, p_z, iE)$:

$$\text{сохранение энергии} \quad E_1 + E_2 = E'_1 + E'_2 + \dots + E'_n + Q$$

$$Q > 0 - \text{экзотерм.}, Q < 0 - \text{эндотерм.};$$

$$\text{сохранение импульса} \quad \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{p}'_1 + \vec{p}'_2 + \dots + \vec{p}'_n.$$

2. Закон сохранения электрического заряда

$$Q_1 + Q_2 = \sum_{i=1}^n Q_i.$$

3. Закон сохранения числа барионов (барионного заряда B — для частиц и числа нуклонов A — для ядер).
4. Закон сохранения лептонного заряда (L_e, L_μ, L_τ).
5. Закон сохранения полного момента количества движения.
6. Закон сохранения четности в сильных взаимодействиях.
7. Закон сохранения изотопического спина.
8. Закон сохранения квантовых чисел (странность, чарм и прелесть).
9. Закон сохранения зарядового сопряжения (C -инвариантность).

Набор законов сохранения определяется типом взаимодействия. В слабых взаимодействиях некоторые из перечисленных выше законов нарушаются (отсутствуют, например, сохранение четности, C -инвариантности, странности, изотопспина, см. табл. 15).

Операция зарядового сопряжения переводит частицу в античастицу:

	протон	антипротон
заряд Q	$+1e$	$-1e$;
барионный заряд B	$+1$	-1 ;
магнитный момент μ	$+\mu$	$-\mu$;
спин J	J	J .

C -инвариантность в сильных взаимодействиях сохраняется (по крайней мере с 1% точностью), а в слабых — нарушается.

В сильных взаимодействиях вводится понятие G -четности: $G = C \cdot R$. Эта операция представляет собой поворот изотопспина на 180° в пространстве изоспина (R -операция, $I_3 \rightarrow -I_3$) с последующим зарядовым сопряжением (C -операция)

$$G|\pi\rangle = -|\pi\rangle.$$

G -четность сохраняется в сильных взаимодействиях.

11.2 Механизмы ядерных реакций

Механизмы взаимодействий частиц с ядрами при низких энергиях отличаются от механизмов взаимодействия при высоких энергиях.

При низких энергиях хорошо работает механизм образования составного ядра Бора, опирающийся на модель жидкой капли.

При попадании частицы в ядро образуется составное ядро, если энергия частицы E_0 совпадает с энергетическим уровнем составного ядра E , и происходит резонансная реакция. Это — большой класс реакций.



Резонансная реакция описывается в квантовой механике формулой Брейта-Вингера:

$$\sigma_{ab} = \pi \chi_a^2 \frac{\Gamma_a \cdot \Gamma_b}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}.$$

Чем меньше Γ , тем острее резонанс.

Сечение образования составного ядра

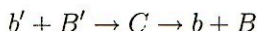
$$\sigma_{aC} = \pi \chi_a^2 \frac{\Gamma_a \cdot \Gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}.$$

Тогда

$$\sigma_{ab} = \pi \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a \cdot \Gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4} \cdot \frac{\Gamma_b}{\Gamma}$$

$\frac{\Gamma_b}{\Gamma}$ — вероятность распада составного ядра по каналу \rightarrow "b", т.е. $\sigma_{ab} = \sigma_{aC} \cdot \frac{\Gamma_b}{\Gamma}$; σ_{ab} — сечение образования частицы "b" от частицы "a", σ_{aC} — сечение образования составного ядра C, $\Gamma = \sum \Gamma_i$ — суммарная вероятность всех каналов реакции, Γ_i — парциальные ширины каналов (например, $\Gamma_a, \Gamma_b, \dots$).

Если другая реакция идет с образованием того же составного ядра C, то вероятность реакции



будет $\sigma_{b'b} = \sigma_{b'C} \cdot \frac{\Gamma_b}{\Gamma}$ и $\sigma_{ab} : \sigma_{ab'} = \sigma_{b'b} : \sigma_{b'b'}$.

При высоких энергиях этот механизм не работает, т.к. составное ядро не успевает образоваться, но теория Брейта-Вигнера используется для описания рождения частиц через резонансные состояния R при высоких энергиях (см. рис. 86).

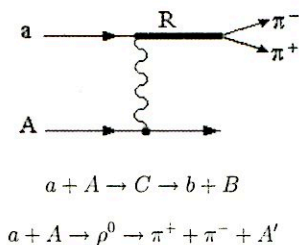


Рис. 86: Фейнмановская диаграмма, иллюстрирующая образование частиц через резонансное состояние R.

В приведенных выше формулах роль составного ядра C играет резонансное состояние R.

Прямые ядерные реакции с выбиванием из ядер $p, n, d, {}^3\text{He}, \alpha \dots$ показывают, что эти частицы могут находиться в ядрах в сформировавшемся состоянии.

Нерезонансные ядерные реакции описываются на основе модельных представлений о ядре. Так, при высоких энергиях используется оптическая модель ядра. При изучении взаимодействий частиц высоких энергий с ядрами широкое распространение получили статистические и гидродинамические модели взаимодействия частиц. В оптической модели ядро — сплошная среда для падающих на ядро частиц, преломляющая и поглощающая де-Бройлевские волны.

Гамильтониан взаимодействия

$$H = V(r) + iW(r).$$

$V(r)$ — потенциал, описывающий рассеяние падающей на ядро частицы; $iW(r)$ описывает процесс поглощения волны в ядре. Этот процесс подбирают обычно из согласования расчета с экспериментом.

Оптическая модель хорошо описывает упругое рассеяние и дифракционное рождение частиц на ядре. Дифракционное рождение частиц происходит при обмене виртуальной частицей — помероном IP , который имеет нулевые квантовые числа. При таком обмене квантовые числа системы частиц до и после реакции совпадают (рис. 87а).

Для описания обменных процессов взаимодействия налетающей частицы с ядрами при очень высоких энергиях можно использовать также квантово-хромодинамическую модель (КХД-модель) (рис. 87б).

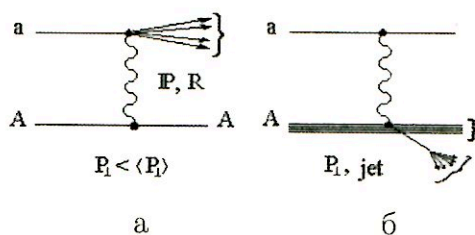


Рис. 87: Фейнмановские диаграммы для описания обменных процессов: а — для дифракционного рождения частиц, происходящего при обмене помероном IP , а также для процесса обмена реджеоном R ; б — для рождения струи (jet) в результате глубоководного взаимодействия фотона с партонами нуклона в ядре.

Доля упругого рассеяния и дифракционного рождения частиц составляет $\sim 40\%$ полного сечения. Оба процесса имеют четко выраженную волновую природу.

Прямые ядерные реакции — это выбивание осколков из ядра-мишени. Такими осколками могут быть p , n , d , ${}^3\text{He}_2$, α -частицы и другие фрагменты ядра.

11.3 Открытие нейтрона и его свойства

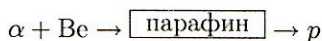
Ядерные реакции под действием нейтронов занимают особое место в ядерной физике. Из-за того, что нейтрон не имеет электрического заряда, он свободно проникает в любые атомные ядра и вызывает ядерные реакции. Рассмотрим сначала свойства нейтрона.

Нейтрон был открыт после предсказания Резерфорда, сделанного в 1920 году.

В опытах Бете и Беккера (1930 год) ядра бериллия облучались α -частицами и было зарегистрировано нейтральное излучение, природа которого не была определена.

$\alpha + \text{Be} \rightarrow$ нейтральное излучение (какое?, γ ?).

В опытах Жолио-Кюри (1932 год) α -частицы направлялись на бериллиевую мишень, а затем на парафиновую, чтобы определить природу нейтрального излучения. После парафиновой мишени наблюдался выход протонов. Схема опыта показана ниже.



Регистрировались протоны отдачи с $E_p = 4.3$ МэВ. Возник вопрос: под действием каких частиц они образовывались?

Если бы они вызывались γ -квантами, то энергия γ -квантов E_γ должна была быть ~ 50 МэВ. γ -кванты с такой энергией не могли появиться из указанной реакции.

Чедвик проанализировал эти эксперименты и предположил, что в результате реакции вылетают нейтральные частицы с массой, сравнимой с массой протона. Далее он поставил опыт в камере Вильсона и наблюдал ядра отдачи азота. Он сравнил эти результаты с результатами опытов Жолио-Кюри, в которых регистрировались протоны отдачи из парафина, и определил массу этой нейтральной частицы из законов сохранения энергии

$$\frac{1}{2}m_1v^2 = \frac{1}{2}m_1v_1^2 + \frac{1}{2}m_pv_p^2;$$

и импульса

$$m_1v = m_1v_1 + m_pv_p;$$

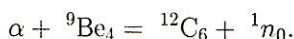
$$\frac{v_p}{v_N} = \frac{M_N + m_p}{m_p + m_1},$$

где N — ядро азота; v_1 — скорость нейтральной частицы после столкновения; m_1 — масса нейтральной частицы.

Она оказалась близкой к массе протона

$$m_1 \approx m_p.$$

Таким образом, стало ясно, что в опытах Жолио-Кюри протекала реакция, в которой испускались нейтральные частицы — нейтроны:



Они, попадая на парафин, выбивали протоны отдачи с энергией $E_p = 4.3$ МэВ.

Свойства нейтрона, полученные из многочисленных экспериментов, представлены ниже:

масса — $m_n c^2 = 939.5$ МэВ, $m_n = 1.008665$ а. е. м.,

магнитный момент — $\mu_n = -1.91 \mu_n$,

спин — $J = 1/2\hbar$,

время жизни — $\tau_n = (10.61 \pm 0.16)$ мин,

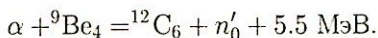
среднеквадратичный радиус — $\langle r_n^2 \rangle = (0.78 \pm 0.18) \cdot 10^{-2}$ фм².

Ядерные реакции не только дают новые сведения о природе и свойствах ядерных сил, но и практически используются в народном хозяйстве и в военном деле. Это в первую очередь относится к ядерным реакциям под действием нейтронов при низких энергиях.

11.4 Источники нейтронов

Источники нейтронов — это различные ядерные реакции.

1. Используется смесь радия с бериллием (иногда полония с бериллием), где протекает реакция



Кинетическая энергия нейтрона T распределена по спектру (рис. 88).

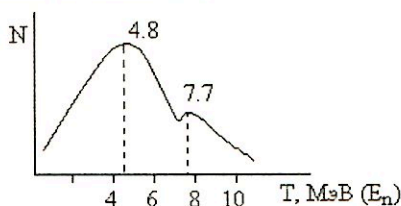


Рис. 88: Спектр нейтронов.

При распаде Ra образуются α -частицы с энергией 4.8 МэВ и 7.7 МэВ. Они вступают в реакцию с ${}^9\text{Be}_4$ и генерируют поток нейтронов. Разброс по энергии нейтронов связан с тем, что α -частицы разных энергий создают нейтроны разных энергий. Ядро углерода ${}^{12}\text{C}_6$ обра-

зуется в основном и возбужденном состояниях.

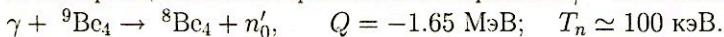
Выход нейтронов $\sim 10^7$ нейтронов на 1 г Ra в секунду. Одновременно испускаются γ -лучи.

2. Другие источники нейтронов — фотоядерные реакции (γ, n) , в которых получаются медленные и монохроматические нейтроны.

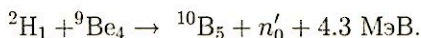


Используется ThC'' . Он испускает γ -кванты с $E_\gamma = 2.62 \text{ МэВ}$ и $E_n \simeq E_p$; $T_n \sim 20 \text{ кэВ}$.

3. Фоторасщепление Be фотонами с энергией $E_\gamma = 1.78 \text{ МэВ}$



4. Вылет нейтронов под действием ускоренных дейтронов с $E_d = 16 \text{ МэВ}$ в реакции

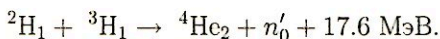


$E_n = 4 \text{ МэВ}$, выход 10^6 нейтронов в секунду.

5. Реакция ${}^2\text{H}_1 + {}^2\text{H}_1 \rightarrow {}^3\text{He}_2 + n'_0 + 3.2 \text{ МэВ}$,

$D + D$ (лед из тяжелой воды), $E_n = 2.5 \text{ МэВ}$.

6. Облучение дейтонами трития



Поскольку эта реакция экзотермическая, дейтоны ускоряются до энергии $E_d = 0.3 \text{ МэВ}$ в газоразрядных трубках. Образуются монохроматические нейтроны с $E_n \sim 14 \text{ МэВ}$.

Этот источник нейтронов используется в геологии.

7. В реакциях срыва под действием дейтронов с $E_d \sim 200 \text{ МэВ}$ на тяжелых ядрах образуются n'_0 с $E_n \sim 100 \text{ МэВ}$.

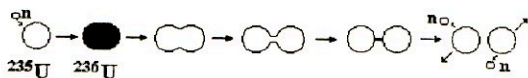
11.5 Ядерные реакторы, цепная ядерная реакция

Самый мощный источник нейтронов — ядерные реакторы — устройства, в которых поддерживается управляемая цепная реакция деления.

В реакторе происходит деление ядер U и образуются нейтроны с E_n от 0 до 13 МэВ, интенсивность источника 10^{19} нейтронов/с см^2 . Процесс деления идет под действием нейтронов, беспрепятственно проникающих в ядра из-за отсутствия кулоновского потенциального барьера.

При делении ядра образуются радиоактивные осколки и испускается 2-3 n'_0 , которые снова вступают в реакцию с ядрами U ; идет цепной процесс (рис. 89).



Рис. 89: Иллюстрация деления ядра ^{235}U .

Для описания процесса деления ^{235}U используется модель жидкой капли, в которой работает формула Вайцзеккера. После попадания нейтрона в ядро урана происходит конкуренция между поверхностной энергией нового ядра и энергией кулоновского расталкивания. В итоге под действием кулоновских сил ядро делится на два более легких ядра.

Энергия Q , освобождающаяся при делении ядра (A, Z)

$$(A, Z) \rightarrow 2(A/2, Z/2) + Q,$$

вычисляется с использованием формулы Вайцзеккера

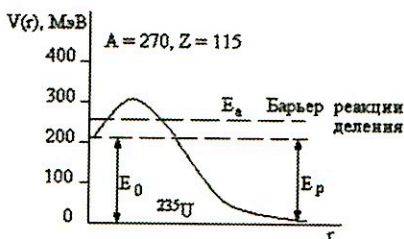
$$Q = 2\varepsilon(A/2, Z/2) - \varepsilon(A, Z) = (1 - 2^{1/3}) \cdot a_{\text{снм}} \cdot A^{2/3} + (1 - 2^{2/3}) \cdot a_{\text{кул}} \cdot Z^2 \cdot A^{-1/3};$$

$$Q \text{ (МэВ)} = -4.5A^{2/3} + 0.26 \cdot Z^2 A^{-1/3}, \quad \varepsilon - \text{энергия связи: } E_{\text{св}}/A.$$

Для ядра ^{235}U $Q = 180$ МэВ.

Для того, чтобы ядро разделилось, в него должна быть внесена энергия $E > E_a$, где E_a — энергия активации (рис. 90).

Мерой способности ядер к делению служит отношение энергии кулоновского отталкивания протонов к энергии поверхностного натяжения:

Рис. 90: Потенциальная энергия ядра в зависимости от расстояния до центра ядра (сплошная кривая), E_0 — основное состояние, $E_0 + E_a$ — возбужденное состояние, E_a — энергия активации.

$$\frac{E_{\text{кул}}}{E_{\text{пов}}} = \frac{E_p}{E_\sigma} = \frac{3(Ze)^2}{5R} \cdot \frac{1}{4\pi R^2 \sigma} = \frac{3e^2}{20\pi \sigma r_0^3} \cdot \frac{Z^2}{A},$$

где $\frac{Z^2}{A}$ — параметр деления, чем он больше, тем легче ядро делится; $\frac{Z^2}{A} = 49$ — критическое значение параметра деления.

Иллюстрация процесса деления ядра приведена на рис. 91.

В ядерном реакторе процесс деления ядер многократно повторяется в результате образования многих поколений деления. В 1-м акте деления

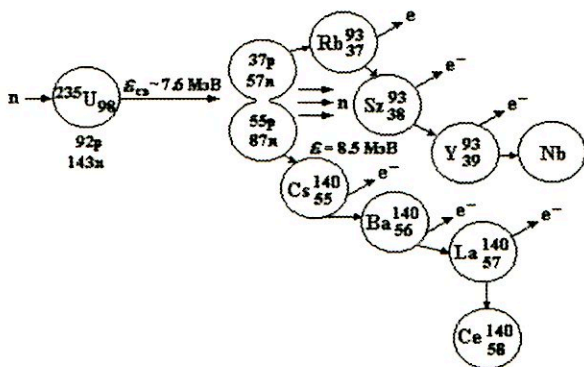


Рис. 91: Процесс деления ядра, протекающий в ядерном реакторе.

^{235}U возникает в среднем 2.4 нейтрона. Время жизни одного поколения $\sim 10^{-8}$ с. Если происходит рождение K поколений, то образуется $\sim 2^K$ нейтронов через время $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ с. Если $K = 80$, число нейтронов будет $2^{80} \sim 10^{24}$ — это приведет к делению 10^{24} атомов (140 г урана). Выделяющаяся при этом энергия $3 \cdot 10^{13}$ вт равна энергии, образующейся при сжигании 1000 тонн нефти.

В реакциях деления энергия выделяется в виде тепла. Отвод тепла из реактора осуществляется теплоносителем, к которому предъявляются особые требования. Он должен обладать большой теплоемкостью, слабо поглощать нейтроны и иметь низкую химическую активность. Не будем обсуждать конструктивные особенности элементов ядерного реактора. Заметим только, что при попадании тепловых нейтронов на ядро ^{235}U образуются быстрые нейтроны, а реакция идет только на медленных нейтронах. Следовательно, необходимо замедлить быстрые нейтроны. Это происходит в замедлителе. В качестве замедлителя используется углерод или тяжелая вода. Остановка процесса деления реализуется с помощью ядер кадмия, которые захватывают образующиеся нейтроны. Таким образом, в конструкцию ядерного реактора обязательно входит замедлитель нейтронов (углерод) и кадмиевые стержни, поглощающие образующиеся нейтроны.

В реакторах используется природный уран ^{238}U (99.3%) и обогащенный ^{235}U (0.7%). ^{235}U делится под действием тепловых нейтронов. ^{238}U используется в реакторах на быстрых нейтронах.

Процессы, происходящие в реакторе, характеризуются следующими

вероятностями:

- ν — количество образованных быстрых нейтронов;
- ε — коэффициент размножения быстрых нейтронов;
- P — вероятность нейтрону дойти до тепловой энергии;
- f — вероятность захвата нейтрона в процессе замедления;
- $\frac{\sigma_f}{\sigma_{tot}}$ — вероятность вызвать реакцию деления.

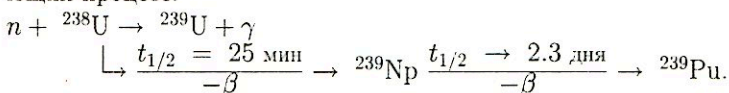
Произведение этих вероятностей дает оценку коэффициента размножения k тепловых нейтронов в ядерном реакторе:

$$k = \nu \cdot \varepsilon \cdot P \cdot f \cdot \frac{\sigma_f}{\sigma_{tot}}.$$

Цепная реакция идет, если $k > 1$; входящие в коэффициент размножения величины имеют следующие значения: $\nu = 2.47$; $\varepsilon = 1.02$; $P = 0.89$; $f = 0.88$; $\frac{\sigma_f}{\sigma_{tot}} = 0.54$.

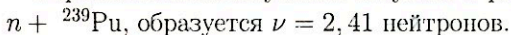
Таким образом, $k_{\infty} = 1.07$ для реактора бесконечных размеров. В реальных условиях $k_{эф} < k_{\infty}$, т.к. часть нейтронов уходит из реактора.

В реакторах на быстрых нейтронах (^{239}Pu и ^{238}U) происходит следующий процесс:



В результате этой реакции воспроизводится ^{239}Pu .

Образовавшийся плутоний вступает в реакцию с нейтроном:



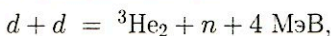
Число ядер ^{239}Pu удваивается через каждые 7–10 лет.

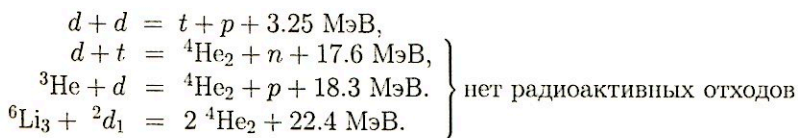
Реакция деления атомных ядер используется для получения атомной энергии. Ядерные реакторы работают на многих атомных электростанциях.

11.6 Реакции слияния, синтез легких ядер

Другим источником атомной энергии может служить синтез легких атомных ядер. Легкие ядра связаны менее прочно, и при их слиянии в тяжелое ядро выделяется больше энергии. Кроме того, термоядерные реакции чище из-за отсутствия сопровождающих их радиоактивных излучений, чем цепные реакции деления.

Для получения термоядерной энергии могут быть использованы следующие реакции синтеза:





Энергия ядер, вступающих в реакцию, должна быть достаточной для преодоления кулоновского потенциального барьера. На рис. 92 показана энергетическая зависимость

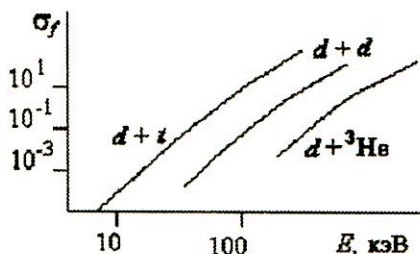


Рис. 92: Зависимость эффективного сечения слияния ядер от их кинетической энергии. σ_f — сечение реакции.

энергетическая зависимость сечений некоторых реакций. Как видно из рисунка, синтез ядер дейтерия d и трития t является наиболее предпочтительным. В этой реакции синтеза низок кулоновский потенциальный барьер и велико сечение взаимодействия

при малых энергиях сливающихся ядер. Для протекания

реакции необходимо иметь

достаточную концентрацию этих ядер в единице объема и достаточную

температуру разогретой плазмы.

Число актов слияния R_{ab} в единицу времени в единице объема определяется соотношением

$$R_{ab} = n_a \cdot n_b \cdot w_{ab}(T).$$

$$w_{ab}(T) = \sigma_{ab} \cdot v_{ab},$$

где n_a, n_b — число ядер a, b ; σ_{ab} — эффективное сечение реакции, v_{ab} — относительная скорость частиц в плазме, T — температура.

В результате реакции освобождается энергия

$$W = R_{ab} \cdot Q_{ab} \cdot \tau,$$

где R_{ab} — число актов слияния, Q_{ab} — энергия, выделившаяся в 1 акте, τ — время.

Пусть $n_a = n_b = 10^{15}$ ядер/см³, $T = 100$ кэВ. Тогда $W \sim 10^3$ вт/см³ с.

В самоподдерживающейся термоядерной реакции должно выделяться больше энергии, чем идет на нагрев и удержание плазмы. Затраты на нагрев $n_a + n_b = 2n$ частиц до температуры T : $3n \cdot kT$, k — постоянная Больцмана. Таким образом, надо удовлетворить условию:

$$n^2 \cdot w_{ab} \cdot Q_{ab} \cdot \tau > 3nkT$$

(высвобождающаяся энергия > энергии нагрева).

Лоусон сформулировал следующее условие для реакции слияния $d+t$:

$$n\tau > 10^{14} \text{ с} \cdot \text{см}^{-3},$$

где $n\tau$ — параметр удержания. На рис. 93 показана зависимость этого параметра от температуры. Реакция идет, если $n\tau \geq f(T)$. Температура $T \sim 2 \cdot 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$ соответствует энергии 10 кэВ. Минимальное значение параметра удержания $n\tau = 10^{14} \text{ с/см}^3$ для реакции $d+t$ достигается при температуре $2 \cdot 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$.

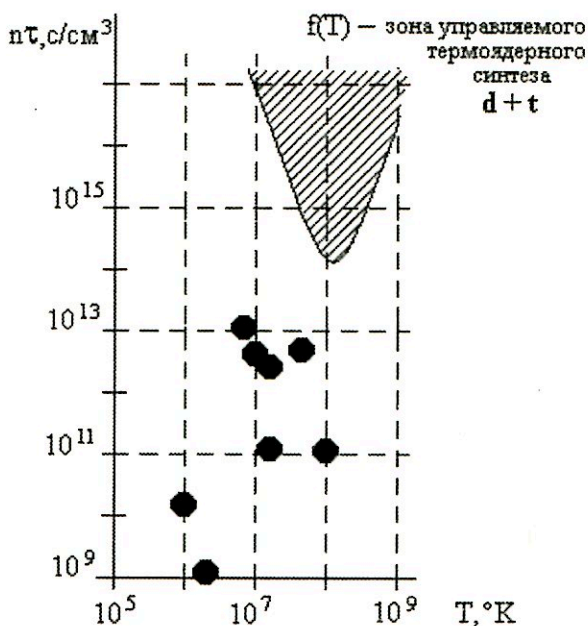


Рис. 93: Зависимость параметров удержания от температуры. Заштрихованная область $f(T)$ — зона управляемого термоядерного синтеза для реакции $d+t$. ● — значения параметров, достигнутые на различных установках к 1991 году.

Для других реакций:

$$d + {}^3\text{He}_2 \begin{cases} n\tau = 10^{15} \text{ с/см}^3, \\ T = 10^9 \text{ K}; \end{cases}$$

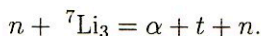
$$d + d \begin{cases} n\tau = 10^{16} \text{ с/см}^3, \\ T = 10^9 \text{ }^\circ\text{K}. \end{cases}$$

Удержание плазмы, имеющей необходимые условия для протекания реакции, реализуется в установках типа Токамак с помощью магнитного поля. Такие установки работают в России и в ряде других стран. Как видно из рис. 93, режим управляемого термоядерного синтеза пока не достигнут.

Делаются попытки получить необходимые для термоядерного синтеза условия с помощью лазерных установок. В этом случае небольшой объем, в котором заключены ядра дейтерия и трития, обжимается со всех сторон лазерным излучением. При этом ядра дейтерия и трития нагреваются до нужной температуры. Лазерный термояд требует введения коэффициента 100, т.к. велика бесполезная энергия, идущая на накачку лазера.

Попытки осуществить управляемый термоядерный синтез в лабораторных условиях наталкиваются на ряд трудностей.

1. До сих пор не удается получить устойчивый режим высокотемпературной плазмы.
2. Велики энергетические потери в плазме даже из-за малых концентраций примесей атомов с большими Z .
3. Не решена "проблема первой стенки" в Токамаке, ограничивающей плазму реактора (поток нейтронов ее разрушает).
4. В природе отсутствует радиоактивный тритий t с периодом полураспада $T_{1/2} = 12.5$ лет, поэтому существует проблема воспроизводства трития в реакции



До сих пор не удалось преодолеть эти трудности и получить управляемую термоядерную реакцию синтеза.

В естественных условиях реакции термоядерного синтеза протекают на Солнце и в звездах.

Литература

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. -М.: Наука, 1972.
2. Капитонов И.М. Введение в физику ядра и частиц. -М.: URSS, 2002.

12 Ядерные реакции на Солнце и в звездах

Основными характеристиками всякой звезды являются ее масса M , радиус R и светимость L . Ближайшая к нам звезда — Солнце, масса которого $M_{\odot} = 2 \cdot 10^{33}$ г, радиус $R_{\odot} = 7 \cdot 10^{10}$ см, светимость $L_{\odot} = 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с.

12.1 Процессы на Солнце

Рассмотрим, какие процессы протекают на Солнце и как можно следить за этими процессами.

Основные процессы в звездах — ядерные реакции, образующие pp - и CNO-циклы. На рис. 94 показана связь между энерговыделением и тем-

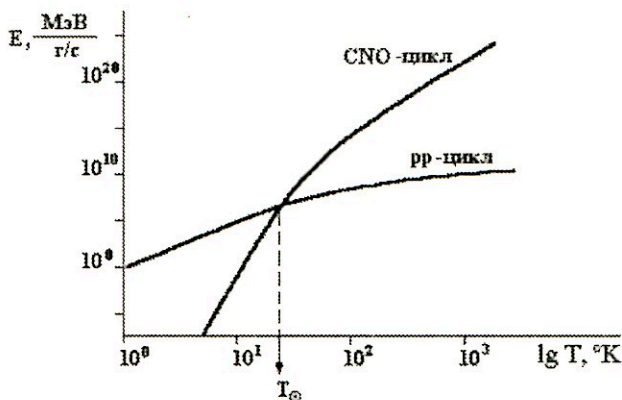


Рис. 94: Зависимость энерговыделения от температуры в звезде для pp - и CNO-циклов.

пературой, характерной для этих циклов. Определяющим для Солнца является pp -цикл. Температура поверхности Солнца $T_{\text{п}} = 6 \cdot 10^3$ °K, температура в центре $T_{\text{ц}} = 1.3 \cdot 10^7$ °K. Главные компоненты этого цикла — водород и гелий. Это соответствует составу Солнца, в котором доля по числу ядер:

водорода ${}^1\text{H}_1 = 91\%$,

гелия ${}^4\text{He}_2 = 8\%$,

углерода ${}^{12}\text{C}_6$, азота ${}^{14}\text{N}_7$, кислорода ${}^{16}\text{O}_8 \sim 1\%$

дейтерия ${}^2\text{H}_1$ и трития ${}^3\text{H}_1 < 10^{-4}\%$,

т.е. на Солнце нет дейтерия и трития и не может идти синтез изотопов водорода.

В результате реализации pp -цикла, реакции которого представлены ниже, выделяется термоядерная энергия

$$E_{\text{т.я.}} = \frac{\Delta m}{m} \cdot c^2 = 7 \cdot 10^{18} \text{ эрг/г.}$$

Удельное энерговыделение солнечного вещества

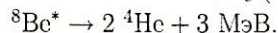
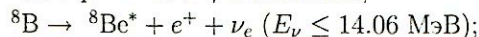
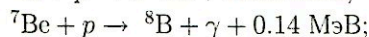
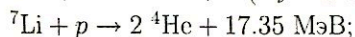
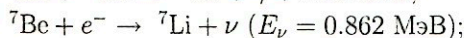
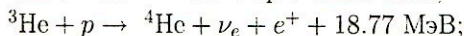
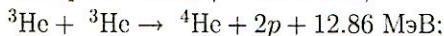
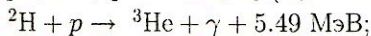
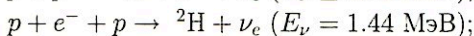
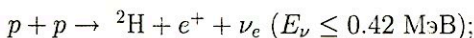
$$\varepsilon_{\odot} = \frac{L_{\odot}}{M_{\odot}} = 2 \frac{\text{эрг}}{\text{г} \cdot \text{с}}.$$

Такое низкое энерговыделение характеризует процесс тления, а не горения.

Время жизни термоядерных реакций

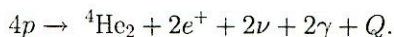
$$t_{\text{т.я.}} = \frac{E_{\text{т.я.}}}{\varepsilon_{\odot}} = 1.2 \cdot 10^{11} \text{ лет.}$$

pp -цикл:



Особое внимание в pp -цикле надо обратить на первую реакцию, которая протекает с очень малым эффективным сечением и определяется процессом слабого взаимодействия. Помимо энерговыделения в каждой реакции образуются нейтрино, уносящие часть энергии за пределы Солнца.

В термоядерном цикле образуется 2ν и выделяется энергия Q :



Этот процесс является итоговым для всего pp -цикла.

Стандартная модель Солнца предсказывает следующие потоки нейтрино, образующиеся в разных промежуточных реакциях pp -цикла (табл. 16).

Главный источник нейтрино — pp -реакция, в результате которой образуются нейтрино с

энергией $E_\nu \leq 0.42$ МэВ. В следующей pep -реакции энергия нейтрино $E_\nu = 1.44$ МэВ. Больше всего энергии уносят борные нейтрино, $E_\nu \geq 14.06$ МэВ.

Таблица 16

Предсказания Стандартной модели Солнца

Источник	Поток $\nu \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$
pp	6.01
pep	$1.44 \cdot 10^{-2}$
^8B	$4.85 \cdot 10^{-4}$
^7Be	$4.53 \cdot 10^{-1}$
^{13}N	$4.07 \cdot 10^{-2}$
^{15}O	$3.45 \cdot 10^{-2}$
^{17}F	$4.02 \cdot 10^{-4}$

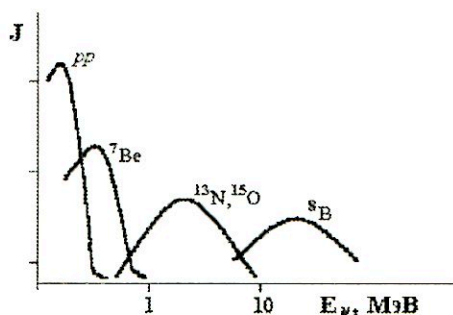


Рис. 95: Поток нейтрино от Солнца на Земле в различных энергетических интервалах. $J_\nu = \frac{2L_\odot}{Q \cdot 4\pi R^2} \sim 7 \cdot 10^{10} \frac{\nu}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$, $R = 1.5 \cdot 10^{13}$ см (1 а.е.), $\langle E_\nu \rangle \sim 1$ МэВ

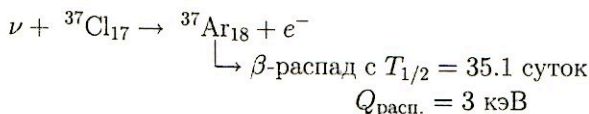
На рис. 95 показан поток нейтрино от Солнца на Земле. Из этих данных можно определить нейтринную светимость Солнца

$$L_\nu = 2 \cdot 10^{38} \cdot \frac{\nu}{c} = 10^{32} \text{ эрг/с.}$$

12.2 Хлор-аргоновый метод регистрации нейтрино от Солнца

В 1946 году Понтескорво предложил использовать реакцию взаимодействия нейтрино с хлором с образованием радиоактивного аргона для регистрации потока нейтрино от Солнца. Этот метод получил название

хлор-аргонового метода и был реализован в 1964–1967 годах в экспериментах Дэвиса.



Порог реакции $E_{\nu}^{\text{пор.}} = 0.81$ МэВ, т.е. не все ν регистрируются.

Бак объемом 400 м^3 , наполненный хлор-содержащим веществом (610 тонн C_2Cl_4), помещался глубоко под землей. Атомы ${}^{37}\text{Ar}_{18}$ были растворены в общей массе детектора $M = 2 \cdot 10^{30}$ атомов. Образующиеся в результате реакции атомы газообразного аргона пропускались через детектор, который имел размеры 5 см^3 .

Надо было зарегистрировать ~ 60 атомов за $3 \div 4$ месяца, в течение которых шел эксперимент.

Чувствительность детектора:

$$\frac{N_{\text{Ar}}}{M} \sim 10^{-28}.$$

Главный вклад в поток нейтрино составляли борные нейтрино ${}^8\text{B}_5$ с $E_{\nu} \sim 14$ МэВ, образующиеся в pp -цикле. По всем типам нейтрино ожидалось, что скорость счета хлорного детектора $r = J_{\nu} \cdot \sigma_{\nu} = 5.6$ солнечных нейтринных единиц $= 10^{-36} \frac{\text{ат. Ar}}{\text{ат. Cl}}$.

Солнечная нейтринная единица (1 с.п.е.) =
 $= 10^{-36}$ атомов ${}^{37}\text{Ar}$ / атомов ${}^{37}\text{Cl}$ в с.

В табл. 17 представлены результаты расчетов скорости счета хлорного детектора r по Стандартной модели Солнца.

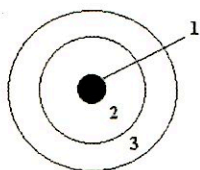
Таблица 17

Результаты расчетов скорости счета хлорного детектора

Цикл	Тип нейтрино	E_{ν} , МэВ	% в общем потоке	счет детектора	
				%	с.п.е.
pp	pp	$0 \div 0.42$	95	0	0
	$p\epsilon p$	1.44	0.3	4.5	0.3
	${}^7\text{Be}$	0.86 (88%) 0.38 (12%)	4.3	16	0.9
	${}^8\text{B}$	$0 \div 14$	$5 \cdot 10^{-3}$	76	4.2
CN	${}^{13}\text{N}$	$0 \div 1.2$	0.3	3.5	0.2
	${}^{15}\text{O}$	$0 \div 1.7$			
Всего					5.6

12.3 Стандартная модель Солнца

Стандартная модель Солнца предполагает, что Солнце состоит из 3-х зон:



- 1 — внутренняя зона с $\rho \sim 150 \text{ г/см}^3$ (конвективная);
 2 — статическая радиационная зона, ρ ;
 3 — внешняя конвективная зона, $\rho \simeq 1.5 \text{ г/см}^3$.

1. Внутренняя зона составляет малую часть звезды, но именно в ней протекают термоядерные реакции pp -цикла и происходит выделение энергии: $E_{\odot} = 2 \text{ эрг/г}\cdot\text{с}$. Ее размер $R_1 = 10^{-2}R_{\odot}$, $T \simeq 15 \cdot 10^6 \text{ }^{\circ}\text{K}$, давление $P \sim 10^9 \text{ атм}$. Энергия из этой зоны в результате слабой конвекции переносится в зону 2.
2. Статическая радиационная зона, размером $R_2 \simeq 0.7R_{\odot}$, начинается от R_1 . В этой зоне благодаря рентгеновскому излучению температура быстро убывает от $10^7 \text{ }^{\circ}\text{K}$ до $10^6 \text{ }^{\circ}\text{K}$. Средняя длина свободного пробега рентгеновского излучения $l \simeq \frac{1}{\rho \kappa_1} \simeq 1 \text{ мм}$ и диффузия от центра к поверхности занимает $10^6 \div 10^7$ лет, т.е. идет очень медленно к зоне 3.
3. Внешняя зона содержит $\sim 2\%$ всей массы Солнца и температура T в ней изменяется от 10^6 до $6 \cdot 10^3 \text{ }^{\circ}\text{K}$. Наблюдается наружная часть этой зоны — фотосфера. Над этой зоной располагается хромосфера с $\rho_{\text{хр.}} = 3 \cdot 10^{-12} \text{ г/см}^3$, затем идет корона $\rho_{\text{к.}} = 10^{-15} \text{ г/см}^3$.

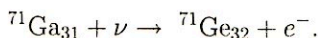
Модель хорошо описывает экспериментальные результаты, но зависит от многих параметров, и для их получения необходимо прямое зондирование Солнца. Наиболее веским доказательством ее справедливости явилось бы прямое наблюдение солнечных нейтрино.

Итак, по модели поток нейтрино от Солнца должен был составить 5.6 с.н.е. (см. табл. 17). Эксперимент Дэвиса вместо 5.6 с.н.е. показал значение $r = 1.4 \pm 0.4$ с.н.е. с верхним пределом 2 с.н.е.

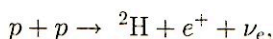
Аналогичные результаты были получены и в других экспериментах по регистрации солнечных нейтрино.

12.4 Галлий-германиевый и другие методы

Для регистрации нейтрино в галлий-германиевом методе используется реакция взаимодействия нейтрино с галлием, которая приводит к образованию германия:



Эта реакция имеет низкий энергетический порог: $E_{\text{порог}} = 0.23$ МэВ, таким образом, регистрируются нейтрино из основной реакции



в которой испускается больше всего нейтрино (77% ν).

Галлий-германиевый метод реализован в лаборатории, расположенной на Баксапе под горой Чегет, где сосредоточено несколько тонн галлия, в котором реализуется реакция нейтрино с галлием. Эти эксперименты также показали нехватку нейтрино.

Для регистрации нейтрино используется еще литиевый метод.

В табл. 18 показана сравнительная эффективность этих методов для регистрации разных типов нейтрино.

Таблица 18

Сравнительная эффективность
регистрации разных типов нейтрино

Тип нейтрино	${}^{37}\text{Cl}$	${}^7\text{Li}$	${}^{71}\text{Ga}$
pp	0	0	77%
pep	4.5%	26%	0.4%
${}^7\text{Be}$	16%	15%	19%
${}^8\text{B}$	76%	43%	1%
${}^{13}\text{N}, {}^{15}\text{O}$	3.5%	16%	3%

Наибольшая эффективность регистрации борных нейтрино реализуется в хлор-аргоновом методе (${}^{37}\text{Cl}$), наибольшая эффективность регистрации pp -нейтрино — в галлий-германиевом методе (${}^{71}\text{Ga}$), pep -нейтрино — в литиевом методе (${}^7\text{Li}$).

Все эксперименты, регистрирующие потоки нейтрино от Солнца, свидетельствуют о дефиците нейтрино, испускаемых Солнцем.

12.5 Дефицит нейтрино от Солнца

Обсуждаются различные возможности результатов экспериментов, фиксирующих нехватку нейтрино от Солнца.

Можно получить ограничения на параметры Солнца:

- температура в центре $T_{\text{ц}} = 15 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$;
- доля ${}^4\text{He}$: $Y = 20 \div 24\%$;
- доля ядер C, N, O: $Z \leq 1\%$ — это в 2 раза меньше, чем предполагалось;
- доля CN-цикла не превышает 7% (если бы все нейтрино были из CN-цикла, то $\tau = 27$ с.н.е.).

Эти изменения могут быть сделаны в рамках Стандартной модели Солнца и не противоречат ей. Но можно предположить и другие возможности объяснения недостатка нейтрино.

1. ν — нестабильная частица и распадается, не долетев до детектора. В этом случае ее масса $m_\nu \neq 0$. Заметим, что астрофизический предел из модели Горячей Вселенной по степени ее расширения, которое замедляется, составляет $m_\nu < 3 \text{ эВ}/c^2$.
2. Если $m_\nu \neq 0$, то возможны осцилляции $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ с характерной длиной

$$l = \frac{4\pi P_\nu}{M_1^2 - M_2^2},$$

где P_ν — импульс нейтрино, то, если $l \sim 1$ а.е. (радиус орбиты Земли), заметная часть нейтрино придет на Землю не в виде ν_e , а в виде ν_μ , которое не вызывает реакции с Cl^{37} . ν_μ взаимодействуют только с нуклонами:

$$\nu_\mu + N = N' + \mu$$

и $E_\nu = 100$ Мэв, а таких нейтрино нет ни в pp -, ни в CN-циклах. Наиболее обнадеживающим эффектом, приводящим к объяснению дефицита нейтрино, в настоящее время считается процесс осцилляции нейтрино. Ставится много экспериментов по поиску эффекта осцилляции. Опыты ставятся вблизи реакторов, где много нейтрино (в Гренобле и др.), либо с использованием ускорителей. В таких экспериментах пучок ускоренных частиц на неподвижной мишени генерирует π - и K -мезоны, среди продуктов распада которых присутствуют нейтрино. Эти нейтрино направляются на детекторы,

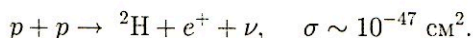
располагающиеся на больших расстояниях от точки их возникновения. На пути к детекторам ν_e может превратиться в ν_μ или ν_τ . Если детектор настроен на регистрацию только одного типа нейтрино, то процесс превращения будет зафиксирован. Эксперименты такого типа проектируются вблизи ускорителей в ЦЕРНе, во ФНАЛе, в Японии и др.

3. Свидетельство о существовании трех типов нейтрино получено при изучении мод распада Z^0 -бозона в экспериментах по e^+e^- -аннигиляции на ускорителе LEP (см. рис. 33).

По модели Горячей Вселенной число нейтрино не может быть больше четырех.

Существуют и другие предположения, объясняющие дефицит нейтрино.

1. Возможно неточное знание сечений разных реакций в pp -цикле, например реакции



Это — основная реакция pp -цикла. Она не наблюдалась в земных условиях, и ошибка в оценке ее сечения может достигать $\sim 200\%$. Но эти нейтрино — низкой энергии, а в Cl-детекторе считаются "борные" и "бериллиевые" нейтрино, и результат чувствителен к количеству этих нейтрино.

Почему их может быть мало?

2. Реакция ${}^3\text{He}_2 + {}^3\text{He}_2 \rightarrow {}^4\text{He}_2 + 2p$ идет через составное ядро ${}^6\text{Be}_4$ (!) с энергетическим уровнем 11.5 МэВ. Эта реакция может иметь резонансный характер, если промежуточное ядро ${}^6\text{Be}_4$ имеет узкий уровень. Тогда сечение этой реакции *резко возрастет* и побочные реакции pp -цикла (в которых образуются В и Сe) *будут сильно подавлены*, а потоки нейтрино уменьшатся. Идет изучение этой реакции в лабораторных условиях, но пока нет достоверных результатов. Ее изучение осложнено малыми кинетическими энергиями вступающих в реакцию ядер ${}^3\text{He}_2$ (~ 10 кэВ).

12.6 Астрофизические следствия экспериментов по обнаружению нехватки нейтрино от Солнца

На рис. 96 показано энерговыделение разных циклов в зависимости от

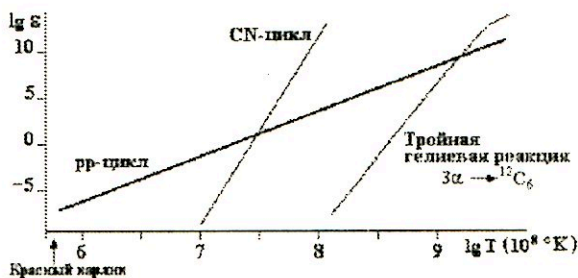


Рис. 96: Выход энергии в разных циклах в зависимости от температуры звезды.

температуры звезды:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{pp} &= 10^{-5} \cdot \rho X^2 \cdot T^4, \\ \varepsilon_{CN} &= 3.5 \cdot 10^{-17} \rho \cdot X \cdot Z \cdot T^{15},\end{aligned}$$

ρ — плотность, T — температура недр звезды в миллионах градусов, X, Y, Z — доли ядер водорода, гелия и ядер CNO. Эта зависимость очень сильна для CN-цикла $\varepsilon(T) \sim T^{15}$.

В Белых и Голубых гигантах работает CN-цикл (см. рис. 98). Тройная гелиевая реакция также происходит в звездах с очень высокой температурой.

На Солнце преобладает pp -цикл. Для объяснения недостатка нейтрино от Солнца можно рассмотреть следующие возможности.

1. Видоизменить модель Солнца (изменить долю ядер ${}^3\text{He}_2$ в составе Солнца). Побочные реакции pp -цикла могут быть подавлены, даже если доля ${}^3\text{He}_2$ велика. Но $\xi = \frac{{}^3\text{He}}{{}^4\text{He}} \sim 10^{-4}$, ${}^3\text{He}$ выгорает на стадии протозвезды — это возможно в центре Солнца, где высока температура.

Были сделаны предположения о *разных* долях ${}^3\text{He}$ и их влиянии на процесс подавления В и Ве (т.е. побочных циклов), но пока объяснений нет или они недоказаны.

2. Может быть, температура в центре Солнца *меньше* принятой по Стандартной модели. Уменьшение температуры также повлечет подавление высокоэнергичных В- и Ве-нейтрино. Это можно увидеть, исходя из следующих соображений. Потoki борных нейтрино зависят от температуры очень резко, что соответствует CN-циклу: $J_{\nu_{BB}} \sim T^{18}$. В pp -цикле потоки пропорциональны $J_{\nu_{pp}} \sim T^4$. Это

различие очень велико, что приводит к тому, что изменение T всего на 5% уменьшает поток борных нейтрино в 2.5 раза, а поток pp -нейтрино только в 1.2 раза. Этого достаточно для объяснения экспериментов Дэвиса.

Однако даже такое незначительное уменьшение температуры в центре звезды $T_{\text{ц}}$ (всего на 0.5 млн. $^{\circ}\text{K}$) выходит за рамки Стандартной модели Солнца.

3. Нестационарность Солнца: солнечный реактор может работать более $200 \div 300$ млн. лет, а период длится 10 млн. лет (рис. 97).

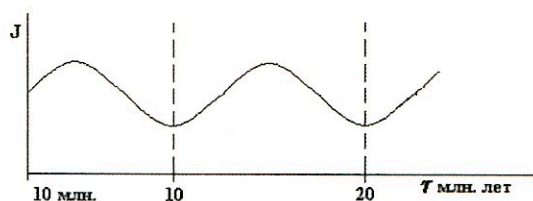


Рис. 97: Нестационарность работы солнечного реактора.

Конвективный процесс на Солнце идет $\sim 10^6 \div 10^7$ лет и выход нейтрино может прийтись на минимум работы солнечного реактора.

Литература

1. Фрауэнфельдер Г., Хенли Э. Субатомная физика. -М.: Мир, 1979.
2. PHYSICS LETTERS B. Review of Particle Physics, v. 592, iss. 1-4, 15 July 2004.
3. Клапдор-Клайнгротхаус Г.В., Цюбер К. Астрофизика элементарных частиц. -М.: Изд-во УФН, 2000.

13 Эволюция звезд

Эволюция звезд во Вселенной может быть прослежена с использованием диаграммы состава звездного населения, изображенной на рис. 98.

Все звезды на диаграмме располагаются вдоль 5 полос (в окружающем Солнце пространстве).

"Красные гиганты" — это звезды с низкой температурой и большой светимостью (т.е. большими размерами). Диаметр красного гиганта Бетельгейзе в созвездии Ориона в 450 раз больше диаметра Солнца.

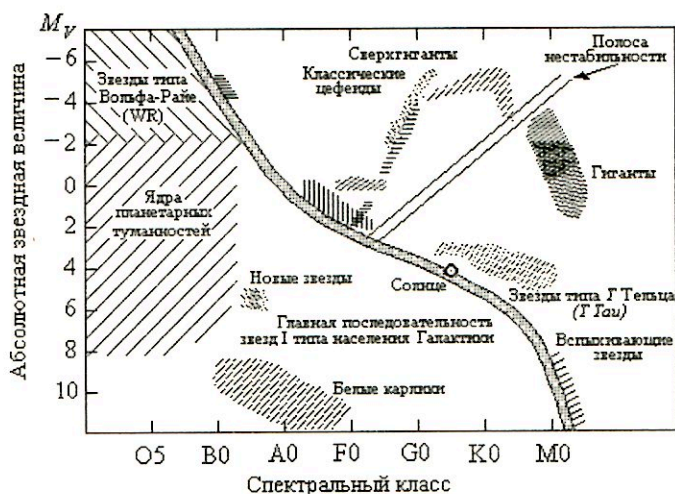


Рис. 98: Диаграмма состава звездного населения (диаграмма Герцшпрунга-Рассела).

"Белые карлики" — звезды с очень высокой температурой и малой светимостью (малыми размерами). Диаметр белого карлика Вольф-457 в 300 раз меньше диаметра Солнца.

Массы всех этих звезд порядка массы Солнца.

"Сверхгиганты" — звезды с гигантской светимостью (т.е. размерами) и очень большой массой. Сверхгигант Денеб в созвездии Лебедя имеет в 600 раз большую светимость и в 30 раз большую массу, чем Солнце.

Классификация звезд по диаграмме Герцшпрунга-Рассела свидетельствует о том, что в эволюции звезд следует различать, по крайней мере, три стадии: главная последовательность, область красных гигантов, область белых карликов.

Солнце — ближайшая к нам звезда, находится в середине Главной последовательности и имеет следующие характеристики.

Средний возраст $\approx 5 \cdot 10^9$ лет.

Масса $M_{\odot} = 2 \cdot 10^{33}$ г.

Радиус $R_{\odot} = 7 \cdot 10^{10}$ см.

Средняя плотность 1.4 г/см³.

Температура поверхности 6000°K .

Светимость $L_{\odot} = 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с.

Химический состав:

водород $\sim 74\%$,

гелий $\sim 23.5\%$,

углерод, азот, кислород, неон и т.д. $\sim 3\%$.

Солнце — типичная средняя звезда.

Классификация звезд может быть сделана по параметрам: температура поверхности T и светимость L .

Средняя звезда начинает свой *видимый* путь как звезда Главной последовательности, проходит через стадию красного гиганта и завершает жизнь стадией белого карлика.

Этим стадиям предшествует стадия образования звезды — она трудно наблюдаема.

Стадия образования звезды — стадия гравитационного сжатия — сложный, до конца не понятый период эволюции звезды.

Считается, что звезды рождаются группами в протяженных газопылевых облаках вследствие гравитационной неустойчивости однородного распределения материи: места случайного увеличения плотности облака становятся центрами гравитационной конденсации вещества — к этим центрам стекается вещество и они являются зародышами будущих звезд.

В процессе гравитационного сжатия температура звезды постепенно увеличивается. Можно оценить степень разогрева звезды по теореме вириала. Теорема вириала — соотношение, связывающее среднюю кинетическую энергию системы частиц, движущихся в конечной области пространства, с действующими в ней силами

$$2E_{\text{тепл.}} + E_{\text{гравит.}} = 0.$$

Возникает вопрос: насколько должно было разогреться Солнце в процессе гравитационного сжатия до его современных размеров?

Предположим, что Солнце состоит из p и e , а его плотность и температура постоянны по объему. Тогда

$$\text{тепловая энергия: } E_{\text{тепл.}} = 3N \cdot kT = 3 \frac{M_{\odot}}{m_p} \cdot kT$$

(N — число протонов в Солнце, M_{\odot} — масса Солнца);

$$\text{гравитационная энергия: } E_{\text{гравит.}} \approx \alpha \cdot \frac{M_{\odot}^2}{R_{\odot}}$$

(α — гравитационная постоянная $= 6.685 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{с}^2$).

Из соотношения вириала получим связь между T и M_{\odot} :

$$\frac{M_{\odot}}{m_p} \cdot kT = \alpha \frac{M_{\odot}^2}{R_{\odot}} \quad \text{или} \quad 3kT = \alpha \frac{M_{\odot}}{R_{\odot}} m_p \approx 600 \text{ эВ.}$$

Таким образом, в процессе гравитационного сжатия Солнце в среднем разогреется до $T \approx 600 \cdot 10^4 \sim 6 \cdot 10^6$ °К.

Соотношение вириала между тепловой и гравитационной энергией показывает, что *теплоемкость* звезды в целом является *отрицательной*, т.е. потери энергии на излучение не охлаждают, а разогревают звезду.

Действительно, полная энергия звезды

$$E = E_{\text{тепл.}} + E_{\text{гравит.}} = -E_{\text{тепл.}},$$

где $E_{\text{гравит.}} = -2E_{\text{тепл.}}$. Поэтому уменьшение полной энергии увеличивает температуру звезды.

Необходимым условием гравитационного сжатия является излучение энергии звездой. Вследствие гравитационного сжатия и разогревания звезды начинают происходить ядерные реакции.

Как только выделение энергии в ядерных реакциях становится достаточным, чтобы компенсировать потери энергии на излучение, гравитационное сжатие звезды прекращается.

Расчеты показывают, что в этот момент времени звезда по своим параметрам (L, T) выходит на Главную последовательность. Численные значения T и L определяются массой звезды M . Оказывается, что $L \propto M^3$.

Рассмотрим особенности ядерных реакций в звездах.

По современным данным в состав Вселенной по количеству нуклонов входят:

водород (70%),

гелий (30%),

более тяжелые элементы ($\sim 1\%$).

Из этого следует, что ядерные реакции в звездах должны быть термоядерными реакциями синтеза легких элементов в более тяжелые. Полный запас энергии звезды

$$E_{\text{ядерн.}} \approx 0.008 \cdot Mc^2,$$

где M — масса звезды, 0.008 — дефект массы вещества, возникающий при преобразовании протонов в ядро железа. Например, начальный запас ядерной энергии Солнца

$$E_{\text{ядерн.}}^{\odot} = 0.008 \cdot M_{\odot} c^2 \simeq 1.5 \cdot 10^{52} \text{ эрг.}$$

За счет этой энергии Солнце может светиться с постоянной интенсивностью $L_{\odot} = 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с в течение

$$\frac{E_{\odot}}{L_{\odot}} = \frac{1.5 \cdot 10^{52}}{4 \cdot 10^{33}} = 0.14 \cdot 10^{19} \text{ с} = 1.3 \cdot 10^{11} \text{ лет.}$$

Темп освобождения ядерной энергии оказывается исключительно **низким**. Например, на Солнце выход энергии на 1 г вещества составляет всего $\epsilon \simeq 2$ эрг/г·с, что намного меньше выделения энергии в человеческом теле на 1 г массы.

Процесс протекания термоядерных реакций в звездах похож на *холодное тление*, а не на горение.

Космические размеры и массы звезд решают проблемы теплоизоляции и удержания плазмы, которые составляют главную трудность осуществления термоядерной реакции в Земных условиях.

Холодные периферические области звезды не соприкасаются непосредственно с горячим веществом глубинных слоев. Вещество звезды имеет очень низкую теплопроводность. Степень теплоизоляции такова, что "тепловой взрыв" в центре Солнца выйдет на поверхность через несколько *миллионов* лет.

Кроме того, удержание высокотемпературной плазмы в недрах звезды осуществляется огромным *гравитационным* давлением внешних слоев.

Соотношение между T , M , R :

$$3kT = \alpha \frac{M_{\odot}}{R_{\odot}} m_p$$

показывает, что при заданных размерах $T \sim M$. Из расчета видно, что, если $M < 0.1M_{\odot}$, то не произойдет разогревания до температур, при которых начинают протекать ядерные реакции. (Это объясняет, почему не возникло достаточно высоких T в недрах планет.)

По современным представлениям в недрах Солнца и звезд протекают термоядерные реакции, в результате которых выделяется ядерная энергия. Как освобождается ядерная энергия (в водородно-гелиевой среде)?

Водородный цикл

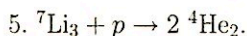
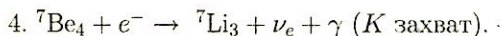
1. $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$, ($E_{\nu} < 0.4$ МэВ).

Экзотическая реакция с участием слабого взаимодействия (не идет в Земных условиях, ее сечение при $E_p \sim 1$ МэВ составляет $\sim 10^{-23}$ барн).

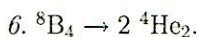
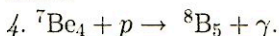
2. $d + p \rightarrow {}^3\text{He}_2 + \gamma$.

3. а) ${}^3\text{He}_2 + {}^3\text{He}_2 \rightarrow {}^4\text{He}_2 + 2p$ (обрывает цикл);

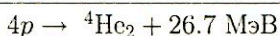
- б) ${}^3\text{He}_2 + {}^4\text{He}_2 \rightarrow {}^7\text{Be}_4 + \gamma$.



Либо:

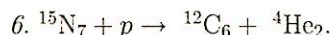
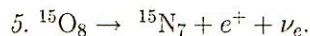
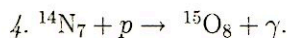
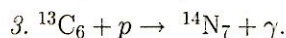
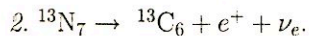
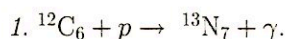


В итоге:



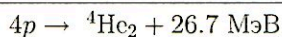
Углеродный цикл

$^{12}\text{C}_6$ — катализатор



В этих реакциях 20% энергии уносятся ν , а остальная энергия идет на нагревание Звезды.

В итоге:



Скорость выделения энергии в углеродном цикле значительно больше, чем в водородном, из-за того, что в основе водородного цикла лежит экзотическая реакция, идущая по слабому взаимодействию — она задерживает процесс.

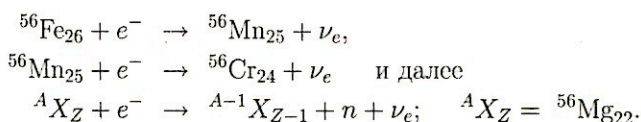
После выгорания водорода в центральной области звезда становится резко неоднородной. Она будет состоять из гелиевого ядра и водородной оболочки, и ядерные реакции будут перемещаться к поверхности звезды. Это приводит к "раздуванию" звезды. Ее радиус и светимость резко возрастают, и звезда сходит с Главной последовательности и становится "красным гигантом".

По мере выгорания водорода масса центрального гелиевого ядра увеличивается и, если $M < 3M_{\odot}$, то из-за сброса оболочки "красного гиганта" ядерная эволюция звезды завершается образованием изотопа $^4\text{He}_2$.

Если $M > 3M_{\odot}$, то гелиевое ядро будет постепенно сжиматься, его плотность будет увеличиваться $\sim 10^6$ г/см³ и температура расти $\sim 10^8$ °К. Будет идти эффективное сгорание ${}^4\text{He}_2$ в реакции: $3 {}^4\text{He}_2 \rightarrow {}^{12}\text{C}_6 + 7.65$ МэВ. Когда образуется много углерода, пойдет реакция: ${}^{12}\text{C}_6 + {}^4\text{He}_2 \rightarrow {}^{16}\text{O}_8 + \gamma$ и далее к более тяжелым элементам.

Дальнейшая эволюция звезды будет идти так, что, если излучение звезды не компенсируется каким-либо источником энергии, то произойдет гравитационное сжатие звезды. Если $M < M_{\text{кр.}}$ ($M_{\text{кр.}} \simeq \frac{5.75}{\mu^2} \cdot M_{\odot}$, μ — число нуклонов на 1 электрон), то звезда стабилизируется и образуется "белый карлик".

Если же $M \sim M_{\text{кр.}}$, равновесие звезды нарушается, и пойдет цепь реакций с образованием ядер, перегруженных нейтронами:



Будет появляться все больше *свободных* нейтронов — так образуются нейтронные звезды. Их плотность $\sim 2 \cdot 10^{14}$ г/см³ и они удерживаются в равновесии давлением нейтронного газа из-за ядерных сил отталкивания, действующих между нейтронами на малых расстояниях. Нейтронные звезды отождествлены с открытыми в 1976 году пульсарами, которые испускают радиоизлучение. Помимо радиоизлучения нейтронная звезда испускает и рентгеновское излучение $\hbar\omega \sim 1 \div 20$ кэВ.

Если $M > M_{\text{кр.}}$, то концом эволюции звезды будет гравитационный коллапс до размеров $r_{\text{грав.}} = \frac{2aM}{c^2}$ ($r_{\text{грав.}}$ — радиус сферы Шварцшильда). Такая звезда в состоянии коллапса называется "Черной дырой" — она излучает очень мало. "Черные дыры" — нестабильные объекты. Они распадаются за счет туннельного эффекта.

Пульсары возникают при вспышках сверхновых звезд 1 раз в 100 лет. Источником взрыва может быть: 1) ядерная реакция с выделением энергии $E \approx M_{\odot} \cdot Q_{12\text{C}} \simeq 2 \cdot 10^{51}$ эрг; 2) гравитационное сжатие звезды.

Литература

1. Фрауэнфельдер Г., Хенли Э. Субатомная физика. -М.: Мир, 1979.
2. PHYSICS LETTERS B. Review of Particle Physics, v. 592, iss. 1-4, 15 July 2004.
3. Аминова Т.П., Сарычева Л.И. Фундаментальные взаимодействия и космические лучи. -М.: URSS, 1999.

14 Происхождение химических элементов

14.1 Этапы синтеза элементов

Для объяснения распространенности в природе различных химических элементов и их изотопов в 1948 году Гамовым была предложена модель Горячей Вселенной. По этой модели все химические элементы образовывались в момент Большого Взрыва. Однако это утверждение впоследствии было опровергнуто. Доказано, что только легкие элементы могли образоваться в момент Большого Взрыва, а более тяжелые возникли в процессах нуклеосинтеза. Эти положения сформулированы в модели Большого Взрыва (см. п. 15).

По модели Большого Взрыва формирование химических элементов началось с первоначального ядерного синтеза легких элементов (H, D, ^3He , ^4He , ^7Li) спустя 100 секунд после Большого Взрыва при температуре Вселенной $10^9 \text{ }^\circ\text{K}$.

Экспериментальную основу модели составляют расширение Вселенной, наблюдаемое на базе красного смещения, первоначальный синтез элементов и космическое фоновое излучение.

Большим достоинством модели Большого Взрыва является предсказание о распространенности D, He и Li, отличающихся друг от друга на много порядков.

Экспериментальные данные о распространенности элементов в нашей Галактике показали, что атомов водорода 92%, гелия — 8%, и более тяжелых ядер — 1 атом на 1000, что согласуется с предсказаниями модели Большого Взрыва.

14.2 Ядерный синтез — синтез легких элементов (H, D, ^3He , ^4He , ^7Li) в ранней Вселенной

- Распространенность ^4He или его относительная доля в массе Вселенной $Y = 0.23 \pm 0.02$. По крайней мере половина гелия, образованного в результате Большого Взрыва, содержится в межгалактическом пространстве.

- Первоначальный дейтерий существует только внутри Звезд и быстро превращается в ^3He .

Из данных наблюдений получают следующие ограничения на распространенность дейтерия и ^3He относительно водорода:

$$10^{-5} \leq \frac{\text{D}}{\text{H}} \leq 2 \cdot 10^{-4} \quad \text{и}$$

$$1.2 \cdot 10^{-5} \leq \frac{{}^3\text{He}}{\text{H}} \leq 1.5 \cdot 10^{-4},$$

причем наблюдаемое отношение $\frac{\text{D}}{\text{H}}$ составляет лишь долю f от первоначального значения: $\frac{\text{D}}{\text{H}} = f \left(\frac{\text{D}}{\text{H}}\right)_{\text{первонач.}}$. Поскольку дейтерий быстро превращается в ${}^3\text{He}$, получается следующая оценка для распространенности:

$$\left(\frac{\text{D} + {}^3\text{He}}{\text{H}}\right)_{\text{первонач.}} \leq 10^{-4}.$$

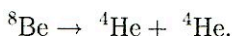
• Распространенность ${}^7\text{Li}$ измерить трудно, однако используются данные по изучению атмосфер звезд и зависимость распространенности ${}^7\text{Li}$ от эффективной температуры. Оказывается, что, начиная с температуры $5.5 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$, количество ${}^7\text{Li}$ остается постоянным. Наилучшая оценка средней распространенности ${}^7\text{Li}$ имеет вид:

$$\frac{{}^7\text{Li}}{\text{H}} = (1.6 \pm 0.1) \cdot 10^{-10}.$$

• Распространенность более тяжелых элементов, таких как ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$, меньше на несколько порядков. Так, распространенность ${}^9\text{Be}/\text{H} < 2.5 \cdot 10^{-12}$.

14.3 Синтез ядер в звездах Главной Последовательности при $T < 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$

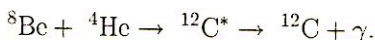
Синтез гелия в звездах Главной Последовательности в pp - и CN -циклах происходит при температуре $T \sim 10^7 \div 7 \cdot 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$. Водород перерабатывается в гелий. Возникают ядра легких элементов: ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{Be}$, но их мало из-за того, что в дальнейшем они вступают в ядерные реакции, а ядро ${}^8\text{Be}$ практически мгновенно распадается из-за малого времени жизни ($\sim 10^{-16} \text{ с}$)



Процесс синтеза, казалось, должен был бы прекратиться, но природа нашла обходной путь.

Когда $T > 7 \cdot 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$, гелий "сгорает", превращаясь в ядра углерода. Происходит тройная гелиевая реакция — "Гелиевая вспышка" — $3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$, но ее сечение очень мало и процесс образования ${}^{12}\text{C}$ идет в два этапа.

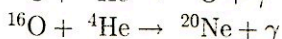
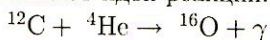
Происходит реакция слияния ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^4\text{He}$ с образованием ядра углерода ${}^{12}\text{C}^*$ в возбужденном состоянии, которое возможно благодаря наличию у ядра углерода уровня 7.68 МэВ, т.е. происходит реакция:



Существование уровня энергии ядра ${}^{12}\text{C}$ (7.68 МэВ) помогает обойти малое время жизни ${}^8\text{Be}$. Благодаря наличию этого уровня у ядра ${}^{12}\text{C}$ происходит Брейт-Вигнеровский *резонанс*. Ядро ${}^{12}\text{C}$ переходит на возбужденный уровень с энергией $\Delta W = \Delta M + \varepsilon$, где $\Delta M = (M_{{}^8\text{Be}} - M_{{}^4\text{He}}) - M_{{}^{12}\text{C}} = 7.4 \text{ МэВ}$, а ε компенсируется за счет кинетической энергии.

Эта реакция была предсказана астрофизиком Хойлом, а затем воспроизведена в лабораторных условиях.

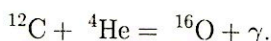
Затем начинают идти реакции:



и так до $A \sim 20$.

Так нужный уровень ядра ${}^{12}\text{C}$ позволил пройти узкое место в термоядерном синтезе элементов.

У ядра ${}^{16}\text{O}$ нет таких уровней энергии и реакция образования ${}^{16}\text{O}$ идет очень медленно



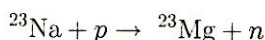
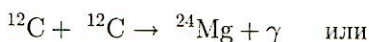
Эти особенности протекания реакций привели к важнейшим следствиям: благодаря им оказалось *одинаковое* число ядер ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$, что создало благоприятные условия для образования органических молекул, т.е. жизни.

Изменение уровня ${}^{12}\text{C}$ на 5% привело бы к катастрофе — дальнейший синтез элементов прекратился бы. Но так как этого не произошло, то образуются ядра с A в диапазоне

$A = 12 \div 20$

14.4 Синтез ядер при $T > 2 \cdot 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$

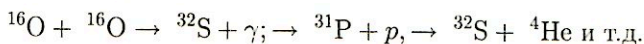
Горение углерода начинается, когда температура T достигает $\geq 2 \cdot 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$ (такая температура у Красных Гигантов):



и образуются ядра в диапазоне A

$$A = 20 \div 24$$

Затем при еще более высокой температуре $T \sim 2 \cdot 10^8 \div 10^9 \text{ }^\circ\text{K}$ **загорается кислород**:



Это приводит к значениям A

$$A = 25 \div 32$$

Затем начинается синтез более тяжелых ядер.

$$A = 36 \div 46$$

Реакция фоторасщепления — $^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha)^{16}\text{O}$ — идет очень быстро ($\sim 10^6$ лет) и наступает равновесие между синтезом и расщеплением.

Равновесные процессы происходят при температуре $T \sim 4 \cdot 10^9 \text{ }^\circ\text{K}$, для которой не существен кулоновский потенциальный барьер. При такой температуре возможны все экзоэнергетические реакции за счет термоядерного синтеза вплоть до ядер Fe — предельного элемента синтеза.

$$A = 50 \div 60$$

Все ядра Fe, Co, Cr

образуются за счет термоядерного синтеза.

Можно вычислить распространенность ядер во Вселенной, исходя из существования этих процессов.

Сведения о распространенности элементов в природе получаются из спектрального анализа Солнца и Звезд, а также космических лучей. На рис. 99 представлена интенсивность ядер при разных значениях A .

Водород H — самый распространенный элемент во Вселенной. Лития Li, бериллия Be и бора B на 4 порядка меньше соседних ядер и на 8 порядков меньше, чем H и He.

Li, Be, B — хорошее горючее, они быстро сгорают уже при $T \sim 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$. Труднее объяснить, почему они все же существуют — скорее всего, благодаря процессу фрагментации более тяжелых ядер на стадии прото-звезды.

В космических лучах ядер Li, Be, B много больше, что также является следствием процессов фрагментации более тяжелых ядер при взаимодействии их с межзвездной средой.

$^{12}\text{C} \div ^{16}\text{O}$ — результат Гелиевой вспышки и существования резонансного уровня у C^{12} и отсутствия такового у ^{16}O , ядро которого является также дважды магическим. ^{12}C — полумагическое ядро.

Таким образом, максимум распространенности у ядер железа ^{56}Fe , а затем — резкий спад.

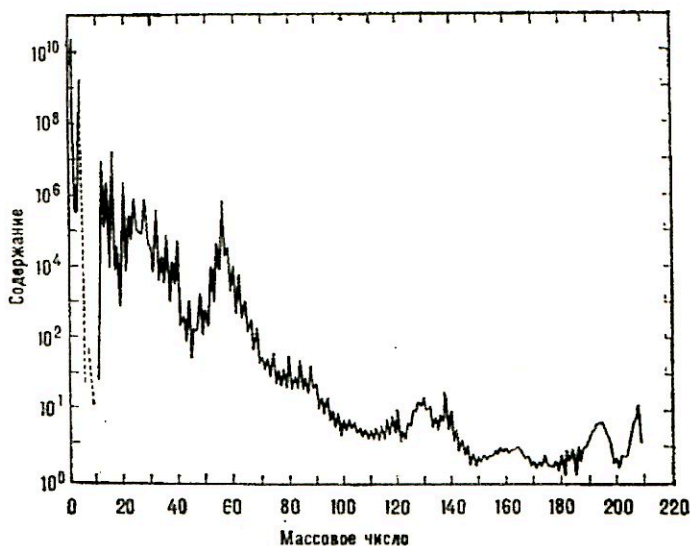


Рис. 99: Распространённость элементов во Вселенной.

Для $A > 60$ синтез энергетически невыгоден.

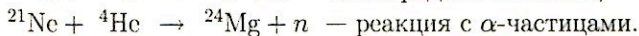
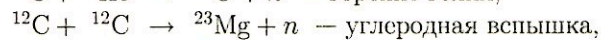
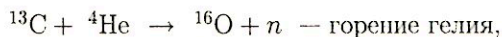
14.5 Образование ядер тяжелее железа

Доля ядер с $A > 90$ невелика — 10^{-10} от ядер водорода. Процессы образования ядер связаны с побочными реакциями, происходящими в звездах. Таких процессов известно два:

s (slow) — медленный процесс,

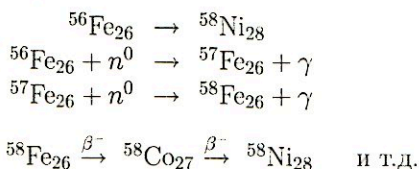
r (rapid) — быстрый процесс.

Оба эти процесса связаны с *захватом нейтронов* т.е. надо, чтобы возникли такие условия, при которых образуется много нейтронов. Нейтроны образуются во всех реакциях горения.



В результате накапливается нейтронный фон и могут протекать s - и r -процессы — захват нейтронов. При захвате нейтронов образуются

нейтроно-избыточные ядра, а затем происходит β -распад. Он превращает их в более тяжелые ядра.



s -процесс происходит в звездах Главной последовательности и в Красных Гигантах, где плотность нейтронов $\rho_n \sim 10^{10} \frac{1}{\text{см}^3}$. Процесс идет в течение $t \sim 10^5$ лет (медленно). Невысокие максимумы на кривой распространенности объясняются s -процессом.

Ядра со временем жизни $\tau_\beta < 10^5$ лет **не** образуются в s -процессе. Это — обойденные ядра.

Обойденные s -процессом ядра:

${}^{16}\text{Cd}_{48}$ (у него $\tau_\beta = 54$ часа $\ll 10^5$ лет);

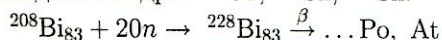
${}^{122}\text{Sn}_{50}$, ${}^{124}\text{Sn}_{50}$ ($\tau_\beta \ll t_{\text{захв.}}$).

Число обойденных ядер растет с увеличением ядерного заряда. После $Z = 83$ s -процесс не работает.

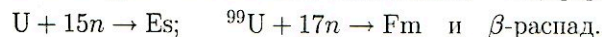
$A = 210 - (\alpha \text{ активное ядро})$.

Происхождение этих ядер объясняется r -процессом.

Быстрый захват ($t_{\text{захв.}} \ll \tau_{\alpha,\beta}$) приводит к образованию более тяжелых ядер. Плотность нейтронов на короткое время в сверхновых звездах составляет 10^{20} 1/см^3 , и ядра перегружаются нейтронами и при последующем β -распаде приходят в область тяжелых ядер. Так образуются обойденные ядра: ${}^{116}\text{Cd}$, ${}^{120}\text{Sn}$, ${}^{124}\text{Sn}$.



Заряд ядра возрастает пропорционально числу β -распадов. Быстрый r -процесс был воспроизведен при взрыве водородной бомбы. При этом были обнаружены элементы: эйнштейний ${}^{253}\text{Es}$, фермий ${}^{255}\text{Fm}_{100}$.



В настоящее время в лабораторных условиях синтезированы ядра с $Z = 116$ и $A = 289$.

Литература

1. Клапдор-Клайнгротхаус Г.В., Цюбер К. Астрофизика элементарных частиц. -М.: Изд-во УФН, 2000.
2. Бедняков В.А. О происхождении химических элементов. -М.: Изд-во УФН, 2002.
3. PHYSICS LETTERS B. Review of Particle Physics, v. 592, iss. 1-4, 15 July 2004.

15 Модель Большого Взрыва

15.1 Стандартная космологическая модель Большого Взрыва

Стандартная космологическая модель Большого Взрыва была сформулирована в 1990 году. Ей предшествовали научные открытия, совершенные в XVII–XX веках. Неполный перечень этих открытий можно найти в п. 15.2 — “Главные научные открытия в астрофизике”.

В основе современных представлений об эволюции Вселенной лежит Стандартная космологическая модель Большого Взрыва. Согласно этой модели момент Большого Взрыва характеризовался планковскими величинами для температуры $T_{\text{пл}}$, массы $M_{\text{пл}}$ и длины $L_{\text{пл}}$. На рис. 100 приведены численные значения этих величин. Плотность вещества в окрестности Большого Взрыва была колоссальной: $\rho_{\text{пл}} = 10^{94}$ г/см³. В начальный момент произошла изотропизация Вселенной и все типы взаимодействий имели единую константу α . Предполагается, что в этот момент вещество существовало в форме кварк-глюонной плазмы, в которой наряду с кварками и глюонами могли присутствовать лептоны, W^{\pm} - и Z -бозоны. Возможно, что в этот же момент могли образовываться X - и Y -бозоны больших масс ($\sim 10^{16}$ ГэВ), которые могли бы впоследствии инициировать распад протона. Эти процессы заняли очень малое время (до 10^{-10} секунды) и протекали при очень высокой температуре. Под действием взрывных сил Вселенная начала расширяться и ее температура стала падать. Однако в этот период из-за незначительных флюктуаций между числом кварков и антикварков ($\sim 10^{-10}$) могла возникнуть барионная асимметрия Вселенной. Другой возможной причиной барионной асимметрии может служить нарушение CP -инвариантности.

По мере расширения Вселенной и падения ее температуры стали происходить фазовые переходы. Первый фазовый переход привел к разделению взаимодействий на сильное и электрослабое, каждое из которых стало характеризоваться своей константой взаимодействия α_s и α_w . Это произошло при температуре $T = 10^{15}$ ГэВ. Далее Вселенная продолжала расширяться со временем t , $R = t^{1/2}$. Затем наступил второй фазовый переход, который привел к разделению электрослабых взаимодействий на слабые и электромагнитные. Это произошло при температуре $T = 10^2$ ГэВ. Выделилась константа электромагнитного взаимодействия $\alpha_{em} = e^2/\hbar c = 1/137$. Дальнейшее расширение Вселенной со временем стало протекать по закону $R \sim t^{2/3}$.

Эволюция Вселенной



$$\frac{G_N M^2}{r} = M c^2$$

$$M = \sqrt{\frac{\hbar c}{G_N}}$$

$$G_N = \frac{L_{\text{Пл}}^2}{M_{\text{Пл}} \cdot T_{\text{Пл}}^2} = 6.67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-2}$$

Фригдманский вакуум заполнен хиггсовскими бозонами. Все остальные частицы — безмассовые.

$$M_{\text{Пл}} = 2.2 \cdot 10^{-5} \text{ г} = 1.2 \cdot 10^{19} \text{ ГэВ}$$

$$L_{\text{Пл}} = \frac{\hbar}{M_{\text{Пл}} r} = 1.6 \cdot 10^{-33} \text{ см}$$

$$T_{\text{Пл}} = \frac{\hbar}{M_{\text{Пл}} c^2} = 5.4 \cdot 10^{-44} \text{ с}$$

$$\rho = 10^{94} \text{ г/см}^3$$

Рис. 100: Этапы эволюции Вселенной. Вертикальная шкала (в логарифмическом масштабе): слева — температура T , $^\circ\text{K}$; справа — время t , с.

Вследствие термодинамического равновесия между элементами вещества образовались протоны, нейтроны и создалась предпосылка синтеза легких элементов: ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, D , Li . При дальнейшей эволюции Вселенной начинается процесс нуклеосинтеза. В результате различных ядерных реакций создались условия для возникновения жизни в Солнечной системе. Рождение Солнца и возникновение жизни произошло спустя 10^{17} секунд ($\sim 10^{10}$ лет) после Большого Взрыва.

На рис. 15.1 показаны изменения температуры расширяющейся Вселенной со временем для разных эр ее развития: планковская эра, кварковая эра, лептонная эра, фотонная эра, эра Материи. Этот рисунок иллюстрирует основные моменты развития Вселенной по Стандартной космологической модели Большого Взрыва.

На рис. 15.1 проиллюстрирована схема развития Вселенной в зависимости от температуры и времени. Надписи на рисунке показывают изменение состава Вселенной на различных этапах ее эволюции.

Процесс нуклеосинтеза, который наступил спустя 10^5 лет после Большого Взрыва, привел к переходу от радиационно-доминантной к вещественно-доминантной Вселенной. В результате стали возникать звезды и галактики. В настоящее время Вселенная населена миллиардами звезд и галактик.

Главные аргументы описанной картины эволюции Вселенной:

- существование фонового реликтового излучения, характеризующегося средней температурой фотонов 2.7°K ;
- соотношения для распространенности легких элементов, измеренные экспериментально;
- доказательство факта расширения Вселенной и установление закона Хаббла.

В табл. 19 приводятся параметры Вселенной.

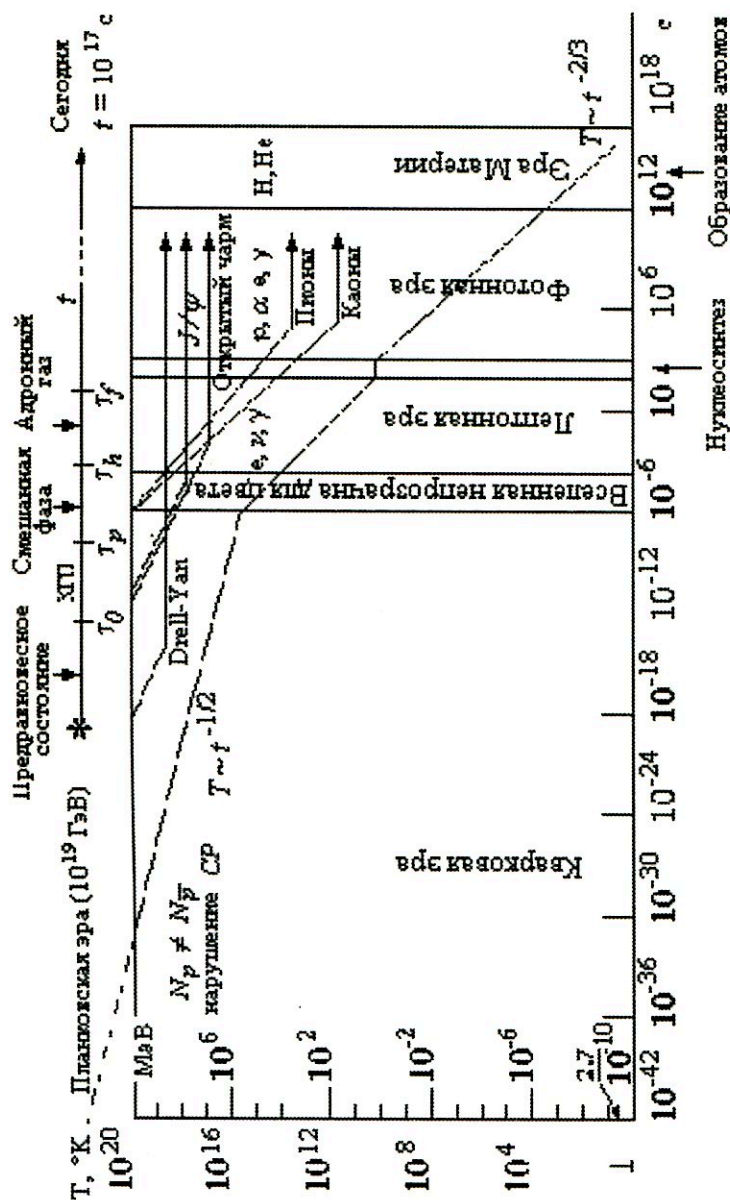


Рис. 101. Изменение температуры Вселенной в зависимости от времени.

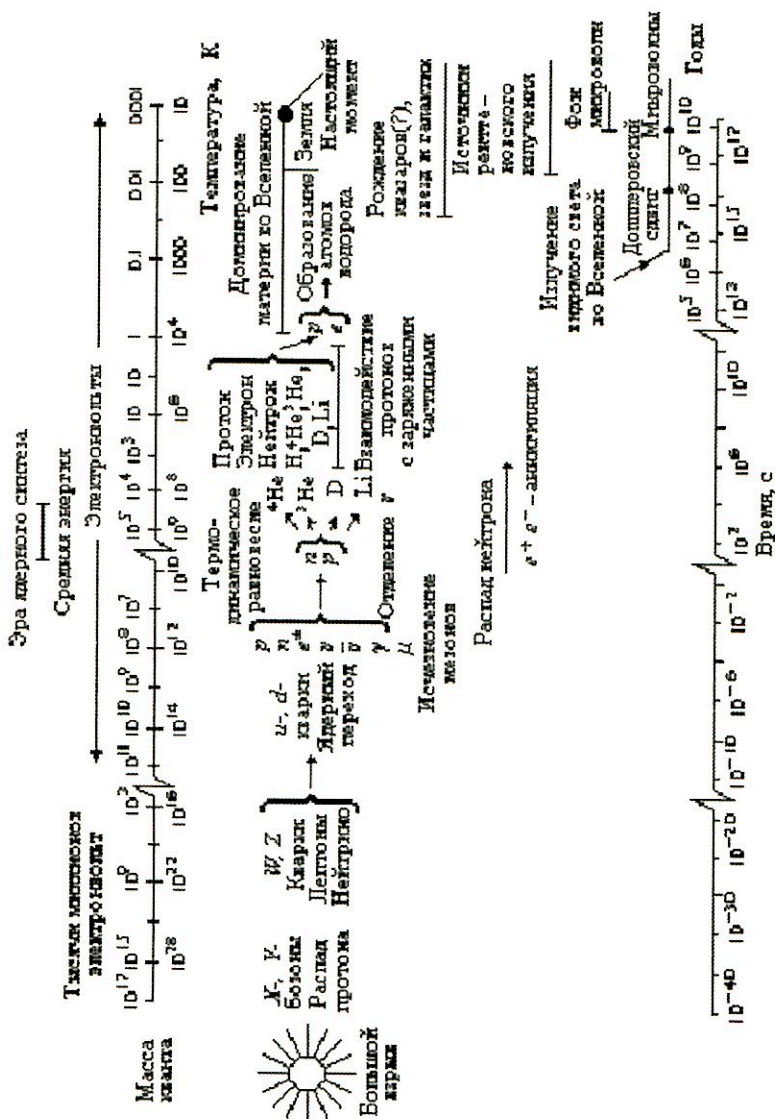


Рис. 102. Схема развития Вселенной в зависимости от температуры (верхняя шкала, °K) и времени (нижняя шкала, с).

Таблица 19

Параметры Вселенной ($t = 10^{17}$ с)

Возраст	12 ÷ 18 млрд. лет	
Радиус (горизонт видимости) $R_0 = ct_0$	10^{28} см	
Полное количество вещества	10^{56} г	
Средняя плотность вещества	10^{-29} г/см ³	
Полное барионное число (количество нуклонов)	10^{78}	
Доля антивещества	$< 10^{-4}$	
Постоянная Хаббла H	71 ± 7 км/с·Мпк [*])	
Температура реликтового (фонового) излучения	2.73 °K	
Плотность реликтовых фотонов	411 л/см ³	
Энергетическая плотность реликтовых фотонов	0.26 эВ/см ³	
Отношение числа реликтовых фотонов к числу барионов n_γ/n_B	$10^9 : 1$	
Распространенность атомов (ядер)	по числу	по массе
водород	91%	70.7%
гелий	8.9%	27.4%
остальные	< 1.9%	1.9%
Критическая плотность Вселенной	$\rho_K = \frac{3H^2}{8\pi G} = 0.95 \cdot 10^{-29}$ г/см ³	

*) 1 Мегасек (Мпк) = $3.1 \cdot 10^{19}$ км

15.2 Главные научные открытия в астрофизике

- II век до н.э. — Гиппарх ввел понятие звездной величины и разделение звезд, видимых невооруженным глазом, на 6 классов в зависимости от их блеска.
- 1609 г. — Галилей изобрел телескоп — начало оптической астрономии.
- 1662 г. — Ньютон исследовал оптические спектры от Солнца с помощью призмы.
- 1669 г. — Ньютон наблюдал спектр Венеры.
- 1760 г. — Наблюдены переменные звезды δ -Цфея.
- 1761 г. — Ломоносов установил наличие плотной атмосферы у Венеры.
- 1802 г. — Волластон обнаружил темные линии в спектре Солнца.
- 1814 г. — Фраунгофер описал сотни темных линий в спектрах Солнца, Луны и планет.
- 1859–1862 гг. — Кирхгоф разработал метод спектрального анализа.
- 1863 г. — Выполнена систематизация звезд по особенностям их спектров.
- 1868 г. — Локьер обнаружил в спектре Солнца линию неизвестного до того элемента — *гелия*.
- 1869 г. — Сделана оценка температуры поверхности Солнца (10^4 °K) на основе газовой модели.
- 1905 г. — Построены модели атмосфер звезд и дано объяснение спектральной последовательности звезд на основе теории ионизации атомов.
- 1912 г. — Начато измерение красных смещений спектральных линий.
- 1916 г. — Эддингтон сформулировал теорию внутреннего строения звезд.
- 1922 г. — Фридман сформулировал теорию расширяющейся Вселенной, решив уравнение Эйнштейна.
- 1924 г. — Хаббл установил закон расширения наблюдаемого мира ($v = H_0 r$).
- 1929 г. — Хаббл открыл красное смещение в спектрах Галактик.

- 1934 г. — Высказана гипотеза о существовании нейтронных звезд, сделаны расчеты моделей нейтронных звезд и сформулирована гипотеза о возможности гравитационного коллапса.
- 1937–1939 гг. — Бете и Вайцзекер заложили основы теории термоядерных реакций в звездах, возникла *ядерная астрофизика*.
- 1941–1945 гг. — Гамов, Шварцшильд, Чандрасекар построили первые модели звезд с учетом термоядерных реакций.
- 1946–1949 гг. — Установлен механизм пульсаций Цфеид.
- 1964 г. — Открыто микроволновое фоновое излучение, которое есть следствие Большого Взрыва, начато создание Стандартной космологической модели горячей Вселенной.
- 1965 г. — Мэтьюз открыл квазары — квазизвездные радиосточники — очень удаленные объекты (красное смещение $Z = 4.89$).
- 1967 г. — Открыты пульсары (нейтронные звезды).
- 1982–1983 г. — Определен возраст Вселенной по ядерной хронометрии ($2 \cdot 10^{10}$ лет).
- 1989 г. — Исследовано космическое фоновое излучение с температурой 2.728 ± 0.004 °K на спутнике COBE (детектор FIRAS).
- 1990 г. — Создана Стандартная космологическая модель — модель Большого Взрыва.
- 1990–1991 гг. — Определен возраст шаровых скоплений \equiv возраст Вселенной: $(1.3 \div 1.9) \cdot 10^{10}$ лет.
- 1993–1994 гг. — Обнаружено однородное распределение 33 000 радиосточников (галактика Green Bank), что свидетельствует об однородности Вселенной на очень больших расстояниях.
- 1999 г. — Измерена постоянная Хаббла $H_0 = (71 \pm 3 \pm 7)$ км с⁻¹ Мпк⁻¹ с помощью космического телескопа Хаббла.

15.3 Возможности современных ускорителей подтвердить модель Большого Взрыва

Проблемы микрокосмофизики нашли свое выражение в теории Великого Объединения (Grand Unification Theory — GUT) всех типов взаимо-

действий (см. п. 2). Эксперименты на действующих и проектирующихся ускорителях высоких энергий могут приблизить нас к пониманию условий ранней Вселенной. На рис. 103 показаны основные процессы, протекающие при разных энергиях, которые могут быть изучены на ускорителях частиц высоких энергий (SPS CERN, RHIC BNL, LHC CERN).

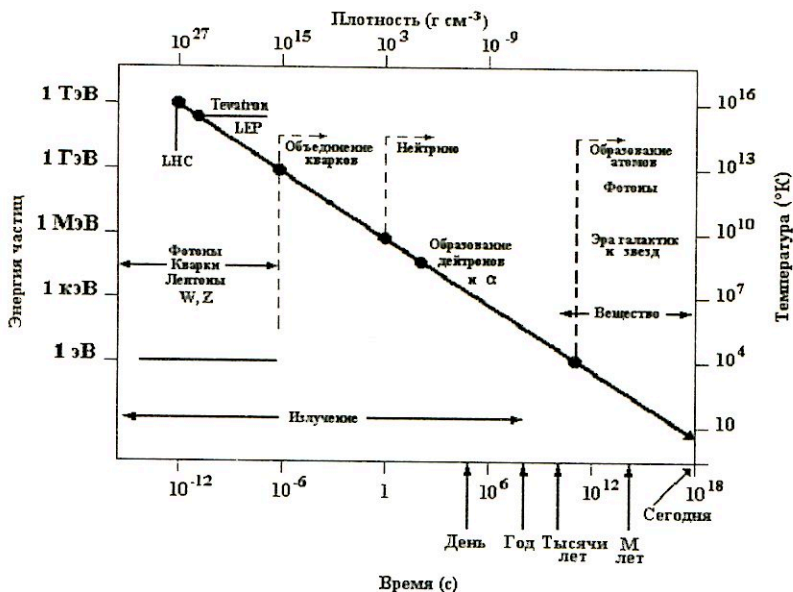


Рис. 103: Изменение энергии частиц спустя 10^{-12} с после Большого Взрыва.

Стандартная Модель физики частиц позволяет объяснить некоторые процессы, предположительно протекающие при эволюции Вселенной, и приводит к формулировке гипотезы, которая получила название GUT-космология. В рамках этой гипотезы создана GUT-модель, в которой константы всех взаимодействий, зависящие от переданного импульса Q^2 , сближаются при увеличении Q^2 , вследствие чего они получили название "бегущие" константы. GUT-модель основана на $SU(5)$ -симметрии, в которой все взаимодействия описываются одной универсальной константой связи и единым зарядом, в то время как сильное, электромагнитное и слабое взаимодействия связаны с $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ симметриями. В табл. 20 представлены основные процессы в GUT-модели, протекающие с момента Большого Взрыва.

Таблица 20

Эволюция Вселенной в GUT-космологии

Этапы эволюции Вселенной	Время t , с	Энергия $E = kT$, ГэВ	Темпе- ратура T , K°	"Диаметр" Вселенной R , см
Планковская эра, t_{Pl}	10^{-44}	10^{19}	10^{32}	10^{-3}
Нарушение GUT SU(5) (M_X)	10^{-36}	10^{15}	10^{28}	10
Нарушение SU(2) $_L$ ⊗U(1) (M_W)	10^{-10}	10^2	10^{15}	10^{14}
Конфайнмент кварков, $p\bar{p}$ -аннигиляция	10^{-6}	1	10^{13}	10^{16}
Отщепление ν , e^+e^- -аннигиляция	1	10^{-3}	10^{10}	10^{19}
Образование легких ядер	10^2	10^{-4}	10^9	10^{20}
Отщепление γ	10^{12}	10^{-9}	10^4	10^{25}
Переход длительностью (10^5 лет)				
от радиационно-доминантной к вещественно-доминантной Вселенной с формированием атомных ядер, образованием звезд и галактик				
Современная эра от t_{Pl}	5×10^{17} (2×10^{10} лет)	3×10^{-13}	3	10^{28}

Аргументы в пользу GUT-модели могут быть получены на строящемся в ЦЕРН Большом адронном коллайдере (LHC).

В настоящее время активно развивается астрофизика элементарных частиц (микрокосмофизика).

15.4 Астрофизика элементарных частиц

Астрофизика элементарных частиц строится на основе: Стандартной Модели физики частиц, теорий Великого Объединения, космологических моделей (Стандартная космологическая Модель), ядерной астрофизики, структуры Вселенной, физики космических лучей.

Основными проблемами астрофизики элементарных частиц являются существование темной материи, ее состав и детектирование, дефицит солнечных нейтрино, нейтрино от сверхновых, проблема физического вакуума.

Многие из этих проблем (например поиск темной материи) предполагается решать не только на ускорителях высоких энергий, но и в искусственных экспериментах (см. п. 16).

15.5 О природе материи во Вселенной

В настоящее время трудно установить доли разных компонент материи во Вселенной. Один из возможных вариантов, встречающийся в разных моделях, оценивает эти доли следующим образом (с точностью $\sim 10\%$): вакуум (60%), темная материя (38%), обычное вещество (2%), излучение ($10^{-4}\%$).

В табл. 21 показан другой вариант вкладов в полную плотность Вселенной различных форм материи (в единицах $\rho_{\text{кр.}} = 10^{-29} \text{ г/см}^3$).

Таблица 21

Вклады в полную плотность Вселенной
различных форм материи
(в единицах $\rho_{\text{кр.}} = 10^{-29} \text{ г/см}^3$)

Барионы	0.05
Фотоны	$5 \cdot 10^{-5}$
Безмассовые нейтрино	$2 \cdot 10^{-5}$
Темная материя:	0.95
неизвестные массивные частицы (не барионы)	$0.2 \div 0.4$
вакуум	$0.8 \div 0.6$
Полная плотность вещества	1 ± 0.1

Плотность материи во Вселенной ρ принято оценивать по отношению к критической плотности материи $\rho_{\text{кр.}}$. Это отношение обозначается $\Omega = \rho/\rho_{\text{кр.}}$. Форма пространства Вселенной связана со значением этой величины. Если $\Omega = 1$, то Вселенная плоская; если $\Omega < 1$, то пространство Вселенной становится гиперболическим; если $\Omega > 1$, то пространство Вселенной — сферическое. Измеренное к настоящему времени значение $\Omega = 1.1 \pm 0.07$ близко к единице, т.е. плотность материи во Вселенной близка к критической, а пространство Вселенной — плоское.

Основной вклад в полную плотность материи во Вселенной вносит темная материя (Dark Matter — DM). Доля обычного вещества составляет малую часть полной плотности материи во Вселенной. Предполагают, что темную материю составляют многие частицы, не обнаруживающие себя путем испускания фотонов. Среди них первое место занимает массивное нейтрино. Другими кандидатами на роль темной материи могут быть SUSY-частицы, магнитные монополи, WIMP-частицы, аксионы и др. Все эти частицы пытаются обнаружить в экспериментах, которые ставятся как в лабораториях, так и в космическом пространстве.

Небарионные кандидаты на роль темной материи представлены в табл. 22.

Таблица 22

Кандидаты на роль темной материи

Частица	Масса	Теория	Проявление
$G(R)$	—	Неньютонова гравитация	Прозрачная DM на больших масштабах
Λ (космологическая постоянная)	—	OTO	$\Omega = 1$ без DM
Аксион, майорон, голдстоун, бозон	10^{-5} эВ	QCD; нарушение сим. Печен-Куина	Холодная DM
Обычное нейтрино	$10 \div 100$ эВ	GUT	Горячая DM
Легкое нейтрино, фотино, гравитино, аксино, снейтрино	$10 \div 100$ эВ	SUSY/DM	
Парафотон	$20 \div 400$ эВ	Модифиц. QED	Горячая, теплая DM
Правые нейтрино	500 эВ	Суперслабое взаимодействие	Теплая DM
Гравитино и т.д.	500 эВ	SUSY/SUGRA	Теплая DM
Фотино, гравитино, аксион, зеркал. частицы, нейтрино Симпсона	кэВ	SUSY/SUGRA	Теплая/холодная DM
Фотино, снейтрино, хиггсино, глюино, тяжелое нейтрино	МэВ	SUSY/SUGRA	Холодная DM
Темная материя	МэВ	SUSY/SUGRA	Горячая/холодная (как барионы) DM
Прсон	$20 \div 200$ ТэВ	Составные модели	Холодная DM
Монополи	10^{16} ГэВ	GUT	Холодная DM
Пиргон, максимон, полюс Перри, newtorite, Шварцшильд	10^{19} ГэВ	Теории высших размерностей	Холодная DM
Суперструны	10^{19} ГэВ	SUSY/SUGRA	Холодная DM
Кварковые "самородки"	10^{15} г	QCD, GUT	Холодная DM
Черные дыры	$10^{15} \div 10^{30}$ г	OTO	Холодная DM
Космические струны, доменные стенки	$(10^8 \div 10^{10}) M_{\odot}$	GUT	Формирование галактик, могут не давать большого вклада в Ω

Среди суперсимметричных частиц, предсказываемых различными суперсимметричными (SUSY)-теориями и супергравитацией (SUGRA),

только одна, легчайшая, может быть стабильна и давать вклад в величину плотности материи во Вселенной. В настоящее время теоретически известно слишком мало о природе и ожидаемых массах частиц — кандидатов в темную материю.

Рассматривают два вида темной материи: горячая темная материя, которая состоит из релятивистских частиц, и холодная темная материя, которая состоит из очень тяжелых нерелятивистских частиц с массами, лежащими как минимум в ГэВной области. Изучение структуры темной материи играет важную роль в понимании эволюции Вселенной.

Проблема темной материи тесно связана с проблемой физического вакуума. Вакуум — это среда с очень сложной структурой, которая изменяется в ходе эволюции Вселенной и которую можно перестраивать путем изменений состояния материи, взаимодействующей с вакуумом. В физическом вакууме происходит концентрация энергии в малых областях пространства. Плотность энергии вакуума ρ_V определяет космологическую постоянную Λ , введенную Эйнштейном: $\rho_V \cdot \frac{8\pi G}{c^2} = \Lambda$ (G — константа Ньютона). Вакуум является характеристикой пространства-времени. Вопрос о составе физического вакуума непрерывно изучается. В его состав могут входить различные физические поля. Одной из возможных структур физики вакуума являются хиггсовские поля. Известно, что средняя энергия физического вакуума не равна нулю. Вакуум может являться частью темной материи.

15.6 Нейтринная астрономия

Нейтринная астрономия изучает физические процессы в космосе, происходящие с участием нейтрино, и решает проблемы регистрации космических нейтрино. В обычных звездах типа Солнца нейтрино рождаются в ядерных реакциях (см. п. 12).

Потоки нейтрино от других звезд на 10 порядков менее интенсивны, чем от Солнца (главным образом, за счет геометрического фактора $\left(\frac{R}{R_0}\right)^2$, где $R_0 = 10^{13}$ см — расстояние от Солнца до Земли); поэтому их труднее регистрировать.

Но результат можно получить, если регистрировать нейтрино в разных точках на Земле — т.е. если разными детекторами одновременно будет зарегистрировано нейтрино. Такие совпадения будут свидетельствовать о *вспышках* — кратковременных потоках нейтрино, возникающих при эволюции звезд, например, при коллапсе звезды могут возникать мощные потоки нейтрино, которые могут быть *одновременно* за-

регистрированы в разных детекторах на Земле. Вспышки сверхновых в нашей Галактике очень редки — ~ 1 раз за $50 \div 100$ лет.

15.6.1 Свойства нейтрино

Гипотеза о существовании нейтрино была высказана Паули в 1930 году, чтобы избежать нарушения закона сохранения энергии, импульса и момента количества движения. Непрерывный спектр β -распада требовал введения частицы с $z = 0$, спином $J = 1/2$ и $E_\nu + E_e = E_{\max}$ верхней границы β -спектра.

Реакции под действием нейтрино протекают очень медленно и такие взаимодействия называют слабыми. Сечение слабого взаимодействия очень мало, и нужны огромные потоки нейтрино, чтобы зарегистрировать процесс взаимодействия нейтрино с веществом, поэтому только в 1956 году было доказано, что нейтрино существует. Наблюдалась реакция взаимодействия нейтрино с протоном вблизи ядерного реактора.

Открытие несохранения четности (P -четности) в β -распаде показало, что нейтрино должно иметь поляризацию вдоль направления движения (чтобы выполнялся закон сохранения момента количества движения).

Направление вращения спина \vec{J} не меняется при отражении. Знак величины $(\vec{J} \cdot \vec{p})$, где \vec{p} — импульс, называется *спиральностью* (λ) и меняется при переходе от правой системы координат к левой (рис. 104).

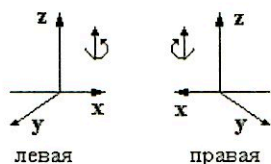


Рис. 104: Левая и правая системы координат.

До открытия несохранения четности казалось очевидным, что существуют оба спиральных состояния нейтрино:

левое	ν_L	$\begin{array}{c} \uparrow \vec{p} \\ \uparrow \vec{J} \end{array}$	(L)	$\lambda = -\frac{1}{2}$;
правое	ν_R	$\begin{array}{c} \uparrow \vec{p} \\ \downarrow \vec{J} \end{array}$	(R)	$\lambda = +\frac{1}{2}$.

Оба нейтрино должны с одинаковой вероятностью вылетать при β -распаде. Опыт показал, что при β^+ -распаде позитрон *всегда* правополяризован, т.е. и нейтрино будет всегда левополяризовано (e_R^+ и ν_L). При β^- -распаде — наоборот (e_L^- и $\bar{\nu}_R$).

Понятие спиральности как внутреннего свойства частиц существует только для частиц с массой $m = 0$.

Если $m \neq 0$ (и $v \neq c$), то возможны переходы $L \leftrightarrow R$. Если $m_\nu = 0$, то $v_\nu = c$, и такие переходы невозможны. В таком случае ν_R и $\bar{\nu}_R$ вообще нельзя наблюдать, и неизвестно, существуют ли такие частицы.

Обычно частицы со спином $J = (1/2)\hbar$ описываются уравнениями Дирака с 4 компонентами $\nu_R, \nu_L, \bar{\nu}_R, \bar{\nu}_L$ по аналогии с описанием электронов $e_L^-, e_R^-, e_L^+, e_R^+$. Для электронов все 4 компоненты наблюдаемы (компонента e_R^- не участвует в β -распаде, но взаимодействует с другими электрическими зарядами). Кроме того, т.к. $m_e \neq 0$, то возможны переходы $e_L^- \leftrightarrow e_R^-$. Для нейтрино, как показывает опыт, две дираковские компоненты ν_R и $\bar{\nu}_L$ ненаблюдаемы и, может быть, вообще не существуют в нашем мире.

Если $m_\nu \neq 0$, то становятся возможными переходы

$$\nu_L \leftrightarrow \nu_R \quad \text{и} \quad \bar{\nu}_R \leftrightarrow \bar{\nu}_L.$$

Майорана предположил, исходя из возможностей уравнений Дирака для частиц с нулевым зарядом, что нейтрино совпадет со своим антинейтрино. Тогда ν_R и ν_L составляют пару, и эти нейтрино называются майорановскими в противоположность 4-компонентным — дираковским нейтрино.

Вопрос о том, какие нейтрино существуют в природе — майорановские или дираковские — пока не решен.

В 1962 году Ледерман в Брукхейвене (США) на ускорителе протонов с $E_p \sim 30$ ГэВ открыл существование двух типов нейтрино.

Проводились поиски альтернативных мод распада

$$\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu} \quad \text{и} \quad \mu \rightarrow e + \gamma.$$

Последнюю реакцию никто не наблюдал, хотя распад не был запрещен известными законами сохранения.

Поэтому казалось, что, если ν и $\bar{\nu}$ — одна и та же частица, то аннигиляция $\nu + \bar{\nu}$ на виртуальном уровне возможна и будет идти реакция $\mu \rightarrow e + \gamma$. Так как такие распады **не** наблюдались, то надо было предположить, что ν и $\bar{\nu}$ в реакции $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$ различны, т.е.

$$\mu \rightarrow e + \nu_\mu + \bar{\nu}_e.$$

Пришлось ввести сохраняющееся лептонное число L , которое для $e^+, \bar{\nu}_e$ равно $-L_e$. Тогда для $\mu^\pm, \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ будет $\pm L_\mu$ соответственно. Очевидно,

что распад $\mu \rightarrow e + \gamma$ невозможен, а тогда невозможна и реакция $\nu_\mu + n \rightarrow e^- + p$, а разрешена реакция $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$.

На таком рассуждении и был основан опыт Ледермана.

На пучке протонов с $E_p \sim 15$ ГэВ в Брукхейвене рождались пионы с энергией ~ 3 ГэВ, которые распадались $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. Броня из железа толщиной 13 м поглощала все заряженные частицы, и пучок ν_μ попадал в искровую камеру, состоящую из 90 алюминиевых пластин толщиной 2.4 см каждая. В установке было 10 тонн p и n , пропущено было 10^{14} нейтрино от распада π в паре с μ .

Если бы ν_μ не отличались от ν_e , то наблюдались бы реакции

$$\nu_\mu + n \rightarrow e^- + p \quad \text{и} \quad \nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p.$$

т.е. e^- и μ^- наблюдались бы одинаково часто. На опыте наблюдались только μ^- , т.е. первая реакция **не шла**.

Сейчас открыт τ -лептон и соответствующее ему ν_τ .

В табл. 23 приводятся рассматриваемые в настоящее время лептоны.

Таблица 23

Семейство лептонов

	частицы			античастицы		
участвуют в слабом взаимодействии	e_L^-	μ_L^-	τ_L^-	e_R^+	μ_R^+	τ_R^+
	ν_{eL}	$\nu_{\mu L}$	$\nu_{\tau L}$	$\bar{\nu}_{eR}$	$\bar{\nu}_{\mu R}$	$\bar{\nu}_{\tau R}$
не участвуют в слабом взаимодействии	e_R^-	μ_R^-	τ_R^-	e_L^+	μ_L^+	τ_L^+
	ν_{eR}	$\nu_{\mu R}$	$\nu_{\tau R}$	$\bar{\nu}_{eL}$	$\bar{\nu}_{\mu L}$	$\bar{\nu}_{\tau L}$

Особенности взаимодействий лептонов

1. Компоненты R для частиц и L для античастиц не участвуют в слабых взаимодействиях.
2. Соответствующие заряженные частицы и античастицы участвуют в электромагнитных взаимодействиях.
3. Для заряженных лептонов возможны переходы $L \leftrightarrow R$.
4. ν_R и $\bar{\nu}_L$ при $m_\nu = 0$ никак себя не проявляют.
5. Если масса нейтрино не равна 0, возможны осцилляции нейтрино.

15.6.2 Эксперименты с нейтрино и планирование их практического применения

В настоящее время используются детекторы нейтрино, содержащие огромные количества вещества.

Сечение взаимодействия нейтрино σ_ν растет линейно с энергией нейтрино и для процесса $\nu + p \rightarrow h + \mu$

$$\sigma(\nu + p) = (0.83 \pm 0.11) \cdot 10^{-38} \text{ см}^2 \cdot E_\nu \text{ (ГэВ)},$$

а для реакции $\nu + p \rightarrow e + h$

$$\sigma(\nu + p) = (0.28 \pm 0.06) \cdot 10^{-38} \text{ см}^2 \cdot E_\nu \text{ (ГэВ)}.$$

Для процесса $\nu + n$ сечение в 2 раза выше, чем для реакции $\nu + p$, т.е.

$$\frac{\sigma(\nu + n)}{\sigma(\nu + p)} = 2.1 \pm 0.3$$

при $E_\nu > 1.5$ ГэВ.

Процессы, в которых генерируются нейтрино:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad \text{с } E_\nu = 0.031 \text{ ГэВ};$$

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad \text{с } E_\nu = 0.237 \text{ ГэВ}.$$

Электронные нейтрино образуются в реакции $K \rightarrow e + \pi + \nu_e$.

Практическое применение нейтрино планируется реализовать в следующих экспериментах: 1) просвечивание Земли пучком ν от ускорителя с $E_p \simeq 20$ ТэВ и определение плотности Земли в разных участках, поиск полезных ископаемых (проект Глэшоу); 2) регистрация нейтрино от астрофизических объектов для изучения взрывов сверхновых звезд, коллапса черных дыр. Для этих экспериментов нужны детекторы очень большого объема. Предлагается использовать воду озер, морей и океанов (объем $v > 10^7$ тонн воды), а также огромные толщи материкового льда в Антарктиде для регистрации черенковского излучения, возникающего от мюонов, сопровождающих потоки нейтрино.

Первый детектор большого объема был построен в Японии с целью обнаружить распад протона. Сейчас он используется для регистрации нейтрино. Этот детектор получил название Камиоканде и следующая его модификация — Супер Камиоканде. Он представляет собой большой бак, наполненный водой. По стенкам бака располагаются фотоумножители, которые должны зарегистрировать процессы, происходящие при

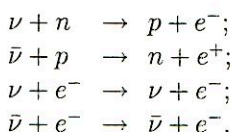
взаимодействии частиц (например, нейтрино) с протонами воды. Чувствительная площадь этого детектора около 1000 м^2 .

В России сооружен и многие годы работает детектор в эксперименте под горой Чегет на Баксане в Кабардино-Балкарии. В этом эксперименте используются для регистрации нейтрино жидкие сцинтилляторы. Другой эксперимент в России выполняется на озере Байкал. В эксперименте ВАКАЛ гирлянда фотоумножителей опускается на глубину до 1.5 км.

Крупным проектом, использующим морскую воду, был проект ДЮМАНД, в котором предполагалось системы фотоумножителей погружать глубоко под воду и с их помощью просматривать значительные объемы морской воды. Этот проект просуществовал недолго. Море вблизи Гавайских островов оказалось беспокойным и гирлянды фотоумножителей были затоплены. В настоящее время аналогичным способом предполагается измерять потоки нейтрино в эксперименте NESTOR вблизи берегов Греции, в котором фотоумножители будут погружаться на глубину более четырех тысяч метров. Еще одним крупнейшим проектом по регистрации нейтрино является проект AMANDA в Антарктиде, в котором вместо воды будет использован материковый лед. Глубина погружения фотоумножителей в толщу льда предполагается равной $2 \div 2.5$ км. Чувствительная площадь этого детектора должна быть ~ 10 тысяч квадратных метров.

Во всех этих детекторах вода или лед, окружающие детекторы, служат для испускания черенковского излучения при прохождении через них заряженных частиц. Черенковское излучение в дальнейшем должно регистрироваться с помощью фотоумножителей. Регистрация нейтрино осуществляется с помощью электронных методов.

В электронных методах работают следующие реакции:



Регистрируются заряженные частицы из этих реакций. Детекторы должны иметь разрешающее время 10^{-9} с.

15.6.3 Эксперименты для регистрации нейтрино от взрывающихся звезд

В эксперименте ДЮМАНД планировалось собрать гирлянды ФЭУ с радиусом обзора ~ 50 мегапарс для регистрации нейтрино с энергией

$E_\nu > 10^{15}$ эВ. Объем детектора $\sim 1 \text{ км}^3$ ($\sim 10^9$ тонн воды). В таком объеме содержится $\sim 10^{40}$ нуклонов, что позволит регистрировать вспышки сверхновых звезд.

По-видимому, в 1974 году на Земле (в Чили) была зарегистрирована вспышка сверхновой звезды (в 6 счетчиках возникло 24 импульса). Реакция могла быть $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$.

Оценим, на каком расстоянии от Земли произошла такая вспышка. Если при вспышке выделилась энергия $E = 10^{53}$ эрг, то при средней энергии нейтрино $\varepsilon_\nu \simeq 30$ МэВ поток нейтрино $J_\nu = 2 \cdot 10^{57}$. Поток нейтрино, пришедших на Землю, $J'_\nu = \frac{J_\nu}{4\pi R^2}$, где R — расстояние от Земли до звезды. Число зарегистрированных на Земле нейтрино $N_{\text{рег.}} = J'_\nu \cdot \sigma_\nu \cdot N_0$, где N_0 — число ядер в мишени (на пути нейтрино в Земле) $\sim 10^{30}$, поперечное сечение взаимодействия нейтрино с ядром мишени $\sigma_\nu \sim 10^{-40} \text{ см}^2$. Число зарегистрированных нейтрино $N_{\text{рег.}} \sim 10$. Вспышка длится $10^{-4} \div 10^{-2}$ с. Тогда расстояние до вспыхнувшей звезды $R = \left(\frac{J_\nu \cdot \sigma_\nu \cdot N_0}{4\pi N_{\text{рег.}}} \right)^{1/2} \sim 5$ кпс. Таким образом, зарегистрированная вспышка возникла на расстоянии ~ 5 кпс. Заметим, что от Солнца до центра Галактики ~ 10 кпс.

В звездах непрерывно идут процессы, приводящие к образованию нейтрино. Поток нейтрино от звезд очень велик, поэтому процессы, происходящие в звездах, в принципе, могут быть зафиксированы.

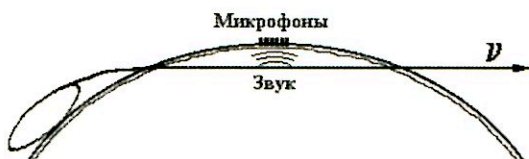
15.6.4 Томография Земли

Практическое применение нейтрино предполагается реализовать в экспериментах по томографии Земли.

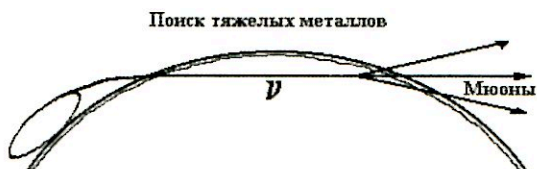
На рис. 105 и 106 изображены схемы проектов по томографии Земли, предложенных Нобелевскими лауреатами А.Де Руджила (ЦЕРН), С.Л.Глэшоу (Гарвардский университет), Р.Р.Вильсоном (Колумбийский университет), Г.Шарпаком (ЦЕРН), в которых планируется исследование залежей нефти, поиск тяжелых металлов, определение плотности Земли с помощью пучков нейтрино от ускорителей.

Пучок нейтрино от ускорителей, расположенных на поверхности Земли, направляется через толщу Земли. В проекте GENIUS регистрация эффекта от пучка нейтрино реализуется путем регистрации звуков, вызываемых мюонами, идущими в равновесии с нейтринным пучком. В экспериментах GEMINI и GEOSCAN регистрируются мюоны на выходе пучков частиц. В проекте GEOTRON ускоритель располагается под поверхностью воды и распадная труба направляется в толщу Земли.

GENIUS



GEMINI



GEOSCAN

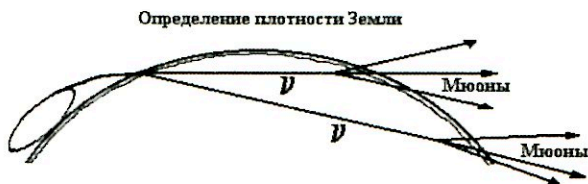


Рис. 105: Схемы проектов GENIUS, GEMINI, GEOSCAN.

GEOTRON

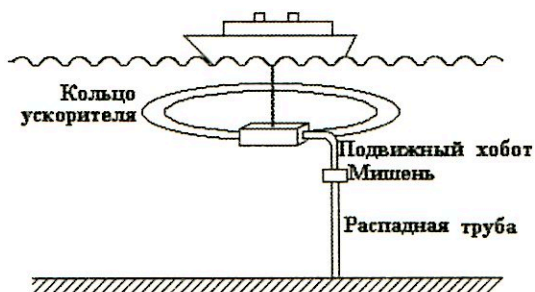


Рис. 106: Схема проекта GEOTRON.

Потоки мюонов, проходящие сквозь Землю, будут испытывать различные потери энергии, которые будут зависеть от свойств земных пород, встречающихся на их пути. Таким образом, по поглощению мюонов может быть определена плотность этих пород и залежи полезных ископаемых: нефти, газа и твердых пород различного состава (рис. 107).

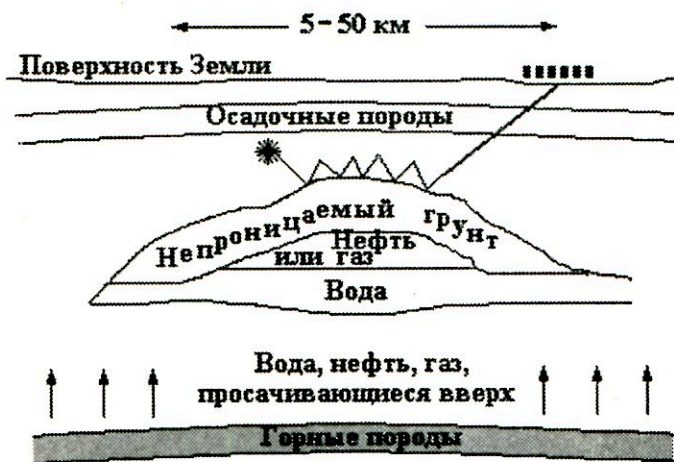


Рис. 107: Предполагаемое строение Земли, которое может быть обнаружено при просвечивании разных участков пучками нейтрино.

Во всех этих проектах предполагается использовать пучки протонов с энергией $E_p = 10$ ТэВ. Они направляются на неподвижную мишень, в

которой протекает реакция

$$p + A \rightarrow \pi^{\pm} K^{\pm}.$$

Родившиеся заряженные пионы и каоны с помощью магнитов направляются в полую трубу, в которой происходит их распад по следующим каналам:

$$\pi^{+} \rightarrow \mu^{+} + \nu_{\mu}, \quad K^{+} \rightarrow \mu^{+} + \nu_{\mu}.$$

Распадная труба ориентирована в глубь Земли и образовавшиеся в результате распада нейтрино могут просвечивать Землю по разным направлениям. Нейтрино, проходя сквозь Землю, образуют поток мюонов, который и регистрируется по выходе из Земли (GEMINI и GEOSCAN). В проекте GENIUS с помощью микрофонов регистрируется звук, распространяющийся в грунте от заряженных мюонов, идущих в равновесии с потоком нейтрино.

Литература

1. Окунь Л.Б. Лептоны и кварки. -М.: Наука, 1981; 4-е изд. М.: Издательство ЛКИ/URSS, 2008.
2. Новиков И.Д. Эволюция Вселенной. -М.: Наука, 1983.
3. Новиков И.Д. Как взорвалась Вселенная. -М.: Наука, 1988.
4. Латыпов Н.Н., Бейлин В.А., Верешков Г.М. Вакуум, элементарные частицы и Вселенная. -М.: Изд-во Моск. ун-та, 2001.

16 Экзотические частицы

К экзотическим следует отнести частицы, которые обладают нестандартными свойствами и пока не обнаружены, но входят в различные теоретические модели: Хиггс-бозоны, суперсимметричные частицы, магнитные монополи, тахионы, аксионы, WIMP-частицы.

16.1 Хиггс-бозоны

В электрослабой теории спонтанное нарушение симметрии, т.е. появление наряду с безмассовыми фотонами массивных W^{\pm} - и Z^0 -бозонов, связывают с существованием механизма Хиггса, реализуемым через поля Хиггса, которые в свою очередь связаны с существованием Хиггс-бозонов. Поиск Хиггс-бозонов является основной задачей на действующих и строящихся ускорителях частиц. В Стандартной Модели физики частиц предполагается существование скалярного хиггсовского бозо-

на. На ускорителе LEP сделана попытка обнаружения рождения Хиггс-бозона в реакции $e^+ + e^- \rightarrow Z^0 + H^0$. В эксперименте было поставлено ограничение на массу $m_{H^0} > 100$ ГэВ. В расширенной Стандартной Модели предполагается существование заряженных Хиггс-бозонов. Массы Хиггс-частиц не предсказываются в существующих теориях, однако делается предположение, что масса Хиггс-бозона не может быть больше 300 ГэВ. Большие надежды возлагаются на открытие хиггсовских полей, которые могли бы войти в состав физического вакуума.

16.2 Суперсимметричные частицы (SUSY-частицы)

Дальнейшее расширение Стандартной Модели предусматривает введение нового вида симметрии. Эта симметрия предполагает, что каждому фермиону (спин 1/2) должен соответствовать бозон (спин 1). Суперпартнеры обычных частиц приобретают в названии окончание *-ино*, например, фотон — фотино, гравитон — гравитино, бозон Хиггса — хиггсино. SUSY-партнер кварка называют скварк, а лептона — слептон.

Для характеристики суперсимметричных частиц вводится новое квантовое число, называемое *R*-четность. Для обычных частиц $R = +1$, для суперсимметричных частиц $R = -1$, причем $R = (-1)^{3B+L+2J}$, где B — барионное число, L — лептонное число и J — спиновое квантовое число. Предполагается, что *R*-четность сохраняется в электрослабых взаимодействиях. Благодаря сохранению *R* самая легкая суперсимметричная частица должна быть стабильной, поэтому она представляет интерес как кандидат на роль частицы темной материи (см. п. 2.2).

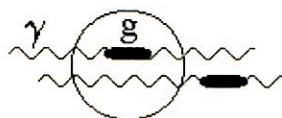
16.3 Магнитные монополи

Квантовая электродинамика справедлива в очень широких пределах от $2 \cdot 10^{-16}$ см до $5 \cdot 10^{10}$ см (80 радиусов Земли), т.е. ~ 25 порядков.

Однако в ней имеются нерешенные вопросы.

1. Почему квантуется электрический заряд?
2. Чем определяется значение электрического заряда и величина массы электрона?
3. Чем определяется количество заряженных лептонов?
4. Почему взаимодействие фотонов с адронами не описывается электродинамикой и приходится прибегать к модели векторной доми-

нантности — превращению фотона в векторный мезон, который сильно взаимодействует с адроном?



5. Как объяснить процесс глубоконеупругого рассеяния лептонов на адронах: $e + p \rightarrow h + e + p$? Приходится вводить кварковую стадию и строить квантовую хромодинамику.
6. Проблема монополя может быть решена только в случае, если он будет обнаружен в эксперименте.

В классической электродинамике магнитное поле создается магнитными диполями и **нет** монополей. Это утверждение содержится в уравнениях Максвелла

$$\begin{aligned}\operatorname{div} E &= 4\pi\rho_e, \\ \operatorname{div} B &= 0, \\ \operatorname{rot} B &= \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} j_e, \\ -\operatorname{rot} E &= \frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} j_m.\end{aligned}$$

В этих уравнениях отсутствует магнитный заряд. В 1931 году Дирак предположил, что вместо второго уравнения можно написать уравнение в виде

$$\operatorname{div} B = 4\pi\rho_m,$$

где ρ_m — плотность магнитного заряда. Так был введен в рассмотрение монополь Дирака. Если на расстоянии b от него движется частица со скоростью v , то действующая на эту частицу сила Лоренца

$$F = \frac{ev}{c} B = \frac{eg}{c} \frac{vb}{(b^2 + v^2 t^2)^{3/2}}$$

и частица получит импульс

$$\Delta p = \int F dt = \frac{2eg}{cb}.$$

Изменение импульса частицы связано с изменением углового момента

$$\Delta L = b \cdot \Delta p = \frac{2eg}{c}.$$

Т.к. орбитальный угловой момент $L = n\hbar$ квантуется, то отсюда вытекает квантование электрического заряда

$$e = \frac{n\hbar c}{2g}, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$

а магнитный заряд

$$g = \frac{n e}{2 \alpha_{\text{эм}}} = \frac{137}{2} e.$$

Швингер показал, что отсюда можно получить следующие заключения.

1. Существование магнитного монополя объясняет квантование электрического заряда.

2. Можно получить величину магнитного заряда. Таким образом, безразмерная константа взаимодействия двух монополей g получается очень большой

$$g = \frac{e \cdot 137}{2} \simeq 69e.$$

Это обстоятельство позволяет рассмотреть аналогии между взаимодействием монополей и сильным взаимодействием. При разрыве магнитного диполя не возникает магнитный монополи, а снова образуются диполи. То же происходит при разрыве кварковой струны — образуются дикварковые струны и не удастся выделить отдельный кварк (рис. 108).

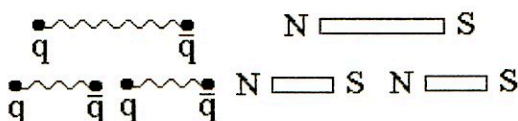


Рис. 108: Аналогия между магнитными диполями и парами кварков.

На опыте не наблюдается изолированный монополи, возможно из-за огромной силы, действующей между монополями.

В 1974 году т'Хофт и Поляков ввели представление о возможном существовании сверхтяжелых монополей с массой $M_X \sim 10^{15} \div 10^{16}$ ГэВ.

Такие сверхтяжелые монополи не могут быть получены на ускорителях. Сделано предположение, что они могли образоваться в ранней Вселенной. Они были введены в GUT-модель и получили название GUT-монополей (рис. 109). Эти монополи имеют сложную структуру и могут служить катализаторами распада нуклона.

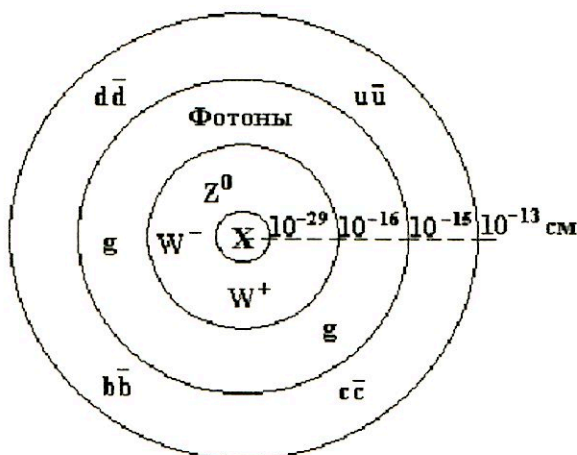


Рис. 109: Структура GUT-монополя.

GUT-монополю имеет, помимо магнитного заряда, связанного с электрическим зарядом, еще и цветной магнитный заряд $g_{MC} = \frac{1}{2l_{\min}} \neq 0$, который экранируется на расстояниях ~ 1 фм. Сверхтяжелый монополю вызывает несохранение барионного заряда (т.е. распад протона) $M + p \rightarrow M + e^+ + \pi^0$. Сечение этого процесса σ сравнимо с сечением сильного взаимодействия $\sigma \approx 10^{-26}$ см².

Структура GUT-монополя такова, что, благодаря ненарушенной симметрии в центральной области, он может служить катализатором распада протона (рис. 110). Его масса $m_M \approx \frac{M_X}{\alpha_{\text{эм}}} \sim 10^{17}$ ГэВ, где $M_X \sim 10^{15}$ ГэВ — масса векторного бозона, связанного с масштабом нарушения симметрии.

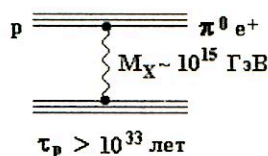


Рис. 110: Схема распада протона под действием GUT-монополя.

Ненарушенная симметрия существовала в момент Большого Взрыва; все взаимодействия имели одну константу (GUT-модель).

16.3.1 Поиски монополей

1. Поиск монополей по величине ионизации вдоль следа монополя.

Магнитный заряд $g = n \cdot \frac{137}{2} \cdot e = n \cdot 68.5 \cdot e$; $\frac{g^2}{\hbar c} \sim 34 \gg 1$.

Около монополя существует связанное электромагнитное поле. Монополю ионизирует вещество за счет этого электромагнитного поля. Если он движется со скоростью v , то

$$\frac{\text{ионизация монополя}}{\text{ионизация электрона}} = \left(\frac{g}{e}\right)^2 \left(\frac{v}{c}\right)^2,$$

где c — скорость электромагнитного поля. $\left(\frac{g}{e}\right)^2 = (68.5)^2 = 4692$, т.е. монополю ионизирует в 4692 раза значительно, чем частица с однократным электрическим зарядом (как ядро с $Z = 68.1$). Кроме того, ионизация не зависит от скорости монополя, т.к. определяется скоростью света c , т.е. ионизация постоянна вдоль следа частицы. У электрона ионизация $\sim \frac{1}{v^2}$, а т.к. $\frac{dE}{dx} \sim E^2$, $E \sim \frac{q v}{b^2 c}$, то у монополя потери энергии на ионизацию $\frac{dE}{dx} \sim \frac{q^2}{b^2} \cdot \frac{v^2}{c^2} \cdot \frac{1}{v^2} \sim \frac{1}{c^2} \sim \text{const}$.

В фотоэмульсии след монополя мог бы существенно отличаться от следа ядра (рис. 111). Это связано с процессом захвата электронов ядром и уменьшением ионизирующей способности ядра к концу его следа.

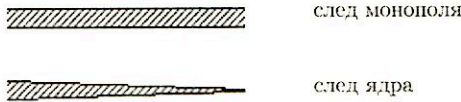


Рис. 111: Предполагаемые следы монополя и ядра в фотоэмульсии.

Помимо фотоэмульсии для поиска монополей используется метод травления, который позволяет определить след монополя после его прохождения через пластическое вещество.

Предполагается, что монополи абсолютно стабильны и могут рождаться, например, в процессе $e^+e^- \rightarrow M\bar{M}$ (рис. 112).

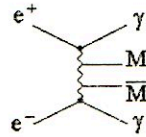


Рис. 112: Одна из возможностей рождения монополю-антимонопольных пар.

2. Поиск сверхтяжелых монополей с использованием техники времени пролета. Такие монополи скорее всего нерелятивистские и имеют скорость $\frac{v}{c} \sim 10^{-2} \div 10^{-4}$, которую можно измерить в пределах установки.

3. Поиск монополей по наведенному электрическому току в витке проволоки (эксперимент Кабреры, идея Альвареца, рис. 113). Когда моно-

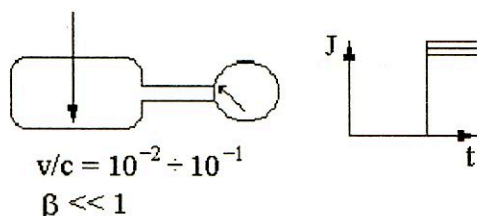


Рис. 113: Схематическое изображение эксперимента Кабреры.

поль проходит сквозь виток проволоки, в нем индуцируется электрический ток J , который может быть измерен. В отсутствие монополя ток $J = 0$, после прохождения монополя через виток будет зарегистрирован скачок тока. В 1982 году Кабрера зарегистрировал подобный сигнал.

К настоящему времени получены только ограничения на потоки монополей (рис. 114): $I < 10^{-15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$, $\beta = 1$.

Астрофизические ограничения на поток сверхтяжелых монополей: $I < 10^{-20} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$.

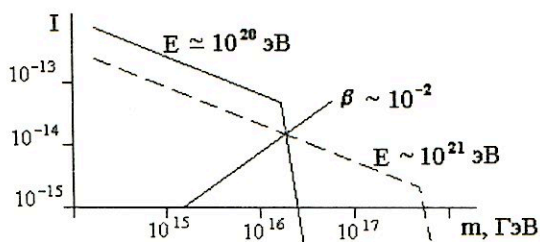


Рис. 114: Модельные ограничения на потоки монополей в зависимости от их массы.

16.4 Тахионы

Тахионы — так принято называть частицы, которые имеют скорость v больше скорости света: $v > c$.

Посмотрим, как отразится в формулах такое утверждение.

$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$ $\beta = \frac{v}{c} > 1$, если $v > c$, то $\sqrt{1-\beta^2}$ — мнимая величина.

Чтобы измеряемая на опыте величина E была действительной, полагают,

что масса $m = \mu\sqrt{-1} = \mu i$. Тогда $E = \frac{\mu c^2}{\sqrt{\beta^2 - 1}}$ будет действительной величиной, т.к. $\beta > 1$.

Используя соотношение $E^2 - p^2 c^2 = m^2 c^4$ можно определить m^2 . Если $v < c$, то $pc < E$ и $E^2 - p^2 c^2 > 0$, т.е. $m^2 > 0$. Если $v > c$, то $pc > E$ и $m^2 < 0$. На рис. 115 показано распределение m^2 , получающееся во многих экспериментах. При соударении протона с протоном рождается много вторичных частиц: $p + p = c_1 + c_2 \dots c_i + c_n$. Для определения квадрата массы системы двух частиц ij используется формула $m_{ij}^2 = (\sum E_{ij})^2 + (\sum p_{ij})^2$. Определение энергии каждой из частиц и импульса обычно включает некоторую неточность: $E = E \pm \Delta E$ и $p = p \pm \Delta p$. Неточности ΔE и Δp могут быть таковы, что вычисленные значения m_{ij}^2 могут быть меньше нуля. На рисунке заштрихована

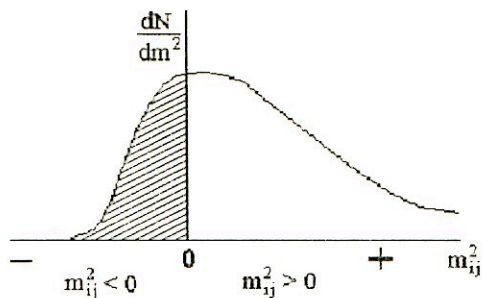


Рис. 115: Распределение по m_{ij}^2 , полученное при обработке событий множественного рождения частиц в pp -соударениях высокой энергии. m_{ij}^2 — квадрат эффективной массы любых двух частиц i, j , родившихся в результате соударения.

область, в которой $m_{ij}^2 < 0$. Казалось бы, это свидетельствует о рождении тахионов в результате соударения частиц высоких энергий. Однако детальный анализ показывает, что это может быть следствием погрешности в определении энергии E_i, E_j и импульсов p_i, p_j .

Можно отметить следующие особенности в поведении тахионов.

1. С ростом скорости тахиона его энергия падает, поскольку $p^2 c^2$ становится больше E^2 .
2. У обычных частиц $E > pc$, а у тахионов $E < pc$.
3. Меняется последовательность процессов. Один наблюдатель будет видеть сначала поглощение, а затем — испускание; другой — наоборот.

Поиски тахионов дают пока отрицательный результат.

16.5 Аксионы

Аксионы введены в рассмотрение в моделях, связанных с нарушениями CP -симметрии в сильных взаимодействиях. Возникающий при таком нарушении голдстоуновский бозон называется аксионом. Он есть следствие существования дополнительного поля — поля аксиона, появление которого подобно появлению поля Хиггса. В GUT-моделях рассматриваются аксионы безмассовые и массивные. Нижний предел для масс аксионов, получающихся из различных астрофизических оценок, составляет $10^{-3} \div 10^{-5}$ эВ. Поиск аксионов ведется в лабораторных условиях в различных взаимодействиях их с фотонами или атомарными электронами. Если аксион является массивной частицей, то его можно рассматривать в качестве кандидата в частицы темной материи. До настоящего времени не найдено никаких признаков существования аксионов.

16.6 WIMP-частицы

Гипотеза о существовании слабовзаимодействующих массивных частиц (Weak Interaction Massive Particle — WIMP-частица) также возникла в связи с проблемой темной материи, которая является крайне интересной астрофизической проблемой. В настоящее время предложено много проектов по поиску таких частиц.

В апреле 2003 года в Великобритании открылась новая подземная лаборатория Boulby Underground. Она расположена на глубине 1 км в бывших соляных коях Северного Йоркшира. Постройка лаборатории стоила 31 миллион фунтов стерлингов. В лаборатории будут проводиться эксперименты по поиску WIMP-частиц.

Будут работать три эксперимента для регистрации темной материи:

NAIAD (Na I Advanced Array Detector);

ZEPLIN (с использованием ZonEd с пропорциональным сцинтиллятором в жидком Noble газе, в данный момент с жидким ксеноном);

DRIFT (Directional Recoil Identification From Tracks) — первый эксперимент, в котором помимо регистрации WIMPs будет также определяться направление их прихода.

Существенные результаты достигнуты в эксперименте DAMA, который претендует на регистрацию WIMP-частиц.

В состав темной материи могут быть включены экзотические частицы: монополи, тахионы, Хиггс-бозоны, а также массивные нейтрино.

Литература

1. Клапдор-Клайнротхаус Г.В., Цюбер К. Астрофизика элементарных частиц. -М.: Редакция журнала УФН, 2000.
2. PHYSICS LETTERS B. Review of Particle Physics, v. 592, iss. 1-4, 15 July 2004.
3. Окунь Л.Б. Введение в физику элементарных частиц. -М.: Наука, 1988.

17 Космические лучи

17.1 История исследования

Космические лучи — одно из интереснейших явлений природы, изучение которого дало значительные результаты и представляет исключительный интерес в связи с актуальными проблемами ядерной физики и астрофизики. Космические лучи были открыты в начале XX века в экспериментах Кольхерстера, Гоккеля, Гесса. Последний высказал гипотезу о существовании особого проникающего, ионизирующего излучения, идущего сверху и ослабляющегося вследствие поглощения по мере проникновения в нижние слои атмосферы.

В экспериментах Кольхерстера с использованием воздушного шара (1913–1914 гг.) был изучен ход возрастания ионизации до высот свыше 9 тыс. метров. Эксперименты окончательно показали внеземное происхождение этого вида излучения. В дальнейшем в экспериментах Милликена (1922–1925 гг.) регистрирующая аппаратура поднималась до 15.5 км на шарах-зондах. В течение долгого времени до 1929 года ионизационная камера оставалась единственным детектором при исследовании космических лучей. В результате экспериментов, выполненных с помощью ионизационных камер, было установлено изменение ионизационного эффекта в зависимости от глубины уровня наблюдения, и определен коэффициент поглощения космического излучения в атмосфере.

Природу космического излучения исследовали, используя в качестве детектора камеру Вильсона, и особенно камеру Вильсона, помещенную в магнитное поле. Впервые камеру Вильсона в магнитное поле поместил Д.В.Скобельцын. Эти эксперименты показали, что среди космических частиц присутствуют как положительно, так и отрицательно заряженные частицы. Предположение о том, что наблюдаемые в камере Вильсона легкие частицы с положительным зарядом являются позитронами, было впервые высказано Андерсеном. В этих экспериментах было осуществлено открытие позитрона, что явилось подтверждением теории Дирака, развиваемой в это время.

В экспериментах с камерой Вильсона было открыто новое явление — образование ливней, состоящих из многих заряженных частиц. Но следует заметить, что все эти исследования проводились под очень толстым слоем атмосферы (1000 г на квадратный см). К этой серии экспериментов следует отнести также эксперименты, выполненные Росси, который регистрировал космические частицы, используя счетчики Гейгера, расположенные под различными толщинами вещества (свинца). Удалось обнаружить существование двух компонент космического излучения на уровне Земли: мягкой, которая быстро поглощалась свинцовым фильтром, и жесткой, которая проникала под значительные толщины свинца. Дальнейшее изучение показало, что мягкая компонента состоит в основном из электронов вторичного происхождения, а жесткая компонента — из мюонов тоже вторичного происхождения. Вопрос об энергии, несомой космическими частицами, и об их природе исследовался долгие годы в экспериментах как на уровне моря, так и на различных высотах в атмосфере. В этих исследованиях при энергиях $100 \div 300$ ГэВ помимо позитронов были открыты μ -мезоны, π -мезоны (π^\pm и π^0) и странные частицы (K -мезоны и Λ -гипероны), а также детально изучено множественное рождение вторичных частиц в результате сильного взаимодействия.

Долгое время космические лучи являлись основным источником частиц высоких энергий для изучения процессов, происходящих при их взаимодействиях с атомными ядрами, пока не вступили в строй ускорители частиц, позволившие значительно точнее изучать эти явления.

17.2 Методы исследования космического излучения

В настоящее время в связи с развитием экспериментальной техники исследование космических лучей выполняется за пределами атмосферы (на спутниках) и на больших высотах в атмосфере Земли с использованием шаров-зондов. Процессы, происходящие в земной атмосфере, исследовались с помощью многочисленных экспериментальных установок, располагающихся как на поверхности Земли, так и в подземных лабораториях. Схематическое изображение этих экспериментов можно увидеть на рис. 116.

На рис. 117 показаны основные процессы, которые происходят с первичной космической частицей при попадании ее в атмосферу Земли.

Экспериментальные установки для изучения космических частиц, расположенные на горах, состоят, как правило, из детекторов калориметрического типа, в которых помимо определения энергии упавшей частицы

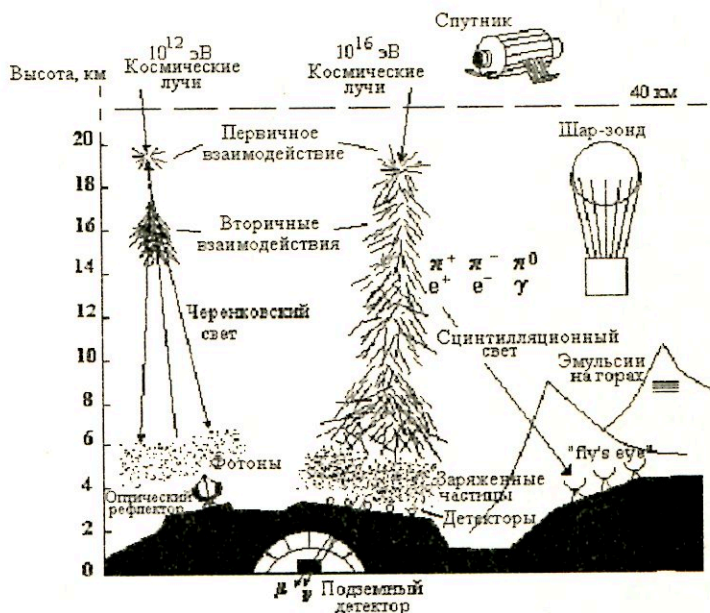


Рис. 116: Схематическое изображение экспериментов по изучению космического излучения.

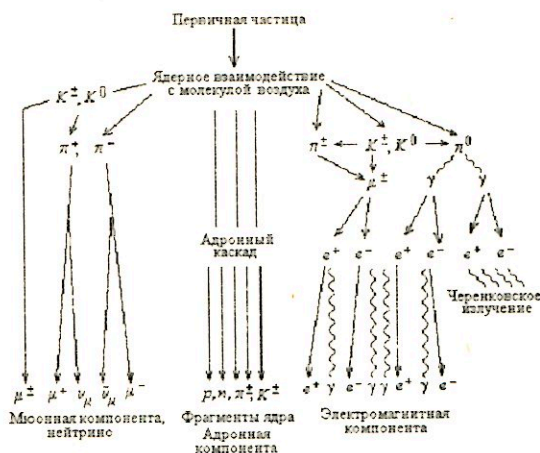


Рис. 117: Схематическое изображение процессов, происходящих с первичными частицами в атмосфере Земли.

можно проследить также за вторичными процессами, происходящими при прохождении космической частицы через вещество калориметра.

Калориметрические установки могут иметь большую площадь (10×10 кв. м). В качестве регистрирующих детекторов в калориметрах используются сцинтилляторы, ионизационные камеры и рентгеноэмульсионные пленки. Помимо калориметров экспериментальные установки содержат детекторы черенковского излучения, детекторы, регистрирующие испускание сцинтилляционного света частицами в атмосфере Земли ("fly's eye"), а также большое число сцинтилляционных детекторов, покрывающих значительные площади вокруг калориметрических детекторов (вплоть до 1×1 кв. км). Детекторы, покрывающие большие площади, служат для регистрации широких атмосферных ливней, создаваемых космическими частицами высокой энергии при прохождении через атмосферу. Подробности о таких установках см. в п. 3.3.4.

17.3 Энергетический спектр первичного космического излучения

Особый интерес представляет изучение энергетического спектра первичного космического излучения. На рис. 118 показаны экспериментальные данные об интенсивности первичных космических частиц в разных энергетических интервалах, полученные в многочисленных экспериментах. Приводятся данные для протонов и всех сильновзаимодействующих частиц, включая ядра. Отдельно показан спектр электронов, позитронов, антипротонов там, где эти частицы идентифицированы. Интенсивность космических частиц при энергии ЛНС составляет 10^4 событий на км^{-2} год^{-1} — на ЛНС при этой же энергии можно получить $> 10^7$ событий в один день.

Данные об энергетическом спектре первичного космического излучения особенно интересны для решения различных астрофизических задач. Из рисунка видно, что диапазон изменения энергии первичных космических частиц очень широк: от 10^0 до 10^{11} ГэВ. В разных энергетических интервалах для определения энергии первичной частицы используются различные методики. В начальном участке энергетического спектра энергии первичных протонов определялись по широтному эффекту космического излучения. Благодаря существованию магнитного поля у Земли, на экватор могут попасть частицы, энергия которых превышает 15 ГэВ. В полярные области могут проникать частицы любых энергий.

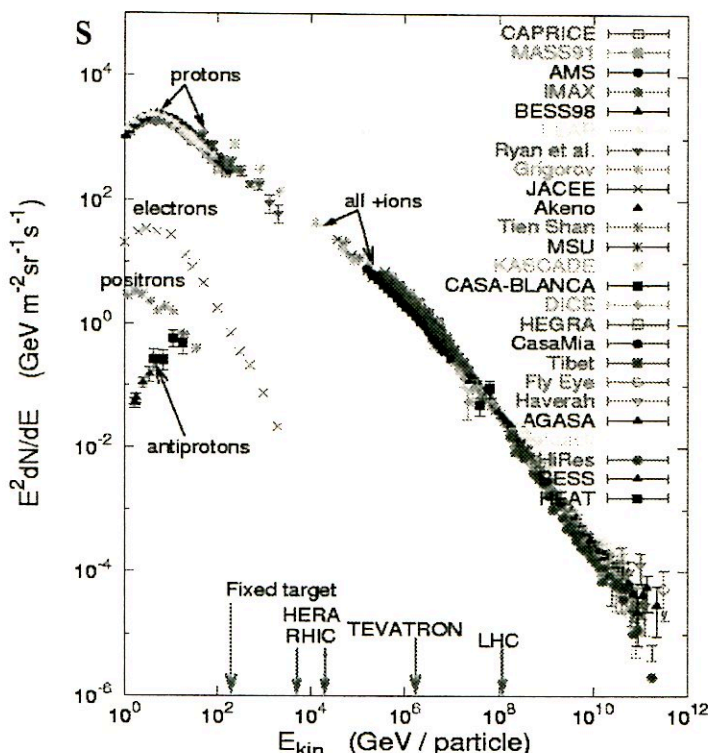


Рис. 118: Дифференциальный энергетический спектр первичного космического излучения. Стрелками над энергетической шкалой показаны энергии частиц, получающиеся на различных ускорителях: SpS, HERA, RHIC, TEVATRON, LHC.

Значительное количество экспериментов выполнено за пределами атмосферы Земли. В диапазоне энергий от 10^2 до 10^5 ГэВ в качестве детекторов использовались калориметрические установки, располагающиеся на искусственных спутниках Земли или шарах-зондах. При энергиях $> 10^5$ ГэВ энергия определялась по широким атмосферным ливням, развивающимся в атмосфере и регистрируемым на поверхности Земли.

Энергетический спектр первичного космического излучения можно аппроксимировать степенной функцией: $dN/dE = a_0/E^\gamma$. В дифференциальном спектре показатель степени $\gamma = 2.8$ при энергиях до 10^5 ГэВ. В интервале энергий $10^5 \div 10^6$ ГэВ показатель γ изменяется плавно и при $E > 10^6$ ГэВ становится равным 3.2. При $E > 10^{10}$ ГэВ снова намечается тенденция к изменению показателя спектра вплоть до $\gamma \sim 2.8$.

Таким образом, можно отметить следующие особенности первичного спектра космического излучения: излом спектра при $E = 10^6$ ГэВ (называемый в литературе “колено”), излом спектра при $\sim 10^{10}$ ГэВ (называемый “лодыжка”). Частицы с энергией $> 10^{11}$ ГэВ принято называть ультравысокоэнергичными космическими частицами (UHECR). К настоящему времени наблюдается порядка 10 таких частиц. По гипотезе Грайзена, Зацепина, Кузьмина (ГЗК) таких частиц вообще не должно быть, т.е. спектр должен обрываться. Гипотеза ГЗК состоит в том, что первичные космические частицы высоких энергий сталкиваются с реликтовым γ -излучением, заполняющим Вселенную, открытым в середине 60-х годов. В результате такого столкновения космические частицы должны терять значительную долю энергии и выбывать из данного энергетического интервала. Наблюдение UHECR противоречит этой гипотезе и ставит новый вопрос: каково происхождение таких частиц?

На рис. 119 показан участок энергетического спектра космических частиц, в котором наблюдались UHECR. Линиями показано предполага-

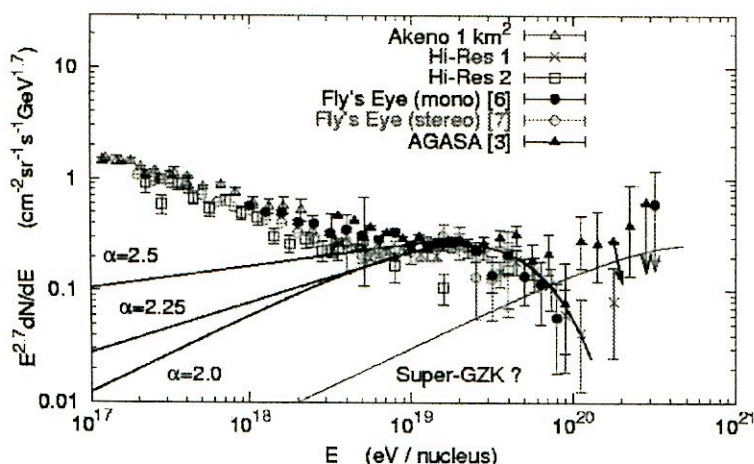


Рис. 119: Энергетический спектр космических частиц в области UHECR.

емое изменение спектров вследствие эффекта ГЗК. Основная реакция, которая может объяснить уменьшение интенсивности высокоэнергичных частиц, есть взаимодействие протона с реликтовым фотоном и образование при этом дельта-изобары, которая распадется затем на пион и протон. Пороговая энергия при этом $E_{th} = k \frac{m_{\pi} m_p}{2\varepsilon} \approx 10^{19}$ эВ, где $\varepsilon = 10^{-3}$ эВ, что соответствует температуре реликтового фотона $T \approx 2.7^\circ \text{K}$. Если

предположить, что вместо протона образуется какая-либо более тяжелая частица с массой M_X , то пороговая энергия может сдвинуться в область более высоких энергий, названную сверхвысокоэнергичной областью для гипотезы ГЗК (Super GZK).

Пока только один эксперимент (AGASA) свидетельствует об отсутствии эффекта ГЗК и существовании UHECR.

Отмеченные особенности энергетического спектра первичного космического излучения связываются с различными гипотезами о происхождении космических лучей. Возможно, что большая часть космических частиц имеет галактическое происхождение, а частицы очень высоких энергий — метагалактическое.

17.4 Природа первичного космического излучения

При изучении первичного космического излучения помимо энергии, которую несут космические частицы, представляет интерес их природа. Природа первичного космического излучения достаточно хорошо изучена при сравнительно невысоких энергиях первичных частиц. На рис. 120 показан дифференциальный спектр космических частиц различной природы с кинетической энергией от 10^1 до 10^6 МэВ/нуклон. Основную долю частиц составляют протоны, затем ядра гелия, углерода и железа.

В табл. 24 показан состав космического излучения в зависимости от заряда ядра Z . Доля F , показанная в таблице, приводится относительно ядер кислорода, поток которых при кинетической энергии 10.6 ГэВ/нуклон равен $3.26 \times 10^{-6} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ стер}^{-1} (\text{ГэВ/нуклон})^{-1}$.

Таблица 24

Состав космического излучения в зависимости от заряда ядра Z

Z	Элементы	Доля частиц F	Z	Элементы	Доля частиц F
1	H	485	13-14	Al, Si	0.19
2	He	26	15-16	P, S	0.03
3-5	Li, B	0.40	17-18	Cl, Ar	0.01
6-8	C, O	2.2	19-20	K, Ca	0.02
9-10	F, Ne	0.3	21-25	Se, Mn	0.06
11-12	Na, Mg	0.22	26-28	Fe, Ni	0.12

Природа космических частиц при более высоких энергиях изучается. Получаемые экспериментальные данные пока противоречивы, но имеются указания, что при более высоких энергиях преобладают ядра тяжелее водорода.

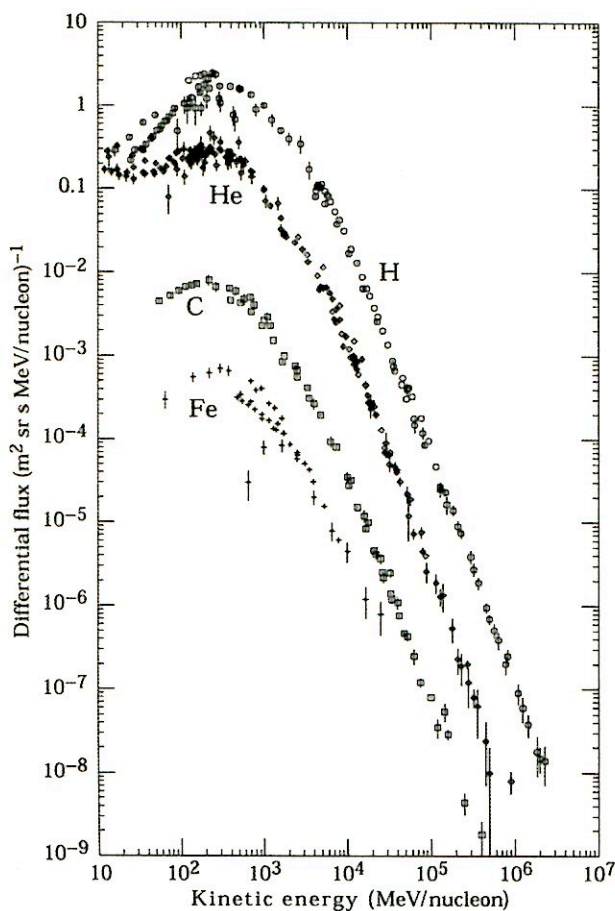


Рис. 120: Дифференциальный спектр первичного космического излучения.

17.5 Космические лучи в атмосфере Земли

Дифференциальный энергетический спектр первичных протонов при энергиях до 10^5 ГэВ дается выражением

$$I_N(E, 0) \approx 1.8E^{-\gamma} \text{ нуклонов см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ стер}^{-1} \text{ ГэВ}^{-1},$$

где $\gamma = 2.7$.

Первичные космические протоны (или ядра), попадая в атмосферу Земли и сталкиваясь с атомами воздуха (кислород и азот), образуют вторичную компоненту космического излучения.

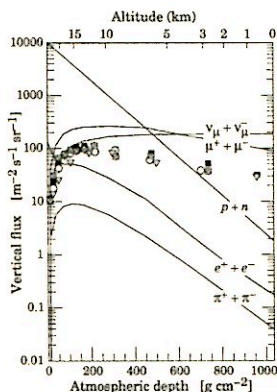


Рис. 121: Вертикальный поток космических частиц в атмосфере с энергией $E > 1$ ГэВ. Значками показаны данные измерений для отрицательных мюонов с $E_\mu > 1$ ГэВ.

$\epsilon_\pi = 115$ ГэВ, $\Lambda \approx 120$ г см⁻² на высоте 15 км.

$$I_\pi(E_\pi, X) \approx \frac{Z_{N,\pi}}{\Lambda_N} I_N(E_\pi, 0) e^{-X/\Lambda} \frac{X E_\pi}{\epsilon_\pi},$$

$Z_{N,\pi} \approx 0.079$, т.к. большинство пионов с энергией меньше, чем критическая энергия ϵ_π , скорее распадаются, чем взаимодействуют. От распада $\pi^+\pi^-$ -мезонов накапливаются $\mu^+\mu^-$ -мезоны и сопровождающие их нейтрино $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$. При распаде π^0 -мезонов на фотоны образуются электроны и позитроны (e^+, e^-).

17.6 Экзотические события в космических лучах

17.6.1 Кентавр-события

Многолетние измерения процессов, происходящих с космическими частицами в атмосфере Земли, выполненные различными экспериментальными методиками, привели к обнаружению ряда экзотических явлений, не укладывающихся в современное представление о взаимодействиях при высоких и сверхвысоких энергиях. Одним из первых экзотических явлений, наблюдаемым в 80-х годах прошлого века, было событие, зарегистрированное установкой калориметрического типа. В этом событии

На рис. 121 показан вертикальный поток космических частиц с энергией > 1 ГэВ в зависимости от глубины в атмосфере. Поглощение первичных нуклонов в атмосфере с образованием вторичных частиц происходит по экспоненте, которая на рисунке показана прямой линией. Таким образом, вертикальная интенсивность нуклонов на глубине X (г см⁻²) в атмосфере дается выражением $I_N(E, X) \approx I_N(E, 0)e^{-X/\Lambda}$, где Λ — пробег поглощения нуклонов в воздухе.

Соответствующее выражение для вертикальной интенсивности заряженных пионов с энергией $E_\pi < \epsilon_\pi$,

наблюдалось аномальное соотношение между заряженными и нейтральными адронами, возникшими при соударении частицы высокой энергии с ядром углерода. В соответствии с принципом изотопической инвариантности количество нейтральных пионов должно равняться количеству заряженных пионов. Событие, которое было зарегистрировано японскими физиками, содержало только заряженные пионы при полном отсутствии нейтральных. Это событие было названо "Кентавром". Дальнейшие эксперименты с аналогичной методикой, выполняющиеся в разных коллаборациях (коллаборация Памир, японо-бразильская коллаборация и др.), были нацелены на поиск таких событий.

До настоящего времени такие события не наблюдались в экспериментах, выполняющихся на ускорителях. Это в первую очередь связано с тем, что в космических лучах эти события наблюдаются в области фрагментации налетающей частицы, которая не регистрируется в экспериментах на ускорителях. Тем не менее, планируется поиск таких событий в экспериментах на строящемся коллайдере ЛНС.

В табл. 25 приводится статистика Кентавр-событий, накопленная за все эти годы.

Таблица 25

Статистика Кентавр-событий, накопленная в разных экспериментах

Лаборатория	Высота, м (г/см ²)	Поглотители над камерами	Экспозиция, м ² в год	Кол-во Кентавр-событий
г. Чакалтайа (Бразилия-Япония)	5200 (540)	2-слойный углерод	300	8
Памир (СССР-Польша)	4300 (600) или 4900	углерод	500	3
Памир (Россия-Япония)	4300	углерод или толстый свинец	530	2

Из таблицы видно, что количество Кентавр-событий очень невелико. Характеристики этих событий представлены в табл. 26.

Таблица 26

Характеристики Кентавр-событий

Средняя энергия первичных частиц,	$\langle E \rangle \geq 1.74 \cdot 10^6$ ГэВ
Средняя множественность адронов	$\langle N_h \rangle = 64 \div 90$
Множественность фотонов (γ)	0
Средняя псевдобыстрота испущенных барионов	$\langle \eta_{\text{лаб}} \rangle = 9.9 \pm 0.2$
Средний поперечный импульс	$\langle p_{\perp} \rangle = 1.75 \pm 0.7$ ГэВ/с

Основной особенностью Кентавр-событий является отсутствие фотонов среди продуктов распада Кентавр-файрбола, возникающего в Кентавр-событиях.

Другие характеристики Кентавр-файрбола, полученные из модельных соображений о кварк-глюонной плазме и показанные в табл. 27, свидетельствуют о его обогащении странными кварками, что в конечном итоге может привести к образованию странжелетов. Такое название получили объекты типа файрболов, образующиеся в сильных взаимодействиях адронов.

Таблица 27

Рассчитанные из модельных соображений о кварк-глюонной плазме характеристики Кентавр-событий

Масса	$M_{fb} = 180 \pm 60 \text{ ГэВ}$
Объем	$V_{fb} \leq 75 \div 100 \text{ фм}^3$
Плотность энергии	$\varepsilon > 2.4 \pm 1 \text{ ГэВ/фм}^3$
Барнохимический потенциал	$\mu_b = 1.8 \pm 0.3 \text{ ГэВ}$
Температура	$T_{fb} = 130 \pm 6 \text{ МэВ}$
Плотность кварков в файрболе	$\langle \rho_q \rangle = 8 \pm 3 \text{ фм}^{-3}$
Плотность барионов в файрболе	$\langle \rho_b \rangle = 2.7 \pm 1 \text{ фм}^{-3}$
Плотность странных кварков	$\rho_s \sim 0.14 \text{ фм}^{-3}$
Плотность антикварков	$\rho_{\bar{q}} \sim 3.6 \cdot 10^{-3} \text{ фм}^{-3}$
Плотность глюонов	$\rho_g \sim 0.6 \text{ фм}^{-3}$
Плотность энтропии	$S \sim 16.4 \text{ фм}^{-3}$
Плотность энтропии/барион	$\langle \rho_q \rangle = 8 \pm 3 \text{ фм}^{-3}$
Плотность барионов в файрболе	$S/\rho_b \sim 6$
Плотность странность/барион	$\rho_s/\rho_b \sim 0.06$
Конечное отношение заряда к бариону	$(Z/A)_f \sim 0.4$
Избыток странности	$N_s - N_{\bar{s}} \sim 14$
Предсказанное отношение частиц	$N_{\pi}/N_N \approx 7 \cdot 10^6$
Кентавр-странжелет	
Масса	$A \sim 10^{15}$
Заряд/барион	$Z/A \sim 0$
Странность/барион	$f_s \sim 1$

Такие файрболы обогащены странными кварками, которые могут возникнуть в результате электрослабых процессов превращения нестранных u - и d -кварков в s -кварки. Поиск странжелетов ведется как в экспериментах на ускорителях, так и в экспериментах по изучению природы космического излучения за пределами земной атмосферы. В таком случае распад Кентавр-файрбола на странжелеты может присутствовать при образовании гипотетических странных звезд в космическом пространстве. Пока поиск странжелетов не увенчался успехом.

Регистрация Кентавр-событий или странжелетов в экспериментах на ускорителях может служить доказательством образования кварк-глюонной плазмы при соударениях частиц высоких энергий, если рассчитанные характеристики Кентавр-файрбола совпадут с экспериментально измеренными.

17.6.2 Компланарность

Другим экзотическим явлением, наблюдаемым в космических экспериментах, стало компланарное рождение частиц высоких энергий. Это явление получило название “выстроенность”. Явление выстроенности энергетически выделенных центров (ЭВЦ) в гамма-адронных семействах наблюдалось в экспериментах сотрудничества Памир-Чакалтайа при анализе семейств, удовлетворяющих критериям $\Sigma E_\gamma \geq 100$ ТэВ и $N_\gamma \geq 3$. Семейства наблюдались в рентген-эмульсионных камерах, расположенных под углеродными или свинцовыми поглотителями. В этих семействах практически вдоль одной прямой располагались три, четыре, пять ЭВЦ. Оказалось, что доля таких событий по отношению к полному числу зарегистрированных событий возрастает с ростом ΣE_γ и числа адронов в семействе N_h . На рис. 122 показана доля семейств с выстроенностью от количества рассматриваемых ЭВЦ в каждом семействе.

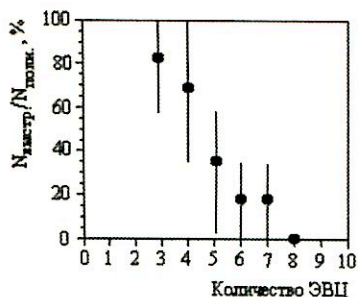


Рис. 122: Зависимость доли семейств с выстроенностью от количества энергетически выделенных центров (ЭВЦ).

Явление выстроенности свидетельствует о том, что вторичные частицы вылетают при рождении в одной азимутальной плоскости, т.е. они компланарны. Можно предположить, что компланарное рождение высокоэнергичных частиц в процессе соударения может быть связано с проявлением свойств хромодинамических струй. Следует заметить, что компланарность вторичных высокоэнергичных частиц зарегистрирована в событиях при взаимодействии частиц очень высокой энергии $E > 10^7$ ГэВ.

Литература

1. Скобельцын Д.В. Космические лучи. -Л.-М.: ОНТИ ИКТП,1936.
2. Мурзин В.С.. Введение в физику космических лучей. -М.: Атомиздат, 1988.
3. THE EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL C. Particles and Fields. *Zeitschrift für Physik C.* v.15, No.1-4, 2000. Springer.
4. *Physics of Particles and Nuclei*, v.34, No. 3, 2003, p.285-347 (ЭЧАЯ, т.34, №3, 2003, с.565-678). Eva Gladysz-Dziaduś. Are Centauros Exotic Signals of the Quark-Gluon Plasma?
5. Аминева Т.П., Сарычева Л.И. Фундаментальные взаимодействия и космические лучи. -М.: URSS, 1999.
6. Ракобольская И.В., Копенкин В.В., Манагадзе А.К. и др. Особенности взаимодействий адронов космических лучей сверхвысоких энергий. -М.: Изд-во Моск. ун-та, 2000.

Автор благодарна проф. Л.В.Блохинцеву, проф. Н.Н.Калмыкову, д.ф.-м.н. А.М.Снигиреву, к.ф.-м.н. Е.Е.Забродину, к.ф.-м.н. Н.В.Никитину, которые взяли на себя труд прочитать рукопись и внесли ряд ценных замечаний.

Автор весьма признательна К.И.Стратилатовой, проделавшей большую работу по редактированию первого издания учебного пособия.

Большая часть технической работы по оформлению рукописи была выполнена Н.П.Карпинской. Автор приносит ей свою глубокую благодарность.

Другие книги нашего издательства:



URSS

Астрономия и астрофизика

- Куликовский П. Г. Справочник любителя астрономии.
 Ефремов Ю. Н. Вглубь Вселенной. Звезды, галактики и мироздание.
 Шварцшильд М. Строение и эволюция звезд.
 Бааде В. Эволюция звезд и галактик.
 Кинг А. Р. Введение в классическую звездную динамику.
 Горбунов Д. С., Рубаков В. А. Введение в теорию ранней Вселенной.
 Бочкарев Н. Г. Основы физики межзвездной среды.
 Чернин А. Д. Звезды и физика.
 Сажин М. В. Современная космология в популярном изложении.
 Левитан Е. П. Физика Вселенной: экскурс в проблему.
 Попова А. П. Занимательная астрономия.
 Попова А. П. Астрономия в образах и цифрах.
 Хлопов М. Ю. Космомикрофизика.
 Хлопов М. Ю. Основы космомикрофизики.
 Сурдин В. Г. Астрономические задачи с решениями.
 Николаев О. С. Физика и астрономия: Курс практических работ для средней школы.
 Баренбаум А. А. Галактоцентрическая парадигма в геологии и астрономии.
 Ипатов С. И. Миграция небесных тел в Солнечной системе.
 Дорофеева В. А., Макалкин А. Б. Эволюция ранней Солнечной системы.
 Кусков О. Л. и др. Системы Юпитера и Сатурна.
 Тверской Б. А. Основы теоретической космофизики.
 Хван М. П. Неистовая Вселенная: от Большого взрыва до ускоренного расширения, от кварков до суперструн.

Квантовая механика и квантовая теория поля

- Фок В. А. Начала квантовой механики.
 Фок В. А. Квантовая физика и строение материи.
 Фок В. А. Работы по квантовой теории поля.
 Бройль Л. де. Введение в волновую механику.
 Кемпфер Ф. Основные положения квантовой механики.
 Мотт Н., Снеддон И. Волновая механика и ее применения.
 Грин Х. Матричная квантовая механика.
 Тарасов Л. В. Основы квантовой механики.
 Тарасов Л. В. Введение в квантовую оптику.
 Флюгге З. Задачи по квантовой механике. В 2 кн.
 Горбачевич А. К. Квантовая механика в общей теории относительности.
 Клиин С. Я. Квантовая оптика: поля и их детектирование.
 Вильф Ф. Ж. Логическая структура квантовой механики.
 Ван дер Варден Б. Л. Метод теории групп в квантовой механике.
 Бауэр Э. Введение в теорию групп и ее приложения к квантовой физике.
 Петрашень М. И., Трифионов Е. Д. Применение теории групп в квантовой механике.
 Бриллюэн Л. Квантовая статистика.
 Хинчин А. Я. Математические основания квантовой статистики.



URSS

Другие книги нашего издательства:

Серия «Синергетика: от прошлого к будущему»

Пенроуз Р. **НОВЫЙ УМ КОРОЛЯ.** О компьютерах, мышлении и законах физики. Пер. с англ.

Майнцер К. **Сложносистемное мышление: Материя, разум, человечество.**

Новый синтез. Пер. с англ.

Климонтович Ю. Л. **Турбулентное движение и структура хаоса.**

Анищенко В. С. **Сложные колебания в простых системах.**

Анищенко В. С. **Знакомство с нелинейной динамикой.**

Трубецков Д. И. **Введение в синергетику.** В 2 кн.: Колебания и волны; Хаос и структуры.

Арнольд В. И. **Теория катастроф.**

Хакен Г. **Информация и самоорганизация.** Пер. с англ.

Малинецкий Г. Г. **Математические основы синергетики.**

Малинецкий Г. Г., Потапов А. Б. **Нелинейная динамика и хаос: основные понятия.**

Малинецкий Г. Г., Потапов А. Б., Подлазов А. В. **Нелинейная динамика.**

Малинецкий Г. Г. (ред.) **Будущее России в зеркале синергетики.**

Малинецкий Г. Г. (ред.) **Синергетика: Исследования и технологии.**

Безручко Б. П. и др. **Путь в синергетику.** Экскурс в десяти лекциях.

Данилов Ю. А. **Лекции по нелинейной динамике.** Элементарное введение.

Князева Е. Н., Курдюмов С. П. **Основания синергетики.** Кн. 1, 2.

Белецкий В. В. **Очерки о движении космических тел.**

Редько В. Г. **Эволюция, нейронные сети, интеллект.**

Тюкин И. Ю., Терехов В. А. **Адаптация в нелинейных динамических системах.**

Чернавский Д. С. **Синергетика и информация (динамическая теория информации).**

Баранцев Р. Г. **Синергетика в современном естествознании.**

Баранцев Р. Г. и др. **Асимптотическая математика и синергетика.**

Пригожин И. **Неравновесная статистическая механика.**

Пригожин И. **От существующего к возникающему.**

Пригожин И., Стенгерс И. **Время. Хаос. Квант.** К решению парадокса времени.

Пригожин И., Стенгерс И. **Порядок из хаоса.** Новый диалог человека с природой.

Пригожин И., Николис Г. **Познание сложного.** Введение.

Пригожин И., Гленсдорф П. **Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций.**

Суздаев И. П. **Нанотехнология: физико-химия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов.**

Тел./факс:

(499) 135-42-46,

(499) 135-42-16,

E-mail:

URSS@URSS.ru

<http://URSS.ru>

Наши книги можно приобрести в магазинах:

«Библио-Глобус» (м. Лубянка, ул. Мясницкая, 6. Тел. (495) 625-2457)

«Московский дом книги» (м. Арбатская, ул. Новый Арбат, 8. Тел. (495) 203-8242)

«Молодая гвардия» (м. Полянка, ул. Б. Полянка, 28. Тел. (495) 238-5001, 780-3370)

«Дом научно-технической книги» (Ленинский пр-т, 40. Тел. (495) 137-6019)

«Дом книги на Ладонской» (м. Бауманская, ул. Ладонская, 8, стр. 1. Тел. 267-0302)

«Гнозис» (м. Университет, 1 гум. корпус МГУ, комн. 141. Тел. (495) 939-4713)

«У Кентавра» (РГГУ) (м. Новослободская, ул. Чайнова, 15. Тел. (499) 973-4301)

«СПб. дом книги» (Невский пр., 28. Тел. (812) 448-2355)

Уважаемые читатели! Уважаемые авторы!

Наше издательство специализируется на выпуске научной и учебной литературы, в том числе монографий, журналов, трудов ученых Российской академии наук, научно-исследовательских институтов и учебных заведений. Мы предлагаем авторам свои услуги на выгодных экономических условиях. При этом мы берем на себя всю работу по подготовке издания — от набора, редактирования и верстки до тиражирования и распространения.



URSS

Среди вышедших и готовящихся к изданию книг мы предлагаем Вам следующие:

Аминова Т. П., Сарычева Л. И. Фундаментальные взаимодействия и космические лучи.

Капитонов И. М. Введение в физику ядра и частиц.

Ииханов Б. С., Капитонов И. М., Тутань И. А. Нуклеосинтез во Вселенной.

Окунь Л. Б. Физика элементарных частиц.

Окунь Л. Б. Лептоны и кварки.

Бояркин О. М. Введение в физику элементарных частиц.

Бояркин О. М. Физика массивных нейтрино.

Ляховский В. Д., Болохов А. А. Группы симметрии и элементарные частицы.

Бранский В. П. Теория элементарных частиц как объект методологич. исследования.

Бранский В. П. Значение релятивистского метода Эйнштейна в формировании общей теории элементарных частиц.

Русов В. Д., Тарасов В. А., Литвинов Д. А. Физика реакторных антинейтрино.

Владимиров В. И. Физика ядерных реакторов.

Абрамов А. И. История ядерной физики.

Рубаков В. А. Классические калибровочные поля. В 2 кн.

Иваненко Д. Д., Сарданашвили Г. А. Гравитация.

Сарданашвили Г. А. Современные методы теории поля. Т. 1–4.

Коноплева Н. П., Попов В. Н. Калибровочные поля.

Богуш А. А. Введение в калибровочную полевую теорию электрослабых взаимодействий.

Богуш А. А. Очерки по истории физики микромира.

Богуш А. А., Мороз Л. Г. Введение в теорию классических полей.

Прохоров Л. В., Шабанов С. В. Гамильтонова механика калибровочных систем.

Менский М. Б. Группа путей: измерения, поля, частицы.

Менский М. Б. Метод индуцированных представлений.

Визгин В. П. Единые теории поля в квантово-релятивистской революции.

Владимиров Ю. С. Классическая теория гравитации.

Серия «Классический университетский учебник»

Ииханов Б. С., Капитонов И. М., Юдин Н. П. Частицы и атомные ядра.

Кононович Э. В., Мороз В. И. Общий курс астрономии.

Квасников И. А. Термодинамика и статистическая физика. В 4 т.

Петровский И. Г. Лекции по теории обыкновенных дифференциальных уравнений.

Гнеденко Б. В. Курс теории вероятностей.

Колмогоров А. Н., Драгалин А. Г. Математическая логика.

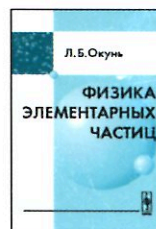
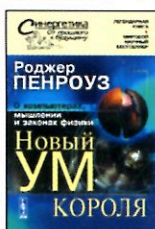
По всем вопросам Вы можете обратиться к нам:
 тел./факс (499) 135–42–16, 135–42–46
 или электронной почтой URSS@URSS.ru
 Полный каталог изданий представлен
 в интернет-магазине: <http://URSS.ru>

Научная и учебная
 литература



Доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики космоса физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова, главный научный сотрудник отдела экспериментальной физики высоких энергий НИИ ядерной физики МГУ. Окончила физический факультет МГУ в 1949 г. Область научных интересов: физика высоких энергий и космических лучей. Заслуженный деятель науки РФ, заслуженный профессор МГУ, почетный работник высшего профессионального образования. Лауреат премии им. М. В. Ломоносова. Член коллаборации CMS с 1994 г., член коллаборационного совета CMS. Участвует в международном эксперименте E852 в Брукхейвенской национальной лаборатории США и совместных работах с университетом г. Осло (Норвегия). Автор более 300 научных работ, в том числе учебных пособий и монографий.

Представляем другие книги нашего издательства:



7308 ID 100184

НАУЧНАЯ И УЧЕБНАЯ ЛИТЕРАТУРА



Тел./факс: 7 (499) 135-42-16
Тел./факс: 7 (499) 135-42-46



URSS

E-mail:
URSS@URSS.ru
Каталог изданий
в Интернете:
<http://URSS.ru>

Любые отзывы о настоящем издании, а также обнаруженные опечатки присылайте по адресу URSS@URSS.ru. Ваши замечания и предложения будут учтены и отражены на веб-странице этой книги в нашем интернет-магазине <http://URSS.ru>