

Б. С. Ишханов, Э. И. Кэбин

АНТИМАТЕРИЯ



Рекомендовано УМО по классическому университетскому образованию в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению 011200 – «Физика» и по специальности 010701 – «Физика»

Введение

1. Уравнение Шредингера
2. **Уравнение Дирака**
3. Позитрон
4. **Электромагнитные взаимодействия**
5. **Нейтрино. Антинейтрино**
6. **Лептоны. Антилептоны**
7. **Связанные системы лептон-антилептон**
8. Антипротон
9. Антинейтрон
10. Античастицы
11. Адроны – системы связанных цветных кварков
12. e^+e^- -аннигиляция. Высокие энергии
13. Аннигиляция протон-антипротон. Высокие энергии
14. **Число поколений фундаментальных фермионов**
15. Антиядра $A \geq 2$
16. Антиводород
17. Законы сохранения. C-, P-, CP-симметрии. Распады K^0 -мезонов
18. Объединение взаимодействий
19. Антивещество. Кварк-глюонная плазма
20. Антиматерия во Вселенной
21. Практическое использование антиматерии

Заключение

Литература

Дополнение

П. А. М. Дирак. Теория электронов и протонов
Carl D. Anderson. The Positive Electron

Учебное пособие написано на основе материалов курсов лекций, которые читаются на Физическом факультете Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова. В учебном пособии рассмотрены основные этапы развития представлений об античастицах, организации антивещества, современные взгляды на барионную асимметрию Вселенной, методы получения и наблюдения частиц антиматерии. Учебное пособие содержит материал полезный для изучения

раздела физики «Физика атомного ядра и частиц», полезна аспирантам и научным сотрудникам. В дополнении приведены оригинальные работы П. Дирака и К. Андерсона, в которых впервые введено понятие античастицы и впервые наблюдалась первая частица антимира — позитрон.

Работа поддержана Федеральным агентством по науке и инновациям (контракт 02.740.11.0242 по мероприятию 1.1 «Проведение научных исследований коллективами научно-образовательных центров»), грантом поддержки ведущих научных школ 02.120.21.485-НШ, Госконтрактом 2009-1.1-125-055 и грантом РФФИ № 09-02-00368.



1. Уравнение Шредингера

Законы классической механики И. Ньютона и классической электродинамики Дж. Максвелла оказались недостаточными для описания процессов, в которых происходит взаимодействие отдельных атомов, молекул. Открытия электрона – составной части атома – [Дж. Томсоном](#), атомного ядра [Э. Резерфордом](#) радикально изменили представление о строении материи на масштабах $<10^{-8}$ см. Описание физических явлений, происходящих на расстояниях меньше 10^{-8} см, взаимодействия атомов, атомных ядер, фундаментальных частиц, требует принципиально нового подхода. На этих масштабах проявляются квантовые свойства объектов, которые не подчиняются законам классической физики. Явления микромира описываются на основе законов квантовой физики. Дискретный характер состояний, характеризующих атомные и ядерные системы, противоречит основному положению классической физики – бесконечно малое изменение силы вызывает бесконечно малое изменение состояния системы.

Описания состояний в классической и квантовой физике существенно различаются. В классической физике состояние материальной точки в любой заданный момент времени t полностью описывается заданием её координат и импульса. Зная эти величины в момент времени t , можно определить динамику материальной точки под действием известных сил во все последующие и предыдущие моменты времени. В квантовой физике процессы имеют вероятностный характер и описываются с помощью волновой функции. Волновая функция позволяет определить средние значения физических величин, характеризующих систему. В квантовой физике каждой физической величине классической физики соответствует квантовый оператор $\hat{F}(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}, \hat{p}_x, \hat{p}_y, \hat{p}_z)$. В частности операторы проекции импульса имеют вид

$$\hat{p}_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x}, \quad \hat{p}_y = -i\hbar \frac{\partial}{\partial y}, \quad \hat{p}_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial z}.$$

Действие операторов проекции импульса на волновую функцию сводится к вычислению производной от волновой функции. Операторы координат совпадают с классическими численными выражениями, т.е. являются числами.

$$\hat{x} = x, \quad \hat{y} = y, \quad \hat{z} = z.$$

Квантовая механика – теория, описывающая квантовые частицы, движущиеся со скоростью много меньшей скорости света c . Связь между операторами в квантовой механике имеет тот же вид, что и в классической физике. Так полной энергии частицы E , состоящей из кинетической $T_{\text{кин}}$ и потенциальной $U_{\text{пот}}$ энергий,

$$E = T_{\text{кин}} + U_{\text{пот}} = \frac{p^2}{2m} + U(x, y, z, t)$$

в квантовой физике соответствует оператор полной энергии \hat{H} (оператор Гамильтона)

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \hat{U}(x, t) = -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + U(x, y, z, t).$$

Временная эволюция системы в квантовой физике в нерелятивистском случае описывается уравнением Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H}\psi,$$

являющимся аналогом уравнения Ньютона в классической физике. Если потенциал U не зависит от времени t $U = U(x, y, z)$, то решение уравнения Шредингера имеет вид

$$\psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) e^{-\frac{i}{\hbar} E t},$$

где E – полная энергия квантовой системы, а волновая функция $\psi(x, y, z)$ удовлетворяет стационарному уравнению Шредингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \psi + U(x, y, z) \psi = E \psi.$$

Наряду с такими привычными из классической физики величинами как энергия, импульс в квантовой физике появляются величины, не имеющие аналогов в классической физике. Одной из таких величин является спин – собственный механический момент частицы. Понятие спина было введено в квантовую физику в 1925 г. [Дж. Уленбеком](#) и [С. Гаудсмитом](#) на основе анализа спектров атомов. Для правильного писания наблюдаемых спектров атомов электрону было необходимо приписать ещё одно квантовое число s . Квантовое число спина электрона $s = 1/2$.

Волновая функция частицы со спином зависит не только от её трех пространственных координат и времени, но и от спина, характеризующего внутреннее состояние частицы. Так же как и в случае полного момента количества движения одновременно можно измерить только квадрат полного спина и одну из его проекций на произвольную ось. Две проекции на разные оси одновременно не имеют определенных значения. Обычно в качестве проекции спина выбирают проекцию на ось z , определяемую условиями проведения измерений. В отличие от пространственных координат спиновая переменная может принимать лишь дискретные значения. Для частицы, имеющей значение квантового числа спин $s = 1/2$ проекция спина s_z может принимать два значения $s_z = \pm 1/2$. Поэтому волновую функцию $\psi(x, y, z, t, s_z)$ обычно записывают в виде столбца, имеющего две строки

$$\psi(x, y, z, t, s_z) = \begin{pmatrix} \psi_1(x, y, z, +\hbar/2, t) \\ \psi_2(x, y, z, -\hbar/2, t) \end{pmatrix}.$$

При $s = 1/2$ матрицы квадрата полного спина $\hat{s}^2 = \hat{s}_x^2 + \hat{s}_y^2 + \hat{s}_z^2$ и его проекции на ось z имеют вид

$$\hat{s}^2 = \frac{3}{4} \hbar^2 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \hat{s}_z = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} = \frac{\hbar}{2} \hat{\sigma}_z.$$

Матрицы \hat{s}_x и \hat{s}_y в этом представлении имеют вид

$$\hat{s}_x = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} = \frac{\hbar}{2} \hat{\sigma}_x, \quad \hat{s}_y = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} = \frac{\hbar}{2} \hat{\sigma}_y.$$

Матрицы $\hat{\sigma}_x$, $\hat{\sigma}_y$, $\hat{\sigma}_z$ называются матрицами Паули.

Де Бройль выдвинул теорию, в которой устанавливалась связь между частицами и волнами. Это была очень стройная теория и она сразу привлекла меня своей красотой. Частицы и волны были связаны релятивистским образом, причем так, что при стремлении масс покоя частиц к нулю, получалось соотношение между квантами света и электромагнитными волнами. Восхищенный красотой работы де Бройля, я, тем не менее, не мог воспринимать волны всерьез. Я всецело пребывал во власти теории Бора и предложенные им орбиты понимал совершенно буквально – электроны были реально существующими частицами, а волны де Бройля представлялись мне просто математической выдумкой, совершенно не существенной для физиков. Моя точка зрения была, конечно, совершенно неправильной. Работу де Бройля прочитал Шрёдингер. У Шрёдингера был иной подход и он получил другое образование. Он хорошо изучил собственные функции и собственные векторы, о которых я не знал совсем ничего. Поэтому Шрёдингер со своим взглядом на мир сумел развить идеи де Бройля и получить



Пол Дирак
(1902–1984)

блестящий результат. Примитивные формулы де Бройля, которые годились только для описания свободных частиц, Шрёдингер распространил на частицы, движущиеся в электромагнитном поле, что привело его к волновой механике.

П. А. М. Дирак. «Воспоминания о необычной эпохе»

Нобелевская премия по физике

1933 г. – Э Шредингер и П. Дирак. За открытие новых плодотворных формулировок атомной теории.



Эрвин Шредингер
(1887 – 1961)



2. Уравнение Дирака

Уравнение Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right)$$

применимо для описания частиц, скорость которых меньше скорости света c . Оно не удовлетворяет принципам специальной теории относительности, т.к. не инвариантно относительно преобразований Лоренца. В уравнение Шредингера координаты и время входят неравноправно – оно содержит первую производную по времени и вторые производные по координатам.

Релятивистская механика основана на соотношении

$$E^2 = c^2 p^2 + m^2 c^4, \quad (2.1)$$

связывающем энергию и импульс частицы. Для получения релятивистского уравнения можно поступить так же, как в нерелятивистском случае уравнения Шредингера. Для получения волнового уравнения в соотношении (2.1) от классических величин энергии E и импульса p нужно перейти, так же как в уравнении Шредингера, к операторам

$$E = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}, \quad p = -i\hbar \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \right)$$

и подействовать на волновую функцию ψ .

Релятивистское волновое уравнение было получено независимо Клейном, Гордоном и Фоком и носит их имя

$$-\hbar^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = -c^2 \hbar^2 \Delta \psi + m^2 c^4 \psi.$$

Состояние частицы зависит от трёх координат и времени $\psi(x, y, z, t)$. Уравнение [Клейна–Гордона–Фока](#) представляет собой волновое уравнение второго порядка. Оно описывает динамику релятивистской квантовой системы. Так как уравнение Клейна–Гордона–Фока является уравнением второго порядка, для его решения в начальный момент времени необходимо задать значение не только волновой функции ψ , но и её первой производной. Оказалось, что для уравнения Клейна–Гордона–Фока нельзя ввести положительно определённую плотность вероятности $\psi^* \psi$. Уравнение Клейна–Гордона–Фока описывает состояние частиц с нулевым значением спина. Однако уже к тому времени, когда П. Дирак работал над релятивистской теорией электрона (1925 г.), было известно, что электрон имеет спин $s = 1/2$. Спин электрона был введён в 1925 г. Дж. Уленбеком и С. Гоудсмитом для объяснения дублетной структуры одноэлектронных уровней.

Принцип суперпозиции требует, чтобы релятивистское волновое уравнение было линейным. На основании этих принципов П. Дирак сформулировал релятивистски-инвариантное уравнение, записав его в виде

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left[c \left(\alpha_x \frac{\partial}{\partial x} + \alpha_y \frac{\partial}{\partial y} + \alpha_z \frac{\partial}{\partial z} \right) + \beta m c^2 \right] \psi. \quad (2.2)$$

Соотношение представляет собой наиболее общую линейную форму, содержащую первые производные от волновой функции ψ . В уравнение (2.2) координаты и время входят равноправно и не содержат вторых производных. Для нахождения величин α_x , α_y , α_z , β уравнение (2.2) можно записать в виде

(2.3)

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H}\psi,$$

где

$$\begin{aligned}\hat{H} &= c\alpha_x \frac{\partial}{\partial x} + c\alpha_y \frac{\partial}{\partial y} + c\alpha_z \frac{\partial}{\partial z} + mc^2\beta = \\ &= c\alpha_x \hat{p}_x + c\alpha_y \hat{p}_y + c\alpha_z \hat{p}_z + mc^2\beta\end{aligned}$$

имеющем формальное сходство с уравнением Шредингера. Если оператор \hat{H} представляет собой оператор Гамильтона, то между оператором \hat{H} и операторами импульса должна быть такая же связь как между энергией и импульсом в специальной теории относительности

$$\hat{H}^2 = c^2 (\hat{p}_x^2 + \hat{p}_y^2 + \hat{p}_z^2) + m^2 c^4. \quad (2.4)$$

Используя соотношение (2.4), можно определить неизвестные коэффициенты $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z, \beta$. Возведя оператор \hat{H} в квадрат, получим

$$\begin{aligned}\hat{H}^2 &= c^2 \alpha_x^2 \hat{p}_x^2 + c^2 \alpha_y^2 \hat{p}_y^2 + c^2 \alpha_z^2 \hat{p}_z^2 + m^2 c^4 \beta^2 + \\ &+ c^2 (\alpha_x \alpha_y + \alpha_y \alpha_x) \hat{p}_x \hat{p}_y + c^2 (\alpha_x \alpha_z + \alpha_z \alpha_x) \hat{p}_x \hat{p}_z + \\ &+ c^2 (\alpha_y \alpha_z + \alpha_z \alpha_y) \hat{p}_y \hat{p}_z + mc^3 (\alpha_x \beta + \beta \alpha_x) \hat{p}_x + \\ &+ mc^3 (\alpha_y \beta + \beta \alpha_y) \hat{p}_y + mc^3 (\alpha_z \beta + \beta \alpha_z) \hat{p}_z.\end{aligned}$$

Оператор \hat{H}^2 будет иметь вид (2.4), если величины $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z, \beta$ будут удовлетворять следующим условиям.

$$\begin{aligned}\alpha_x^2 &= \alpha_y^2 = \alpha_z^2 = \beta^2 = 1, \\ \alpha_i \alpha_k + \alpha_k \alpha_i &= 0, \quad \alpha \neq k, \\ \alpha_i \beta &= \beta \alpha_i = 0, \\ i &= x, y, z.\end{aligned} \quad (2.5)$$

Очевидно, что обычные числа не могут удовлетворять условиям (2.5), т.к. для них не выполняются условия антикоммутации. Для обычных чисел выполняются условия коммутации $\alpha_i \alpha_k + \alpha_k \alpha_i = 0$.

Дирак предположил, что условиям коммутации (2.5) удовлетворяют матрицы 4 порядка, составленные из матриц Паули.

$$\begin{aligned}\alpha_x &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \alpha_y &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \alpha_z &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \beta &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}.\end{aligned} \quad (2.6)$$

Умножая матрицы (2.6) друг на друга можно убедиться, что они удовлетворяют условиям (2.5).

Используя матрицы Паули $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$, матрицы $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z, \beta$ можно записать в виде

$$\hat{\alpha}_x = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_x \\ \sigma_x & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\alpha}_y = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_y \\ \sigma_y & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\alpha}_z = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_z \\ \sigma_z & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\beta} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

С помощью операторов $\hat{\alpha}_x, \hat{\alpha}_y, \hat{\alpha}_z, \hat{\beta}$ уравнение (2.2) приводится к виду

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left[c(\hat{\alpha}_x \hat{p}_x + \hat{\alpha}_y \hat{p}_y + \hat{\alpha}_z \hat{p}_z) + mc^2 \hat{\beta} \right] \psi.$$

Это уравнение называется уравнение Дирака для свободной частицы. Если ввести векторный оператор $\vec{\alpha} = \alpha_x \vec{i} + \alpha_y \vec{j} + \alpha_z \vec{k}$, то уравнение Дирака можно записать в более компактном виде

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = (c\vec{\alpha}\vec{p} + mc^2\hat{\beta})\psi.$$

Так как на волновую функцию $\psi(x,y,z,t)$ действуют матрицы 4×4 , волновая функция $\psi(x,y,z,t)$ также должна быть четырехкомпонентной.

$$\psi(x, y, z, t) = \begin{pmatrix} \psi_1(x, y, z, t) \\ \psi_2(x, y, z, t) \\ \psi_3(x, y, z, t) \\ \psi_4(x, y, z, t) \end{pmatrix}.$$

Матричное волновое уравнение Дирака эквивалентно системе четырех связанных между собой уравнений

$$\begin{aligned} (E - mc^2)\psi_1 - c(p_x - ip_y)\psi_4 - cp_z\psi_3 &= 0 \\ (E - mc^2)\psi_2 - c(p_x + ip_y)\psi_3 + cp_z\psi_4 &= 0 \\ (E + mc^2)\psi_3 - c(p_x - ip_y)\psi_2 - cp_z\psi_1 &= 0 \\ (E + mc^2)\psi_4 - c(p_x + ip_y)\psi_1 + cp_z\psi_2 &= 0 \end{aligned}$$

Четырехкомпонентную волновую функцию электрона можно представить как 4 различных комбинации положительной и отрицательной энергий электрона и двух значений проекции спина электрона $\sigma_z = 1/2$ и $\sigma_z = -1/2$.

$$\psi = \begin{cases} \text{положительная энергия, } \sigma_z = +1/2 \\ \text{положительная энергия, } \sigma_z = -1/2 \\ \text{отрицательная энергия, } \sigma_z = +1/2 \\ \text{отрицательная энергия, } \sigma_z = -1/2 \end{cases}$$

П. Дирак: «Коль скоро я взялся оценивать других физиков, нельзя не сказать о Шрёдингере. Мне кажется, что я никогда не видел его в Копенгагене, во всяком случае, я этого не припомню. Но мы немало встречались потом, и из всех знакомых физиков Шрёдингер был, наверное, больше других похож на меня. Я обнаружил, что с Шрёдингером я соглашался гораздо легче, чем с кем-нибудь другим. Дело, наверное, было в том, что мы оба очень ценили математическую красоту и воплощение этой красоты в нашей работе. Для нас было символом веры то, что все уравнения, описывающие фундаментальные законы Природы, должны отличаться математической красотой. Это было для нас почти религией, причем очень полезной, ибо ее можно считать основой многих наших успехов.

Когда вы читаете о работах Шрёдингера, вас может удивить одно обстоятельство. Шрёдингер пришел к квантовой механике через волновое уравнение де Бройля, которое было релятивистским. Шрёдингер находился под большим впечатлением красоты релятивистской теории относительности,

и возникает вопрос, почему так случилось, что работа Шрёдингера, где он вводит волновое уравнение, написана в нерелятивистском духе. Здесь кроется какое-то противоречие.

Много лет спустя, не помню точно, но примерно году в 1940-м, близко познакомившись с Шрёдингером, я узнал от него, в чем было дело. Он рассказал, что работал тогда в релятивистском подходе, навеянном работами де Бройля, и, вводя электромагнитные потенциалы, пришел к релятивистскому волновому уравнению, которое оказалось обобщением уравнения де Бройля. Первый его порыв был посмотреть, что получится, если с помощью этого уравнения рассчитать атом водорода. Произведя расчеты, Шрёдингер обнаружил, что результаты не согласуются с опытом.

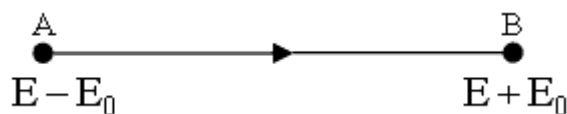
Он был сильно разочарован и, решив, что его волновое уравнение никуда не годится, отказался от него. Взглянув на это уравнение по-новому через несколько месяцев, Шрёдингер заметил, что если понизить точность и перейти к нерелятивистскому приближению, то результаты согласуются с экспериментальными данными, конечно, в пренебрежении релятивистскими эффектами. Таким образом, волновое уравнение Шрёдингера в нерелятивистском виде согласовывалось с экспериментом, и его можно было публиковать.

Причиной того, что первоначальное, релятивистское уравнение Шрёдингера не согласовывалось с экспериментом, был, конечно, неучтенный спин электрона. Мысль о том, что у электрона есть спин, была тогда совершенно новой, и Шрёдингер мог о ней даже не слышать, а в то время у него не хватало смелости публиковать уравнение, которое давало результат, наверняка противоречащий эксперименту[*]».

Решение уравнения Дирака для свободной частицы показывает, что каждому значению импульса p соответствуют два значения энергии E

$$E = \pm(m^2c^4 + c^2p^2)^{1/2},$$

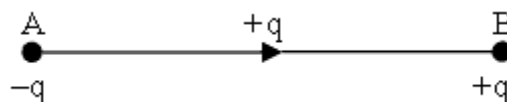
т.е. энергия частицы может принимать два значения, как положительное, так и отрицательное. В классической физике все величины изменяются непрерывно, поэтому без потери общности отрицательные значения энергии можно было отбросить, т.к. положительные и отрицательные области энергии разделены энергетическим интервалом $2mc^2$ и непрерывный переход частицы из одной области в другую невозможен. Однако в релятивистской квантовой теории возможны квантовые переходы из состояний с отрицательной энергией в состояния с положительной энергией и обратно. Поэтому отрицательные значения энергии отбросить нельзя. Возникла проблема – как интерпретировать состояния электрона с отрицательной энергией? Какой физический смысл имеют состояния с отрицательной энергией? Рассмотрим ситуацию, когда частица с положительной энергией $E_0 > 0$ переходит из точки А в точку В.



Тогда в точке А величина энергии E уменьшается на величину E_0 , а в точке В увеличивается на величину E_0 . Для частицы с отрицательной энергией $E_0 < 0$ переход из точки А в точку В приводит к увеличению энергии на величину E_0 в точке А и уменьшению энергии на величину E_0 в точке В.

Таким образом, переход частицы с отрицательной энергией из точки А в точку В равнозначен переходу частицы с положительной энергией из точки В в точку А. То есть процессы с отрицательной энергией можно представить как процессы с положительной энергией, но обращенные во времени. Частица с отрицательной энергией ведет себя, как частица с положительной энергией, но движущаяся по времени в обратном направлении по сравнению с частицей с положительной энергией.

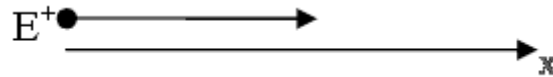
Рассмотренный пример относился к нейтральным частицам, не имеющим электрического заряда. Рассмотрим теперь ситуацию с заряженной частицей, совершающей переход из точки А в точку В.



В случае положительного заряда частицы q , заряд в точке А уменьшается на величину $-q$, а в точке В увеличивается на величину $+q$. Поэтому для сохранения симметрии мы должны при переходе частицы с отрицательной энергией одновременно изменить знак электрического заряда на противоположный.

Переход частицы с положительной энергией E и зарядом $+q$ из состояния А в В равнозначен переходу частицы с отрицательной энергией $-E$ и зарядом $-q$ из состояния В в состояние А. Состояния с отрицательной энергией приводят к появлению у каждой частицы двойника, который имеет положительную энергию и противоположный электрический заряд.

Таким образом, согласно теории Дирака, заряженная частица должна иметь двойника с противоположным зарядом и такой же массой. Например, у электрона должен быть двойник, имеющий такую же массу, как электрон, но положительный электрический заряд.



На «языке» квантовой физики волновую функцию частицы с положительной энергией $E^+ = E > 0$, движущейся в положительном направлении вдоль оси x , записывают в виде

$$\psi(x, t) = e^{\frac{i}{\hbar}(px - E^+t)}$$

В случае постоянной фазы волны

$$px - E^+t = \text{const}, \quad x = \frac{E^+}{p}t,$$

т.е. частица с положительной энергией движется вправо вдоль оси x . Для состояния с отрицательной энергией E^- ($E < 0$) волновая функция имеет вид

$$\psi(x, t) = e^{\frac{i}{\hbar}(px - E^-t)}$$

В этом случае условие постоянной фазы приводит к соотношению

$$px - E^-t = \text{const}, \quad x = \frac{E^-}{p}t = -\frac{|E^-|}{p}t = \frac{|E^-|}{p}(-t),$$

т.е. частица с отрицательной энергией движется вдоль оси x в отрицательном направлении, имея положительную энергию $|E^-|$.

Частица с отрицательной энергией ведёт себя, как частица с положительной энергией, но движущаяся «назад по времени». Другой пример движения «назад по времени» – поведение частицы с отрицательным зарядом $-q$, движущейся в постоянном магнитном поле. Движение частицы описывается уравнением Лоренца

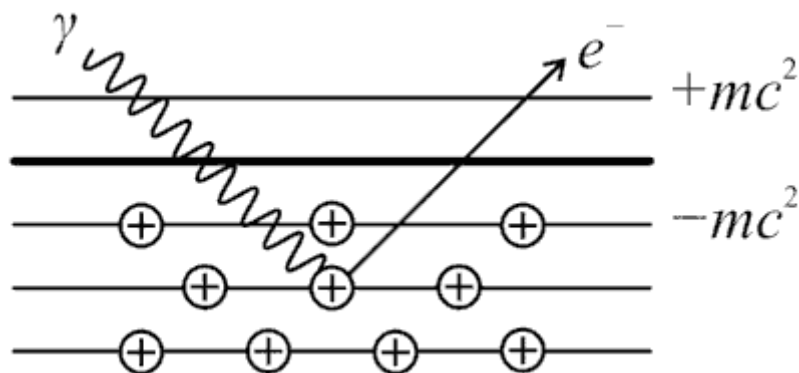
$$m \frac{d^2 \mathbf{x}}{dt^2} = \frac{q}{c} \left(\frac{d\mathbf{x}}{dt} \times \mathbf{B} \right) = -\frac{q}{c} \frac{d\mathbf{x}}{d(-t)} \times \mathbf{B},$$

т.е. движение частицы с положительным зарядом $+q$ описывается тем же уравнением, что и частицы с отрицательным зарядом. Но частица с положительным зарядом в этом случае движется назад по времени – вращается в противоположном направлении в магнитном поле.

Из рассмотренных примеров видно, что частица, имеющая электрический заряд $+q$ и отрицательную энергию, ведёт себя так же как и частица с отрицательным электрическим зарядом $-q$ и положительной энергией.

Электрон с отрицательной энергией должен двигаться во внешнем поле как частица с положительным зарядом. Поэтому при переходе электрона области положительных энергий в

область отрицательных энергий должен одновременно измениться заряд электрона – он должен стать положительным $+e$. Переходы электронов в состояния с отрицательной энергией нарушали закон сохранения электрического заряда. Нужно было найти способ запретить такие переходы. Ход мыслей П. Дирака был следующий. Так как электроны являются фермионами, это можно было сделать, предположив, что все состояния с отрицательной энергией заняты. Тогда в соответствии с принципом Паули переходы в состояния с отрицательной энергией оказываются запрещёнными. Однако такое предположение приводило к новой проблеме – бесконечному числу частиц, заполняющих все отрицательные состояния – появлению физического вакуума, имеющего бесконечный электрический заряд и массу. Возможность такого состояния Дирак объяснил тем, что бесконечный физический вакуум будет ненаблюдаем, так как наблюдаются только отклонения энергии или электрического заряда от состояния физического вакуума. Можно ли обнаружить электроны заполняющие отрицательные состояния физического вакуума? Гамма-квант с энергией большей, чем $2m_e c^2$ может перевести электрон из состояния с отрицательной энергией в состояние с положительной энергией. Тогда будет наблюдаться обычный электрон с положительной энергией и отрицательным зарядом, а вакантное место в вакууме будет наблюдаться как частица с положительным зарядом. Так как в то время была известна всего одна частица с положительным электрическим зарядом – протон, Дирак первоначально отождествил протоны с частицами, заполняющими отрицательные состояния вакуума. Однако это предположение породило новые, гораздо более сложные проблемы – неустойчивость нашего мира – приводило к невозможности существования атома водорода. Электрон и протон должны были в результате взаимодействия исчезнуть, превратившись в γ -кванты. Кроме того, необходимо было объяснить большую разницу масса электрона и протона. Если протон это действительно дырка, образовавшаяся в результате вылета электрона, почему протон имеет массу в 2000 раз больше массы электрона? Дирак верил в созданную им теорию дырок и в результате сделал следующий шаг. Он объявил, что должна существовать новая неизвестная частица, имеющая такую же массу как электрон, но положительный электрический заряд. Эта частица является античастицей по отношению к электрону.



П. Дирак: «На протяжении двух лет я занимался боровскими орбитами и пришел к выводу, что развить их в общую квантовую механику безнадежно. В это время Гейзенберг предложил свою матричную механику, и мне вдруг стало ясно, что ключом к решению проблемы служит некоммутативная алгебра. Вскоре Шредингер разработал волновую механику и показал, что она эквивалентна теории Гейзенберга.

Основываясь на этих теориях, я развил общую теорию преобразований, которую можно было применять при вычислении вероятностей любых коммутирующих динамических переменных. Это доставило мне большое удовлетворение.

Для построения релятивистской теории частицы имелось волновое уравнение Клейна – Гордона, квадратичное по $\partial/\partial t$. В то время оно удовлетворяло большинство физиков. Мне же оно не нравилось, потому что я был очень привязан к своей теории преобразований, которая требовала, чтобы уравнение было линейным по $\partial/\partial t$. Эта неудовлетворенность заставила меня продолжить поиски нового релятивистского волнового уравнения. Наконец, я нашел уравнение, линейное по $\partial/\partial t$ и совместимое с моей теорией преобразований. Оно автоматически привело к спину $\hbar/2$ и к правильному значению магнитного момента электрона. Эти результаты были неожиданными для меня.

Я применил это уравнение к электрону в атоме водорода в первом приближении теории возмущений и получил результаты, согласующиеся с данными опыта. Уравнение автоматически приводило к правильному магнитному моменту, и именно поэтому оно не содержало той ошибки,

которая получалась при использовании уравнения Клейна – Гордона, приводившего к неверным результатам для спектра водорода.

Но у этого уравнения имела и новая трудность, а именно, частица могла находиться в состояниях с отрицательной энергией. Я знал о такой трудности с проблемой отрицательных энергий с самого начала работы, но считал это затруднение менее серьезным по сравнению с остальными, не столь серьезным, как, например, невозможность применять преобразования, вытекающие из общей теории преобразований.

Проблема отрицательных энергий была разрешена несколько позже выдвинутой мною идеей об учете принципа исключения Паули для электронов (согласно которому в любом данном состоянии не может находиться более одного электрона) при дополнительном смелом предположении, что все состояния с отрицательной энергией в вакууме заполнены, а потому дырка в состояниях с отрицательной энергией проявляется как физическая частица. Это была бы частица со спином электрона, но она обладала бы положительным зарядом вместо отрицательного заряда у электрона и имела бы положительную энергию.

Когда я впервые обдумывал эту идею, я считал, что новая частица должна иметь такую же массу, что и электрон, вследствие симметрии между положительными и отрицательными массами и энергиями, которая всюду проявляется в теории. Но в те времена единственными известными элементарными частицами были электрон и протон. Я не осмелился постулировать существование новой частицы. Весь климат общественного мнения в те дни был против постулирования новых частиц, в резком контрасте с тем, что мы наблюдаем сейчас. Тогда я опубликовал свою работу как теорию электронов и протонов в надежде, что каким-то необъяснимым образом кулоновское взаимодействие между частицами приведет к большому отличию в массах электрона и протона.

Конечно, в этом пункте я был совершенно неправ и вскоре математики указали, что абсолютно невозможно получить такую асимметрию между состояниями с положительной и отрицательной энергиями. И впервые Вейль опубликовал категорическое утверждение о том, что новая частица должна иметь такую же массу, что и электрон. Теория с равными массами была подтверждена немного спустя на опыте, когда Андерсон обнаружил позитрон».

Частица с зарядом $+q$ является античастицей по отношению к частице с зарядом $-q$. Аналогичные рассуждения относятся к частице с отрицательным зарядом. Частицы с отрицательной энергией являются античастицами по отношению к частицам с положительной энергией.

Наряду с электроном, имеющим отрицательный электрический заряд, должна, согласно уравнению Дирака, существовать положительно заряженная античастица.

Античастицы должны существовать не только у электрически заряженных частиц, но и у частиц, имеющих сохраняющуюся в различных физических процессах физическую величину. Одним из таких квантовых чисел является барионное число (заряд) B . Поэтому нейтрон, имеющий электрический заряд $Q = 0$, но единичный положительный барионный заряд, тоже должен иметь античастицу – антинейтрон.

$$B(n) = +1, Q(n) = 0; \quad B(\bar{n}) = -1, Q(\bar{n}) = 0$$

Античастицей протона является частица, имеющая такую же массу как протон, равный по абсолютной величине, но отрицательный электрический заряд. Барионные заряды протона и антипротона также имеют противоположные значения

$$B(p) = +1, Q(p) = +1e; \quad B(\bar{p}) = -1, Q(\bar{p}) = -1e$$

С современной точки зрения в большинстве случаев нет необходимости рассматривать античастицы как частицы, распространяющиеся назад во времени. Гораздо проще рассматривать частицы и античастицы как физические объекты, характеризующиеся определённым набором квантовых чисел. Какие-то квантовые числа у частицы и античастицы совпадают, а какие-то имеют противоположные значения. Существенно то, что

- частица и античастица при взаимодействии аннигилируют,
- из состояния с нулевыми квантовыми числами частица и античастица всегда рождаются парами.

Поэтому в дальнейшем на диаграммах Фейнмана мы не будем рисовать стрелки, а рядом с внешними и внутренними линиями в тех случаях, когда это необходимо, будем указывать тип частицы.

[*] Dirac P. A. M. Recollections of an Exciting Era//History of Twentieth Century Physics: Proceedings of the International [Summer] School of Physics «Enrico Fermi». Course LVII. Varenna, Lake Como, Italy, villa Monastero. July 31 - August 12. 1972,- (Rendiconti S. I. F. - LVII).- New York: Academic Press, 1977 - P. 109-146.- УФН, том 153, вып. 1 (1987). Перевод Н. Я. Смородинской.



3. Позитрон

1923 год. [Д. Скобельцын](#) изучает взаимодействие γ -квантов с электронной оболочкой атома. Для наблюдения треков электронов он впервые использовал камеру Вильсона, помещенную в магнитное поле. Этот метод регистрации позволял по кривизне трека измерять энергию электронов. Источник γ -квантов располагался рядом с камерой Вильсона. Анализируя полученные фотографии, Д. Скобельцын впервые получил ряд новых результатов о механизме взаимодействия γ -квантов с атомом: измерил величины сечений взаимодействия γ -квантов с различными атомами, измерил ионизационные потери при движении заряженной частицы в среде. Однако гораздо больший интерес вызвали наблюдаемые в камере Вильсона не искривленные в магнитном поле траектории электронов высоких энергий. О том, что эти траектории принадлежат электронам, Д. Скобельцын заключил по величине ионизации вдоль трека пролетающей в камере Вильсона частицы. Скобельцын сделал вывод, что эти треки принадлежат электронам космического излучения, но они не искривляются, т.к. имеют большие энергии. Вскоре эта гипотеза получила подтверждение – треки не исчезали после того, как был убран источник γ -излучения. Энергия космических электронов по оценкам Скобельцына составляла ~ 1 ГэВ. Неожиданно оказалось, что не все частицы искривлялись в магнитном поле в одном направлении. Некоторые частицы отклонялись так, как будто бы имели положительный заряд. Вначале эти следы приняли за положительно заряженные протоны. Однако характер ионизации вдоль трека был такой же, как в случае электронов. Для того, чтобы понять природу этих частиц необходимо было измерить направление движения частиц, измерить их энергию.

Результаты Д. Скобельцына и разработанный им метод детектирования частиц космического излучения вызвали большой интерес физиков. В нескольких лабораториях стали создавать аналогичные установки. В Кавендишской лаборатории этим занялись [П. Блэкett](#) и [Дж. Оккиалини](#), а в США эксперименты с камерой Вильсона в магнитном поле начал молодой научный сотрудник [К. Андерсон](#), работавший под руководством Нобелевского лауреата [Дж. Милликена](#). К 1932 г. К. Андерсон получил несколько сотен фотографий космических частиц в камере Вильсона в магнитном поле. Так же как и Д. Скобельцын К. Андерсон наблюдал треки как отрицательно, так и положительно заряженных частиц.

В 1932 г. в журнале “Science” появилась заметка К. Андерсона, в которой он сообщал об открытии в составе космических лучей новой частицы. Эта частица имела такую же массу, как и открытый ранее электрон, но имела в отличие от электрона не отрицательный, а положительный электрический заряд. Это наблюдение было сделано Андерсоном по наблюдениям траекторий частиц в камере Вильсона в сильном магнитном поле.

Оказалось, что частицы космических лучей, которые наблюдал К. Андерсон, искривляются в камере Вильсона, помещенной в магнитное поле, в противоположных направлениях, т.е. среди частиц зарегистрированных в камере Вильсона были как отрицательно, так и положительно заряженные частицы.

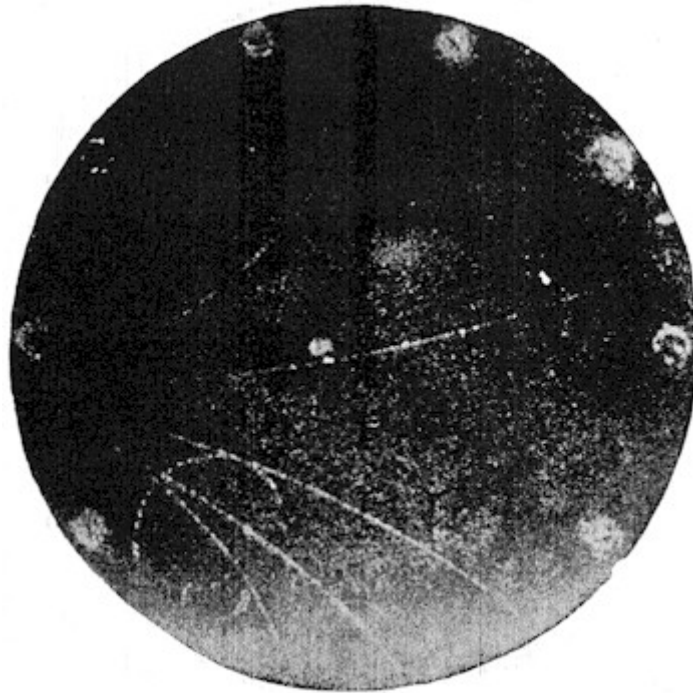


Рис. 3.1. Следы космических частиц, полученные Андерсоном в камере Вильсона, помещённой в магнитное поле 20000–25000 эрстед.

1932 г. – [К. Андерсон](#) открыл позитрон.

1937 г. – [К. Андерсон](#), [С. Недермейер](#), [Дж. Стрит](#), С. Стивенсон открыли мюон в космических лучах, используя камеру Вильсона.



Карл Андерсон
(1905 – 1991)

Нобелевская премия по физике

1936 г. – К. Андерсон. За открытие позитрона.

Для того чтобы определить направление движения частицы и тем самым определить знак её заряда, Андерсон использовал исключительно простой и оригинальный метод. Он перегородил камеру посередине свинцовой пластинкой толщиной 5 мм. При прохождении заряженной частицей свинцовой пластинки её энергия уменьшается и, следовательно, она должна сильнее искривляться в магнитном поле. Изменение энергии частицы указывало направление её движения и, следовательно, по направлению кривизны при её движении в постоянном магнитном поле можно было определить знак электрического заряда частицы. На рис. 3.2 показана одна из фотографий, полученных Андерсоном. Темная полоска посередине – свинцовая пластинка, в которой заряженная частица теряет энергию. В верхней части камеры над пластинкой траектория частицы искривлена значительно сильнее, чем в нижней. Это позволило однозначно определить направление движения частицы и знак её заряда.

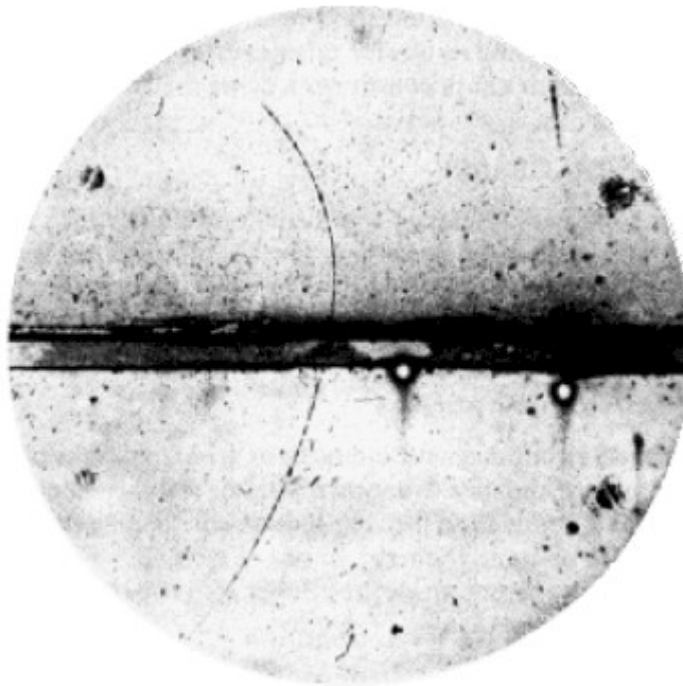


Рис. 3.2. Наблюдение позитрона в камере Вильсона, помещенной в магнитное поле. Тонкая изогнутая прерывистая линия, идущая снизу вверх – трек позитрона. Темная полоса, пересекающая трек посередине, слой вещества, в котором позитрон теряет часть энергии, и по выходе из которого двигается с меньшей скоростью. Поэтому трек искривлён сильнее.

Изучив ионизацию, длину траектории и радиус кривизны, Андерсон пришёл к однозначному выводу, что обнаруженная им частица имеет массу электрона, но заряжена положительно. Новую частицу назвали позитроном.

Первая интерпретация позитрона К. Андерсоном была вполне в духе времени. Он считал, что позитрон является составной частью нейтрона. По его представлению, нейтрон состоит из отрицательно заряженной массивной частицы – негатрона, отрицательно заряженного аналога протона и положительно заряженного позитрона и в первых работах даже предлагал организовать поиски негатрона. Несмотря на то, что в это время уже была опубликована статья П. Дирака, К. Андерсон был с ней незнаком, и его открытие позитрона не было поиском частицы, предсказанной Дираком, а честной интерпретацией обнаруженного им неизвестного явления, которое наблюдали многие физики, но отнесли его к неточностям эксперимента. Более подробно К. Андерсон опубликовал результаты об открытии позитрона в статье в журнале *Phys. Rev.* 43, 491 (1932).

Большая заслуга в признании позитрона, как новой независимой частицы, принадлежит [П. Блэккету](#) и [Дж. Оккиалини](#). Они впервые создали управляемую камеру Вильсона. Для этого они разместили над камерой Вильсона и под ней счетчики Гейгера, и камера Вильсона срабатывала только в том случае, когда через неё пролетала космическая частица, зарегистрированная на совпадение счетчиками Гейгера. Это существенно повысило эффективность регистрации космических частиц и позволило получить большое количество снимков.

В работе, опубликованной в журнале *Proc. Roy. Soc.* 139, A839 (март 1933 г.) П. Блэккет и Дж. Оккиалини описали разработанный ими метод регистрации космических частиц с помощью камеры Вильсона. В результате анализа ~500 фотографий были получены данные о природе ливней, наблюдающихся в камере Вильсона, и подтверждены выводы К. Андерсона о существовании позитрона.

П. Блэккет, Г. Оккиалини: «Недавно нами был разработан метод, при помощи которого можно заставить очень быстрые частицы, сопровождающие космическое излучение, фотографировать самих себя или, точнее, следы своих собственных путей в камере Вильсона. При этом фотографии следов удастся получить гораздо легче, чем обыкновенным способом, когда адиабатическое расширение делается наугад. В самом деле, только очень небольшая доля снимков, добытых прежним методом, позволяет обнаружить хотя бы один след. Среднее количество фотографий, требующихся для получения одного следа, тут зависит от размеров, ориентировки камеры и от эффективного времени расширения (не должно превышать $1/20$ сек.). Из измерений со счетчиками

известно, что по всем направлениям проходит через 1 см^2 в 1 мин около 1,5 быстрых частиц. Эта цифра, в общем, согласуется с результатами, найденными с помощью камеры Вильсона. Скобельцын добился получения удачного снимка с одним или несколькими следами примерно через каждые десять расширений. А в работе Андерсона на 50 съемок приходился всего лишь 1 след с длиной пробега, отвечающей порядку измеренной энергии. Применение нашего метода дает следы на 80% всех сделанных снимков»[*].

После экспериментов Блэккетта и Оккиалини уже не было никаких сомнений, что позитрон – это новая частица. Кроме того им впервые удалось надежно зарегистрировать рождение электрон-позитронной пары при взаимодействии γ -квантов с веществом. Блэккетт и Оккиалини впервые указали на то, что позитрон является той самой частицей, которую предсказал незадолго до этого П. Дирак.

Вскоре выяснилось, что позитроны могут рождаться не только в космических лучах, но и под действием γ -квантов с энергией больше 1 МэВ. Если в камеру Вильсона поместить свинцовую пластинку и облучать её γ -квантами от радиоактивного источника с энергией γ -квантов $>1 \text{ МэВ}$, то можно наблюдать две частицы, рождающиеся в одной точке, которые магнитным полем отклоняются в противоположные стороны, это электрон и позитрон. Рождение позитронов всегда происходит в паре с электроном.

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^-.$$

На рис. 3.3 показано рождение электрон-позитронной пары в камере Вильсона, заполненной криптоном.

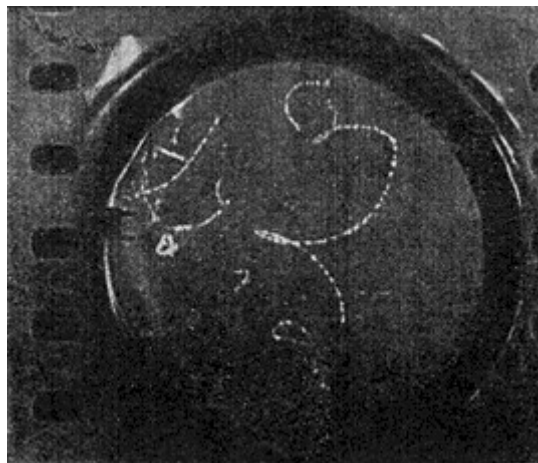


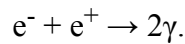
Рис. 3.3. Рождение пары электрон-позитрон в камере Вильсона.

Открытие позитрона – частицы по своим характеристикам идентичной электрону за исключением знака электрического заряда (у позитрона он положительный) – было исключительно важным событием в физике. Еще в 1928 году П. Дирак предложил уравнение для описания релятивистской квантовой механики электрона. Оказалось, что уравнение Дирака имеет два решения, как с положительной, так и с отрицательной энергией. Состояние с отрицательной энергией описывает частицу аналогичную электрону, но имеющую положительный электрический заряд.

П. Блэккетт, Г. Оккиалини: «Согласно сообщению Андерсона, им найдено несколько следов, которые должны быть приписаны положительно заряженным частицам с ничтожной массой. Андерсон приводит подробное описание этих фотографий, хотя самые фотографии не воспроизведены. На одной из них о направлении движения можно однозначно заключить по изменению кривизны пути после прохождения насквозь свинцовой пластинки. На другой фотографии два следа, выходящие из пластинки, искривляются в противоположных направлениях. На третьей две частицы покидают пластинку, отклоняясь в ту сторону, куда отклонились бы положительные заряды. Длина пробега и характеристическая ионизация – всё это вместе с предыдущим дает Андерсону основание утверждать, что перед нами – положительно заряженные частицы с массой, значительно меньшей, чем масса протона».

П. Блэккетт, Г. Оккиалини. «Разрушение атомов космическими лучами и положительный электрон».

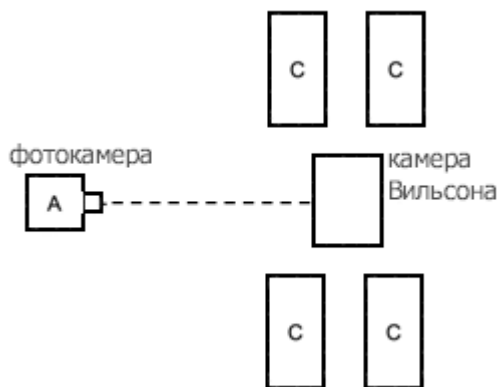
Позитрон был первой обнаруженной частицей из целого класса частиц, которые получили название *античастицы*. До открытия позитрона казалась загадочной различная роль положительных и отрицательных зарядов в природе. Почему существует тяжелый положительно заряженный протон, и нет тяжелой частицы с массой протона и отрицательным зарядом? Зато существует легкий отрицательно заряженный электрон. Открытие позитрона по существу восстановило зарядовую симметрию для легких частиц. В квантовой теории поля электрон и позитрон полностью равноправные частицы. Позитрон является стабильной частицей и может в пустом пространстве существовать, так же как электрон, бесконечно долго. Однако при столкновении электрона и позитрона происходит их аннигиляция. Электрон и позитрон исчезают, и вместо них рождаются два γ -кванта (фотона):



Происходит превращение частиц с массой отличной от нуля (масса электрона $mc^2 = 0.511$ МэВ) в частицы с нулевой массой (фотоны).

Наряду с процессом аннигиляции был обнаружен и процесс рождения пары частиц – электрона и позитрона. Электрон-позитронные пары рождались γ -квантами с энергией несколько МэВ в кулоновском поле атомного ядра.

При взаимодействии частиц высокой энергии с веществом процессы рождения и аннигиляции частиц и античастиц приводят к рождению большого количества вторичных частиц порожденных высокоэнергетической первичной частицей – каскадных ливней (рис. 3.4, 3.5, 3.6).



Патрик Блэккетт
(1897 – 1974)

1. Описан метод, с помощью которого удастся заставить частицы, обладающие огромной энергией, фотографировать следы своих собственных путей в камере Вильсона.
2. Нарисована картина наиболее поразительных, характерных явлений, заснятых этим методом на некоторых из 500 удачных фотографий; подвергся обсуждению вопрос о природе «ливней», состоящих из частиц, дающих на снимках сочетание сразу нескольких и даже многих путей.
3. Рассмотрение пробега, ионизации, кривизны и направления движения частиц приводит к подтверждению взгляда, высказанного впервые Андерсоном, о том, что должны существовать частицы с положительным зарядом, но с массой, скорее сравнимой с массой электрона, чем протона...
4. Разобран вопрос о происхождении положительных и отрицательных электронов в ливне... Последующее поведение положительных электронов рассмотрено в свете дираковской теории «дырок».

Нобелевская премия по физике

1948 г. – П. Блэккетт. За усовершенствование метода камеры Вильсона и сделанные в связи с этим открытия в области ядерной физики и космической радиации.

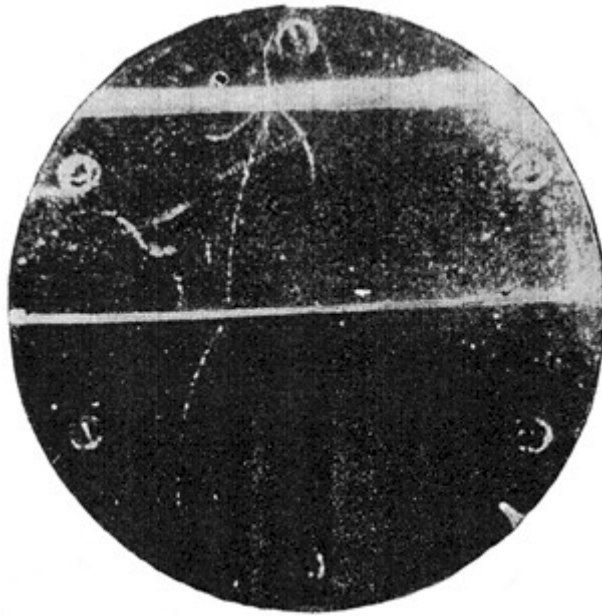


Рис. 3.4. Позитрон, созданный гамма-лучами в свинцовой пластине и прошедший сквозь алюминиевую пластину толщиной 0,55 мм. Энергия позитрона над алюминиевой пластиной 820 кэВ, под алюминиевой пластиной 520 кэВ.

П. Блэккетт, Г. Оккиалини: «Сделать первый шаг в раскрытии этих сложных явлений – значит, прежде всего, путем отождествления установить природу частиц, порождающих следы. Не совсем легко с этим справиться, так как данные, почерпнутые из фотографий и служащие для выводов, зачастую противоречивы. Однако, по-видимому, неизбежно следует придти к тому замечательному, рассеивающему затруднения заключению, которое уже сделал Андерсон при расшифровке аналогичных фотографий. Оно состоит в том, что некоторые из следов нужно приписать частицам, несущим положительный заряд, но имеющим массу, ничтожную сравнительно с массой протона».

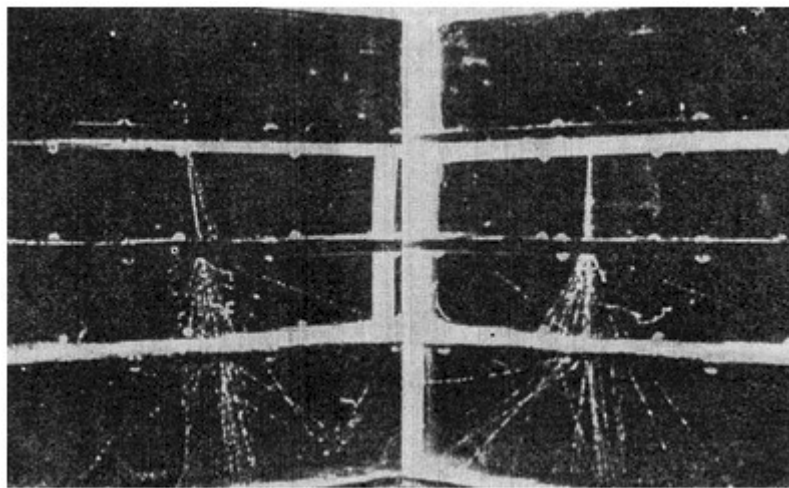


Рис. 3.5. Развитие ливня в свинцовых пластинах.

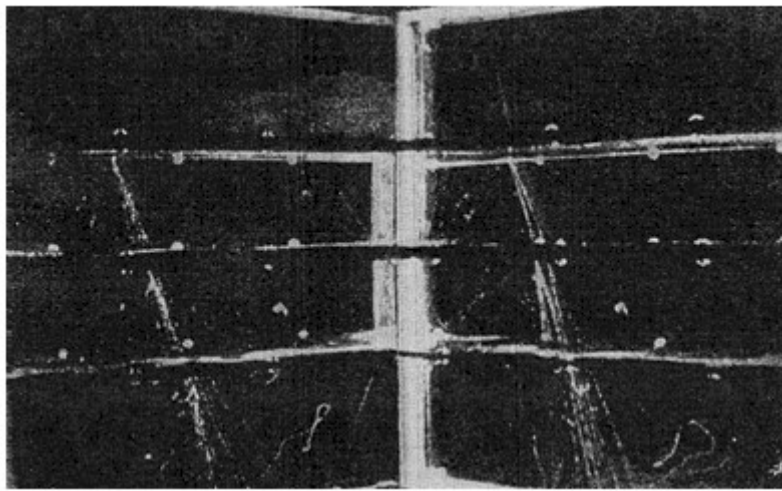


Рис. 3.6. Развитие ливня в свинцовых пластинах.

П. Блэккетт, Г. Оккиалини: «Чтобы определить знак заряда частицы, надо знать, в каком направлении она двигалась вдоль следа. Есть четыре способа узнать об этом из фотографий:

1. Частица пронизывает достаточно толстую металлическую пластинку, так что по выходе из нее частица успела потерять заметную долю своей энергии. Очевидно, что в этом случае движение совершается со стороны большего значения H_r в сторону меньшего. В противном случае пришлось бы допустить существование выигрыша энергии внутри пластинки, а эта возможность настолько маловероятна, что мы вправе ее отбросить. Если, при фотографировании попадет частица совсем медленная, тогда представляется случай обнаружить изменение H_r , вызываемое благодаря непрерывной потере энергии во время прохождения частицы через газ.
2. С другой стороны, если частица служит причиной появления какой-либо вторичной частицы с достаточной энергией, скажем, при столкновении со свободным электроном, – тогда угол между вторичным следом и первичным, укажет направление движения частиц.
3. Если группа следов расходится из некоторой общей точки или некоторой малой области пространства, тогда существует очень большая вероятность – хотя и не сама достоверность, – что всякая частица такой группы движется, удаляясь от этой области.
4. Если след наблюдается в почти вертикальном направлении, то более вероятно, что частица двигалась вниз, а не вверх. В основу последнего предположения взят бесспорный факт, что ионизация под действием космического излучения увеличивается от глубин к высотам. Однако трудно оценить численно эту вероятность, поскольку не известна повторяемость таких явлений, как зафиксированное на рис. 13, где есть, по крайней мере, одна частица, отразившаяся кверху».

В классической физике понятия частицы и волны резко разграничены – одни физические объекты являются частицами, а другие – волнами. Превращение пары электрон-позитрон в фотоны стало дополнительным подтверждением представления о том, что между излучением и веществом много общего.

П. Блэккетт, Г. Оккиалини: «Очевидно, что существуют несколько различных процессов, дающих начало сложным путям ливней. В небольшом количестве случаев этот процесс совсем прост. Налетающая частица – обычно отрицательный или положительный электрон – выбивает из отдельного ядра, по всей вероятности, три или более частицы. Рис. 17 с большой наглядностью подтверждает, что налетающая частица выбрасывает из ядра меди 2 электрона (оба с $E_e \approx 13 \cdot 10^6$ V) наряду с одним протоном. Извержение могло сопровождаться также и другими частицами, но они, по-видимому, имели слишком недостаточную длину пробега, чтобы преодолеть толщину пластинки и выйти из нее. Рис. 13 дает картину двух электронов ($E_e \approx 10 \cdot 10^6$ и $13 \cdot 10^6$ V), вышибленных из ядра свинца книзу, и двух других, с большей энергией ($E_e > 100 \cdot 10^6$ V), выбитых кверху. Возможно, что один из последних двух представляет собою налетающую частицу, взрывающую ядро, и тогда другой электрон – один из осколков, летящий при взрыве кверху. Возможно и то, что обе верхние частицы

суть продукты разрушения ядра; тогда в этом случае саморазрушение придется приписать какому-то неионизирующему агенту.

Однако оба эти случая – сравнительно простые при сопоставлении со сложной картиной обильных ливней. В этом наиболее типичном процессе наблюдается одновременное извержение некоторого числа частиц, вылетающих с огромной энергией. Эти частицы выбрасываются обыкновенно в направлениях, заключенных внутри довольно узкого конуса, но бывают случаи (рис. 12), когда этот конус, довольно широкий. Вполне естественно искать объяснение узкого конуса разлета частиц в том импульсе, который сообщается им в момент удара налетающей частицей, обладающей чрезвычайно большой энергией. Пока еще невозможно установить природу всех частиц, выброшенных из ядра, но, по-видимому, среди них преобладают отрицательные и положительные электроны; есть некоторые, правда, еще недостаточные указания, что в ряде случаев те и другие электроны выбиваются приблизительно в одинаковом количестве.

Возникновение этих частиц возбуждает огромный интерес; в частности, они, несомненно, часто зарождаются внутри материала с легким и средним атомным весом, поскольку излучающие центры обнаружены и в воздухе, и в стекле, и в алюминии, и в меди. Согласно самым последним представлениям о структуре ядра, в таких легких ядрах не должно быть свободных отрицательных электронов. А уже найдено, по крайней мере, положительных и отрицательных электронов, исходящих из отдельного точечного центра излучения в стекле, меди или свинце (рис. 12, 11 и 10) и, следовательно, по всей вероятности, из отдельного ядра.

Существует три возможных гипотезы, которые мы вправе сделать относительно появления этих частиц: они могли существовать в разрушенном ядре с самого начала, еще до акта соударения; они могли существовать в налетающей частице; наконец, они могли возникнуть в течение процесса соударения. За отсутствием каких-либо независимых доказательств самостоятельного существования частиц прежде сотрясения ядра разумно принять последнюю из этих трех гипотез. Затем, учитывая хорошо известные трудности, вырастающие при обращении с электронами внутри ядер как с независимыми механическими объектами, последняя гипотеза, быть может, и в этом смысле имеет большее преимущество. Тогда согласно этой гипотезе все ливни (вместе с обычным β -распадом) следует представлять себе как процесс возникновения частицы в прямом смысле этого слова.

Этот вопрос чрезвычайно близко связан с проблемой строения нейтрона. Согласно взгляду на нейтрон как на сложную частицу, отрицательные электроны в ливнях могут получиться при расщеплении каждого из нейтронов на отрицательный электрон и протон, но эта схема не дает объяснения возникновению положительных электронов. Кроме того, она приводит к тому, что нужно ожидать большего количества следов протонов на фотографиях, чем наблюдается в действительности».

П. Блэккетт, Г. Оккиалини: «Существование положительных электронов в этих ливнях немедленно вызывает естественный вопрос: почему же до сих пор они ускользали от наблюдения? Ясно, что они могут обладать только ограниченной продолжительностью жизни как свободные частицы, поскольку они не встречаются ни в одном веществе при нормальных условиях.

Вполне допустимо, что они могут входить в соединение с другими элементарными частицами и образовывать устойчивые ядра, переставая при этом быть свободными. Но кажется более приемлемым, что они исчезают при взаимодействии с отрицательным электроном, выбрасывая при этом 2 кванта или более.

Этот последний механизм дан непосредственно в дираковской теории электронов. Согласно этой теории, квантовые состояния в области отрицательной кинетической энергии, представлявшие прежде непреодолимое препятствие для физической интерпретации, почти все, за немногими исключениями, заполнены отрицательными электронами. Немногие незанятые состояния ведут себя подобно обыкновенным частицам с положительной кинетической энергией и положительным зарядом. Сам Дирак думал отождествить эти «дырки» с протонами, но от этого пришлось отказаться, когда было установлено, что у этих «дырок» должна быть такая же масса, как и у отрицательных электронов. Предстоит непосредственная и важная задача экспериментального определения массы положительного электрона точными измерениями его ионизации и $H\gamma$. Сейчас же можно только сказать, что отсутствие разницы между ионизацией следов у отрицательных и положительных электронов при одинаковом $H\gamma$ стало достоверностью, а это косвенно служит временным доказательством равенства их масс.

По теории Дирака, положительные электроны имеют только очень короткую среднюю продолжительность жизни, пока какой-либо отрицательный электрон сверху не соскочит с легкостью вниз, в незанятое состояние. Таким образом «дырка» заполнится, и произойдет исчезновение сразу

обоих – и положительного и отрицательного – электронов одновременно; при этом излучится 2 кванта энергии.

Мы чувствуем себя обязанными перед проф. Дираком не только за весьма ценное и неоднократное обсуждение этих вопросов, но также и за позволение привести результаты его вычислений по определению действительной вероятности этого процесса «аннигиляции» (исчезновения) электронов. Размеры поперечного сечения электронов при аннигиляции (в единицах площади) суть:

$$\Phi = \frac{re^4}{m_0^2 c^4} f(\gamma),$$

где

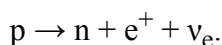
$$f(\gamma) = \frac{1}{\gamma+1} \left[\frac{\gamma^2 + 4\gamma + 1}{\gamma^2 - 1} \log \left\{ \gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1} \right\} - \frac{\gamma + 3}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \right]$$

и $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$, а v – скорость положительного электрона».

В стабильных атомных ядрах существует определенное равновесное соотношение между числом протонов Z и числом нейтронов в ядре N

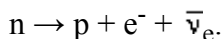
$$Z = \frac{A}{0.015A^{2/3} + 2},$$

где $A = Z + N$. Если число протонов превышает это равновесное значение, то протон p в ядре может в результате β^+ -распада превратиться в нейтрон n , позитрон e^+ и электронное нейтрино ν_e



Позитроны образуются при β^+ -распаде атомных ядер. Впервые позитроны образующиеся при β^+ -распаде наблюдали [Ф. Жолио](#) и [И. Кюри](#).

Такой распад происходит только внутри атомного ядра. Свободный протон является стабильной частицей, т.к. его масса $m(p)$ меньше суммы масс нейтрона $m(n)$, позитрона $m(e^+)$ и нейтрино $m(\nu_e)$. Аналогичная ситуация имеет место и в случае ядер, перегруженных нейтронами относительно равновесного значения. Нейтрон n внутри ядра распадается, превращаясь в протон p , электрон e^- и электронное антинейтрино $\bar{\nu}_e$



Однако в отличие от протона распад свободного нейтрона возможен, т.к. масса покоя нейтрона $m(n)$ больше суммы масс протона $m(p)$, электрона $m(e^-)$ и электронного антинейтрино $m(\bar{\nu}_e)$.

Распады протонов и нейтронов в атомном ядре привели к появлению чрезвычайно глубокой концепции физики частиц – **в результате распада появляются новые частицы, которых не было в начальном состоянии**. Протон, электрон и электронное антинейтрино не существуют внутри нейтрона, они образуются при β -распаде нейтрона. Эта концепция впервые была развита Э. Ферми в созданной им теории β -распада.

Процессы β -распада, аннигиляции и рождения пар заставили по-новому осмыслить, что же такое элементарная частица. Элементарная частица перестала быть неизменным «кирпичиком» в строении материи. Возникла новая чрезвычайно глубокая концепция взаимного превращения элементарных частиц. Оказалось, что элементарные частицы могут рождаться и исчезать, превращаясь в другие элементарные частицы.

Дж. Чадвик, П. Блэккетт, Г. Оккиалини: «Опыты Андерсона и Блэккетта–Оккиалини позволили открыть такие явления в камере Вильсона, которые с большой убедительностью доказывают

существование положительных электронов – частиц приблизительно с той же массой, что и обычный электрон, но несущих с собою положительный элементарный заряд.

Некоторые явления, наблюдавшиеся при прохождении нейтронов через вещество, и опыты Кюри и Жолио, в которых был зафиксирован в камере Вильсона след от электрона, движущегося навстречу бомбардирующим нейтронам, заставили предположить возможность получения положительных электронов в процессе взаимодействия нейтронов и вещества. И действительно, на днях нам удалось заснять явления, которые могут быть истолкованы в этом смысле.

Препарат полония и бериллиевый экран были расположены в непосредственной близости к стенкам камеры Вильсона. К внутренней стенке камеры прикреплялся свинцовый экранчик с поверхностью около 2.5 см^2 и в 2 мм толщиной. Этот свинцовый экранчик, следовательно, и фотографировался в то время, когда он подвергался действию излучения, шедшего от бериллия и состоявшего из γ -лучей и нейтронов. Съемка производилась посредством стереоскопической пары аппаратов. В течение расширения налагалось магнитное поле, напряженность которого обыкновенно была приблизительно 800 гаусс.

Большая часть следов, попавших на фотографии, судя по знаку их кривизны, очевидно, обязана своим происхождением отрицательным электронам. Но обнаружено немало и таких случаев, когда следы, имея один конец либо в самом свинцовом экранчике, либо поблизости от него, обладают кривизной противоположного знака. Одно из двух: или эти следы принадлежат частицам, несущим положительный заряд, или – отрицательным электронам, испущенным из разных отдаленных углов камеры и как-то так удачно собирающимся магнитным полем, что их следы заканчиваются как раз на свинцовой пластинке. С точки зрения статистики, конечно, гораздо более вероятен первый вариант объяснения, т.е. что следы начинаются в экранчике и, следовательно, прочерчены частицами, несущими положительный заряд.

Яркое доказательство этой гипотезы было получено путем расположения металлической пластинки поперек камеры с тем, чтобы перехватить пути частиц. При этом удалось получить пока лишь немного настолько хороших фотографий, чтобы след с положительной кривизной, пройдя через пластику, оставался бы в фокусе от начала до конца. Однако уже и эти фотографии не оставляют никаких сомнений в том, что частицы испускаются из свинцового экранчика или мест, поблизости от него; поэтому мы имеем здесь дело с положительно заряженными частицами. В одном случае пластинка представляла собою слой меди в 0.25 мм толщиной. В этом случае след со стороны обстреливаемой поверхности пластинки имел кривизну, соответствовавшую значению $H_p = 12700$, а со стороны защищенной $H_p = 10$ тыс. Это указывает на то, что частицы распространялись от экранчика через медную пластинку, теряя определенное количество энергии в пластинке. Изменение значения H_p за время прохождения частицы через медь, примерно, то же самое, что и у отрицательного электрона, поставленного в те же самые условия. Характеристическая ионизация частицы также, примерно, такая же, что и у отрицательного электрона. Эти наблюдения согласуются с предположением, что масса и величина заряда положительной частицы – те же самые, что и для отрицательного электрона.

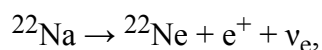
Каким способом получаются эти положительные электроны, еще пока неясно: зарождаются ли они под воздействием нейтронов, входящих в излучение бериллия, или благодаря сопровождающему нейтроны γ -излучению? Надо надеяться, что дальнейшие опыты, уже ведущиеся, разрешат этот вопрос»[†].

Источники позитронов

Позитроны образуются при распаде β^+ -радиоактивных ядер, большинство из которых получаются искусственным путем или остались на Земле как продукты нуклеосинтеза в звездах.

^{22}Na – источник позитронов

В качестве источника позитронов широко используется изотоп ^{22}Na . Период полураспада изотопа ^{22}Na равен 2.6 года. В 90% случаев распад происходит в результате β^+ -распада



с образованием стабильного изотопа ^{22}Ne (рис. 3.7).

В 10% случаев распад ^{22}Na происходит в результате е-захвата

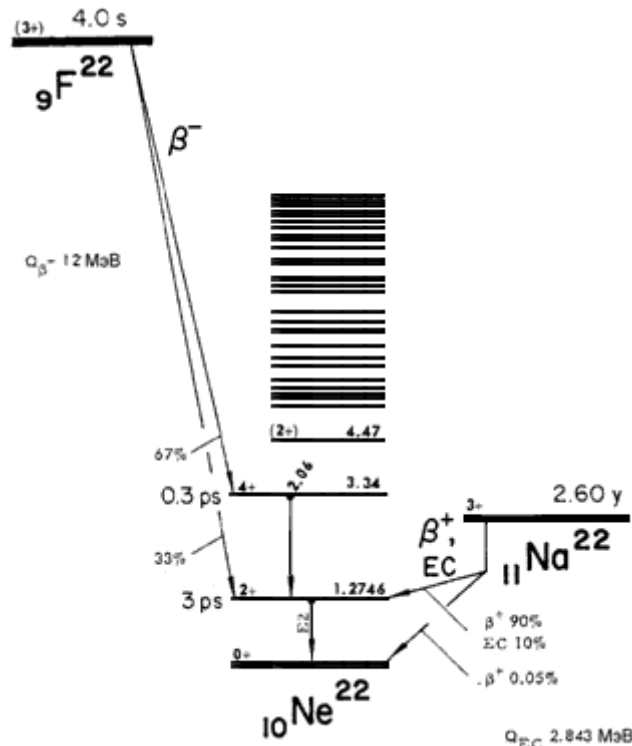
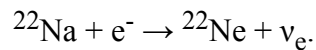


Рис. 3.7. Радиоактивный источник позитронов ^{22}Na .

Практически 100% распадов происходит на первое возбужденное состояние ^{22}Ne с энергией $E^* = 1.27 \text{ МэВ}$, $J^P = 2^+$. Распад в основное состояние ^{22}Ne $J^P = 0^+$ составляет 0.05%. Поэтому β^+ -распад ^{22}Na практически всегда сопровождается появлением γ -кванта с энергией 1.27 МэВ.

[*] Опубликовано в Proc. Roy. Soc. 139, A839, 639 (март 1933); перевод В. В. Бовина. УФН, т. 33, вып. 7 (1933). «Разрушение атомов космическими лучами и положительный электрон». Название статьи в английском оригинале: Some Photographs of the Tracks of Penetrating Radiation.

[†] J. Chadwick, P. M. S. Blackett & G. Occhialini. "New Evidence for the Positive Electron", Nature 131, 473 (April 1933)



4. Электромагнитные взаимодействия

Электромагнитное взаимодействие является одним из четырех типов фундаментальных взаимодействий:

- сильное взаимодействие,
- электромагнитное взаимодействие,
- слабое взаимодействие,
- гравитационное взаимодействие.

Переносчиком электромагнитного взаимодействия является квант электромагнитного поля – фотон. Радиус действия сил R и масса переносчика взаимодействия m связаны соотношением

$$R = \hbar/mc.$$

Так как фотон имеет нулевую массу, радиус действия электромагнитных сил бесконечный. Поэтому к электромагнитному взаимодействию сводится большинство явлений, наблюдаемых в макроскопических масштабах – силы трения, упругости и другие. Безразмерная константа

$$\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$$

определяет интенсивность электромагнитного взаимодействия.

Фундаментальная вершина электромагнитного взаимодействия

Процессы квантовой электродинамики описываются с помощью одной фундаментальной вершины состоящей из двух фермионных линий f и одной фотонной γ (рис. 4.1)

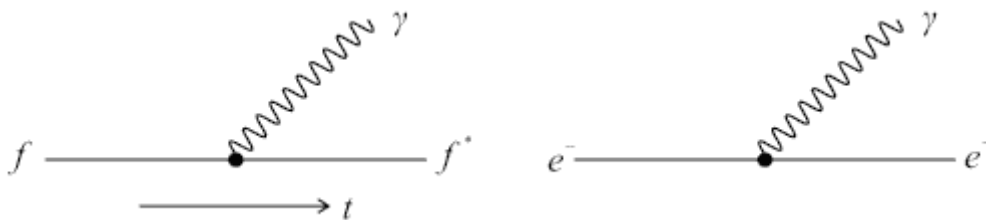


Рис. 4.1. Фундаментальная вершина, описывающая виртуальный процесс испускания фермионом (электроном) фотона.

Вершина электромагнитного взаимодействия описывает виртуальный процесс испускания фермионом, например, электроном фотона (рис. 4.1). Этот процесс является виртуальным, т.к. свободный электрон ни испустить, ни поглотить фотон не может, что можно показать, воспользовавшись равноправием инерциальных систем координат и рассмотрев процесс в системе координат, в которой электрон покоится после поглощения фотона (рис. 4.2). Из законов сохранения энергии и импульса следует $\vec{p} = \vec{k}$, т. к. до поглощения импульс фотона \vec{p} равен импульсу фотона \vec{k} . После поглощения фотона электроном из закона сохранения энергии следует

$$(c^2 p^2 + m^2 c^4)^{1/2} + |\vec{k}|c = mc^2.$$

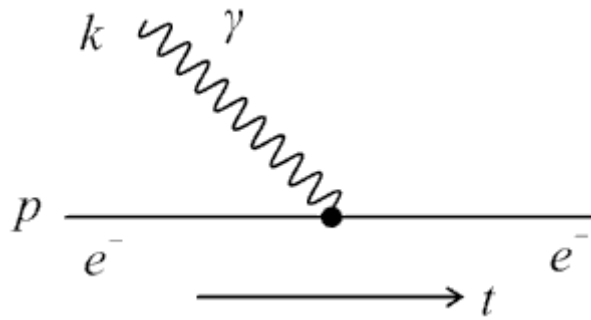


Рис. 4.2. Виртуальный процесс поглощения электроном фотона.

Законы сохранения энергии и импульса могут выполняться только в том случае, если $p = k = 0$, т.е. в случае отсутствия фотона. В зависимости от ориентаций фермионных и фотонных линий относительно оси времени основной узел квантовой электродинамики описывает различные виртуальные процессы взаимодействия электронов, позитронов и фотонов.

В приведенных ниже виртуальных процессах (рис. 4.3–4.9) ось времени направлена слева направо.

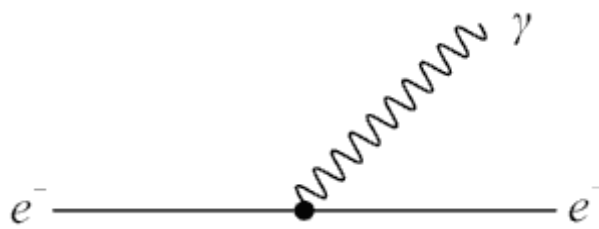


Рис.4.3. Виртуальный процесс испускания электроном фотона

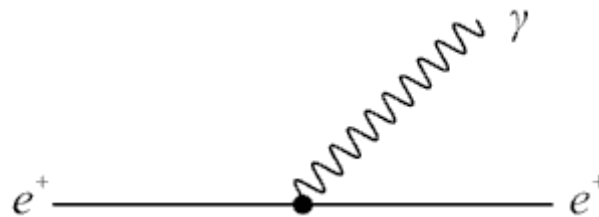


Рис. 4.4. Виртуальный процесс испускания фотона позитроном. Позитрон распространяется по оси времени в противоположном направлении.

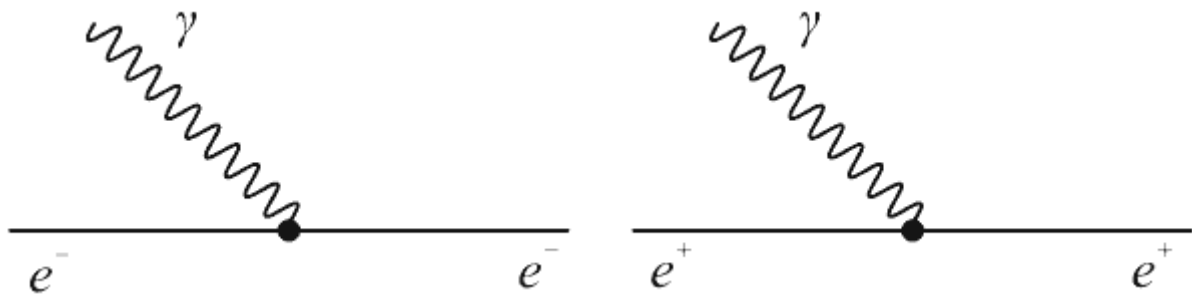


Рис. 4.5. Виртуальные процессы поглощения фотона электроном (слева) позитроном (справа).

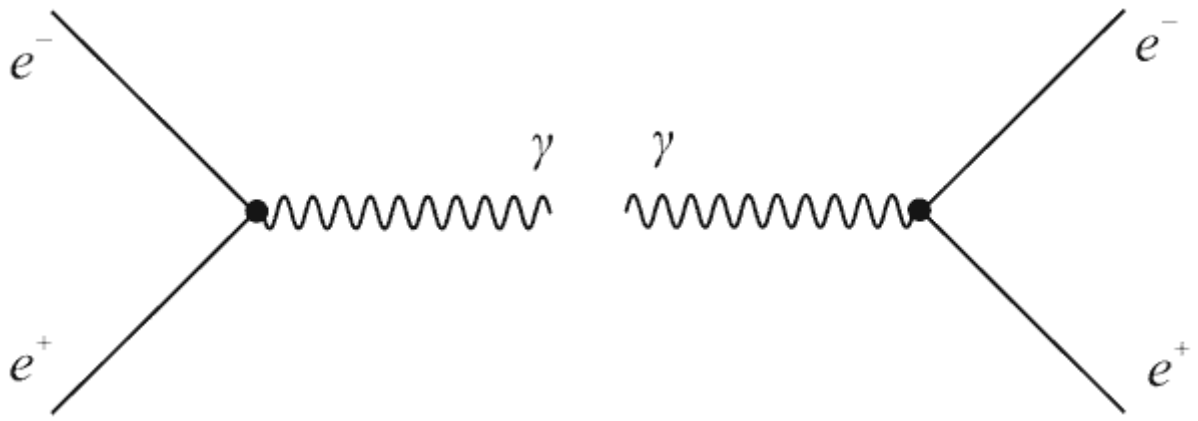


Рис. 4.6. Виртуальные процессы e^+e^- -аннигиляции (слева), образования пары электрон-позитрон (справа).

Образование e^+e^- -пар

Релятивистское обобщение Дираком теории электрона привело не только к предсказанию позитрона, но и к предсказанию того, что при достаточно высоких энергиях $E > 1$ МэВ возможен процесс образования электрон-позитронных пар. Этот процесс был экспериментально обнаружен в 1932 г.

Во всех процессах, происходящих в Природе, выполняется закон сохранения электрического заряда. Электрону приписывается электрический заряд $Q = -1$, протону — $Q = +1$, фотону и другим нейтральным частицам приписывается величины электрического заряда $Q = 0$. Позитрон, являющийся античастицей по отношению к электрону имеет электрический заряд $Q = +1$.

Закон сохранения электрического заряда

Квантовое число суммарного электрического заряда не изменяется во всех типах взаимодействий. Сумма всех квантовых чисел электрического заряда частиц после взаимодействия равна их сумме до взаимодействия.

Закон сохранения электрического заряда не запрещает изменение числа заряженных частиц. В результате аннигиляции электрона и позитрона число заряженных частиц уменьшается на две единицы. При этом суммарный электрический заряд остаётся равным нулю, как до взаимодействия, так и после взаимодействия. Процесс рождения электрон-позитронной пары подчиняется тому же закону сохранения электрического заряда. Любая частица может быть рождена или уничтожена одновременно со своей античастицей. При этом все квантовые числа будут автоматически сохраняться.

Из законов сохранения импульса и энергии следует, что процесс образования электрон-позитронных пар не может происходить в вакууме. Процесс образования пар происходит лишь в кулоновском поле третьей частицы, получающей часть импульса и энергии. Процесс рождения фотоном электрон-позитронной пары в поле атомного ядра Z показан на рис. 4.7.

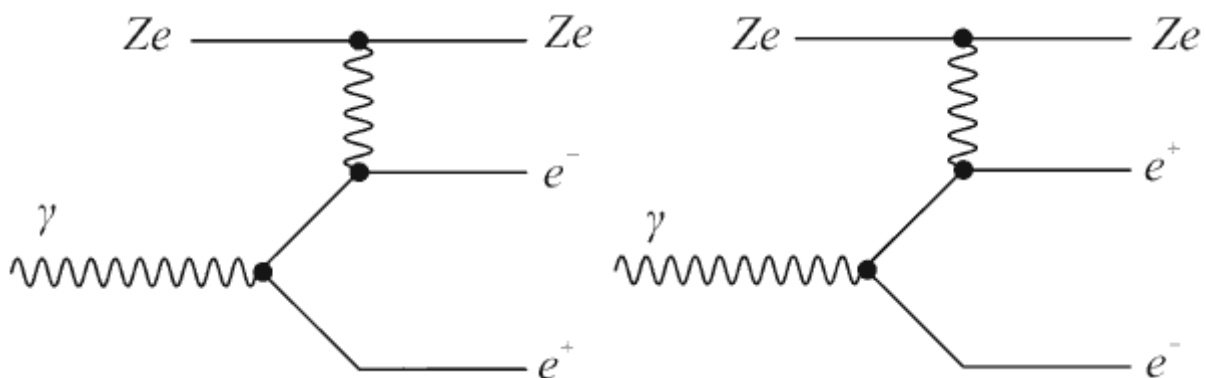


Рис. 4.7. Образование e^+e^- -пары в кулоновском поле атомного ядра.

В более компактном виде диаграмму Фейнмана образования электрон-позитронной пары в кулоновском поле атомного ядра можно изобразить в виде, показанном на рис. 4.8.

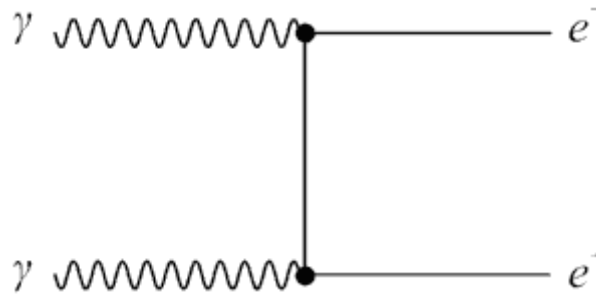


Рис. 4.8. Образование e^+e^- -пары в кулоновском поле атомного ядра.

Диаграмма Фейнмана рассеяния фотона на фотоне имеет вид.

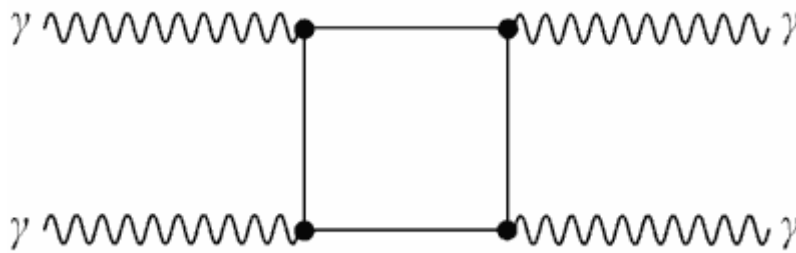


Рис. 4.9. Диаграмма Фейнмана рассеяния фотона на фотоне.

Образование e^+e^- -пар в поле атомного ядра происходит в случае, если энергия γ -кванта удовлетворяет соотношению

$$E_\gamma \geq 2m_e c^2 + E_n,$$

где первый член соответствует энергии покоя пары электрон и позитрон, а второй – энергии отдачи ядра. Так как энергия отдачи ядра сравнительно мала, то энергия, определяемая первым членом, является порогом рождения пар ($2m_e c^2 \cong 1.022$ МэВ). Одиночный квант любой энергии не может превратиться в электрон-позитронную пару, т.к. при этом не выполняются одновременно законы сохранения энергии и импульса. В основном образование e^+e^- -пар происходит в кулоновском поле ядер атомов. Эффективное сечение этого процесса пропорционально квадрату заряда ядра Z^2 . Электрон-позитронные пары также могут образовываться в кулоновском поле электрона.

В этом случае порог рождения e^+e^- -пар в поле электрона равен $4m_e c^2$. Увеличение порога рождения e^+e^- -пар в кулоновском поле электрона связано с тем, что энергию отдачи получает электрон, имеющий малую массу, и пренебречь ею уже нельзя. Образование пар в поле электрона имеет сравнительно малую вероятность. На рис. 4.10 показана зависимость сечений образования e^+e^- -пар на протоне и электроне в области энергий до 100 МэВ. С увеличением энергии γ -кванта разность сечений убывает.

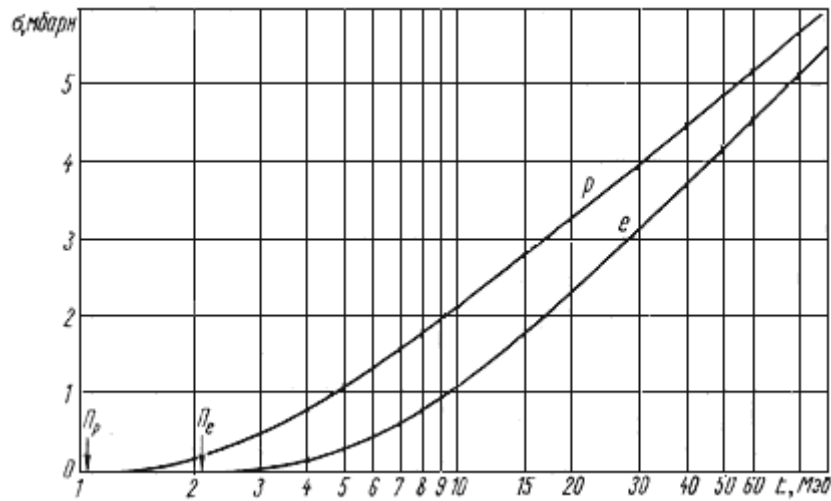


Рис. 4.10. Эффективные сечения образования электронно-позитронных пар γ -квантами с энергией ≤ 100 МэВ на протоне и электроне.

На рис. 4.11 приведено теоретически рассчитанное эффективное сечение образования электронно-позитронных пар γ -квантами на протоне, атомах водорода и свинца в области энергий до 10^6 МэВ.

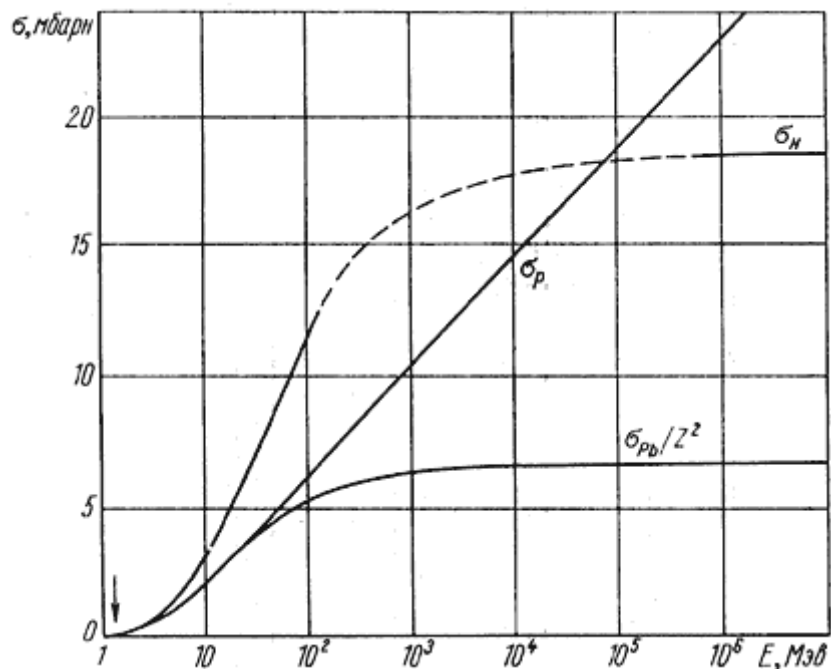


Рис. 4.11. Эффективное сечение образования электронно-позитронных пар γ -квантами большой энергии на протоне σ_p и атомах водорода σ_H и свинца σ_{Pb} .

На рис. 4.12 показана вероятность P образования фотоном e^+e^- -пар в веществе с различным зарядом ядер. Видно, что вероятность образования электрон-позитронной пары растет с ростом энергии фотона и увеличением заряда ядра и достигает предельного значения в области нескольких сотен МэВ.

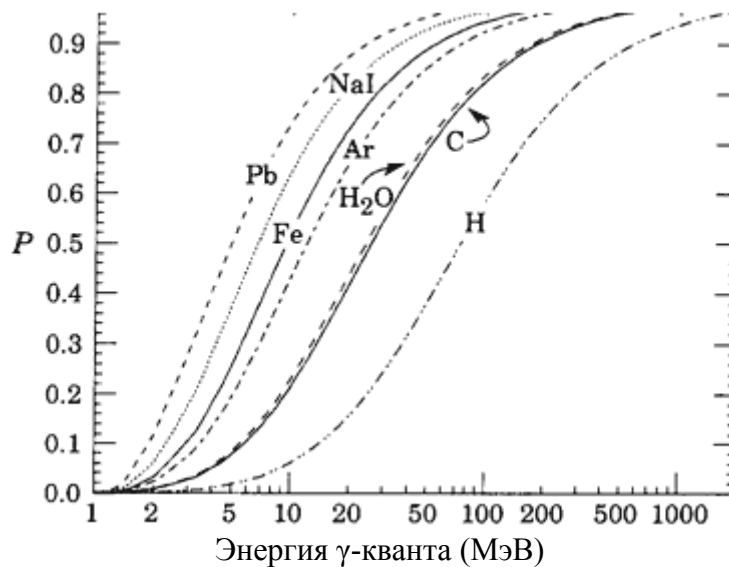


Рис. 4.12. Зависимость вероятности образования электрон-позитронной пары в кулоновском поле атомного ядра от заряда атомного ядра и энергии фотона.

При образовании e^+e^- -пары часть энергии γ -кванта E превращается в энергию покоя пары частиц $2m_e c^2$, а оставшаяся энергия $E - 2m_e c^2$ переходит в кинетические энергии трех частиц: электрона e^- , позитрона e^+ и атомного ядра (или электрона), в поле которого происходит образование пары. Распределение кинетической энергии между этими тремя частицами зависит от масс частиц и углов их разлёта. Поэтому энергия частиц не определяется однозначно направлением вылета частиц, а имеет непрерывное распределение от нулевой до максимальной $E - 2m_e c^2$. Максимальная энергия позитрона или электрона при образовании пар на атомных ядрах близка к энергии $E - 2m_e c^2$, т. к. масса ядра велика по сравнению с массами электрона и позитрона m_e , а энергия отдачи ядра мала.

На рис. 4.13 показаны теоретически рассчитанные спектры электронов (позитронов) при образовании e^+e^- -пар γ -квантами различных энергий. Угловое распределение позитронов и электронов зависит от энергии γ -кванта E . Если $E \gg 2m_e c^2$ импульс образовавшейся e^+e^- -пары близок по величине и направлению к импульсу γ -кванта, т.е. электрон и позитрон летят в том же направлении, что и образовавший их γ -квант, с малым относительным углом разлёта электрона и позитрона. Средний угол вылета частиц θ имеет величину

$$\theta \approx m_e c^2 / E.$$

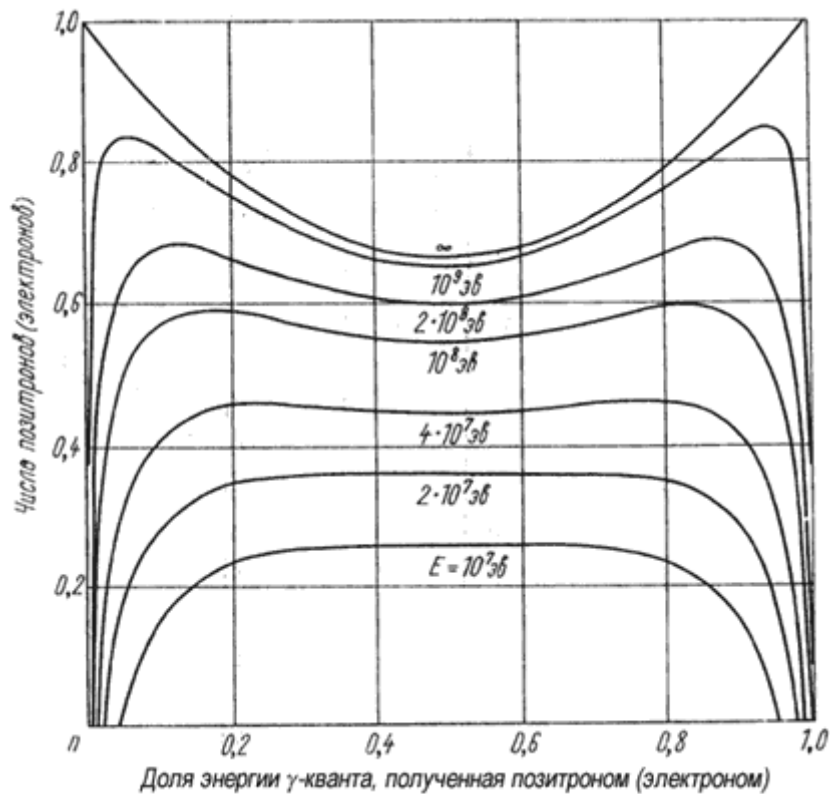
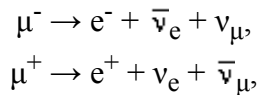
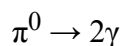


Рис. 4.13. Теоретически рассчитанные спектры позитронов (электронов) при образовании пар γ -квантами различной энергии $E/m_e c^2$ в воздухе.

В природных условиях образование e^+e^- -пар происходит при взаимодействии космических лучей с веществом. Распады положительно и отрицательно заряженных мюонов

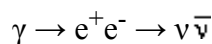


составляющие сильно проникающую компоненту космического излучения, и распады π^0 -мезонов



приводят к образованию каскадных ливней и размножению числа e^+e^- -пар.

Образование e^+e^- -пар эффективно происходит в звездах, когда температура повышается выше 10^9 К. Взаимодействие электронов и позитронов с атомными ядрами приводит к образованию химических элементов в звездах и, в частности, к образованию химических элементов в районе железного максимума. Образование и последующая аннигиляция e^+e^- -пар



имеют большое значение в механизме испускания нейтрино в звездах и влияют на эволюцию звезд. Аннигиляция электрон-позитронных пар с образованием пары $\nu\bar{\nu}$ приводит к заметной потере энергии в звездах.

e^+e^- -аннигиляция. Низкие энергии

Одним из ярких свойств взаимодействия частиц и античастиц является процесс аннигиляции. Аннигиляция – это процесс, в котором частица и соответствующая ей античастица превращаются в кванты электромагнитного поля или в другие частицы – кванты физических полей другой природы. Характер продуктов аннигиляции и соотношение вероятностей различных каналов аннигиляции

определяются типом взаимодействия и правилами отбора, вытекающими из закона сохранения. Например, при соударении электрона и позитрона они оба могут исчезнуть, образовав два фотона:

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma.$$

При достаточно высокой энергии электрон-позитронная пара может превратиться в совокупность тяжелых частиц – адронов, например, возможен процесс образования пары протон–антипротон

$$e^+ + e^- \rightarrow p + \bar{p}.$$

Для того чтобы была возможна аннигиляция пары e^+e^- с образованием протона и антипротона, полная суммарная энергии пары электрон–позитрон в системе центра масс должна быть больше, чем суммарная масса протона и антипротона, т. е. больше (2×940) МэВ.

Процесс аннигиляции при низких энергиях $E < m_\mu c^2$ ниже порога рождения наиболее лёгких заряженных лептонов $\mu^+\mu^-$ -мюонов приводит к единственному процессу – рождению γ -квантов. Основным процессом при этих энергиях будет двухфотонная аннигиляция.

Попав в вещество, позитрон испытывает большое количество столкновений с атомами вещества и быстро теряет энергию на их ионизацию. Сечение двухфотонной аннигиляции для свободного электрона и позитрона, движущихся с относительной скоростью $v \ll c$, вычисленное Дираком, описывается следующей зависимостью от скорости позитрона v :

$$\sigma = \frac{\pi r_0^2 c}{v} = \frac{7.48 \cdot 10^{-15}}{v} \text{ см}^2,$$

где r_0 – классический радиус электрона, а скорость v выражена в см/с. Вероятность аннигиляции позитрона λ небольшой энергии в среде с плотностью электронов N_e определяется соотношением

$$\lambda = N_e \sigma v = N_e \pi r_0^2 c = 0.7 \cdot 10^{-14}$$

- Время жизни позитрона τ в конденсированной среде $N_e = 10^{24} \text{ см}^{-3}$

$$\tau = 10^{-10} \text{ с}.$$

- В межзвездной среде $N_e = 1 \text{ см}^{-3}$ время жизни медленного позитрона относительно аннигиляции

$$\tau = 10^{14} \text{ с} \approx 3 \cdot 10^6 \text{ лет}.$$

Сечение аннигиляции быстро падает с увеличением относительной скорости сталкивающихся частиц. Поэтому в подавляющем большинстве случаев аннигиляция происходит после того, как позитрон потеряет всю свою энергию на ионизацию, т. е. при $v \approx 0$. Следовательно, относительный момент e^+e^- -пары $l = 0$ и e^+e^- -аннигиляция будет происходить в S-состоянии.

Рассмотрим, как влияют законы сохранения на процесс двухфотонной аннигиляции остановившегося позитрона. Из закона сохранения энергии следует

$$m_+ c^2 + m_- c^2 = E\gamma_1 + E\gamma_2,$$

где m_+ , m_- – масса соответственно позитрона и электрона ($m_+ c^2 + m_- c^2 = 0.511 \text{ МэВ}$), $E\gamma_{12}$ – энергии образовавшихся фотонов. Из закона сохранения импульса следует

$$0 = P_+ + P_- = P\gamma_1 + P\gamma_2.$$

Выполнение законов сохранения энергии и импульса приводит к тому, что рождающиеся в двухфотонной аннигиляции γ -кванты имеют одинаковые энергии:

$$E_{\gamma_1} = E_{\gamma_2} = m_e c^2$$

и разлетаются в противоположных направлениях.

В том случае, когда аннигилирует движущийся позитрон ($v \neq 0$), угол разлета фотонов и распределение энергии между фотонами зависят от скорости позитрона. При больших энергиях ε аннигилирующих позитронов ($\varepsilon \gg m_e c^2$) фотоны испускаются преимущественно вперед и назад относительно направления движения позитронов. Фотон, летящий вперед, уносит почти всю энергию позитрона, на долю же фотона, летящего назад, остается энергия, примерно равная половине энергии покоя электрона $m_e c^2/2$. На аннигиляции ускоренных пучков позитронов основан метод получения квазимонохроматических γ -квантов высокой энергии.

Векторная диаграмма импульсов фотонов в случае трехфотонной аннигиляции показана на рис. 4.14.

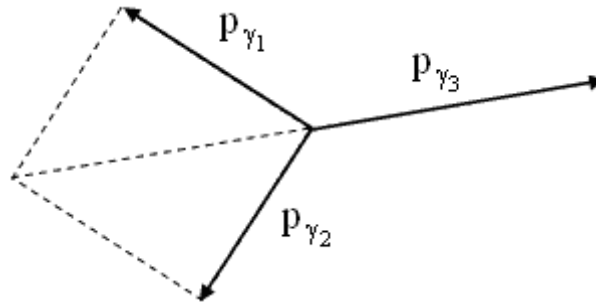


Рис. 4.14. Векторная диаграмма импульсов фотонов в случае трёхфотонной аннигиляции.

Суммарный момент J , уносимый фотонами в случае двухфотонной и трехфотонной аннигиляции может иметь значение $J = 0$ или $J = 1$ в зависимости от направлений спинов e^+e^- -пары (рис. 4.15).

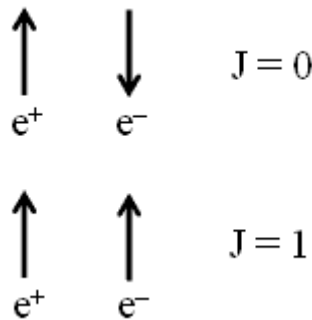


Рис. 4.15. Возможные значения полного спина J системы e^+e^- при аннигиляции в S -состоянии.

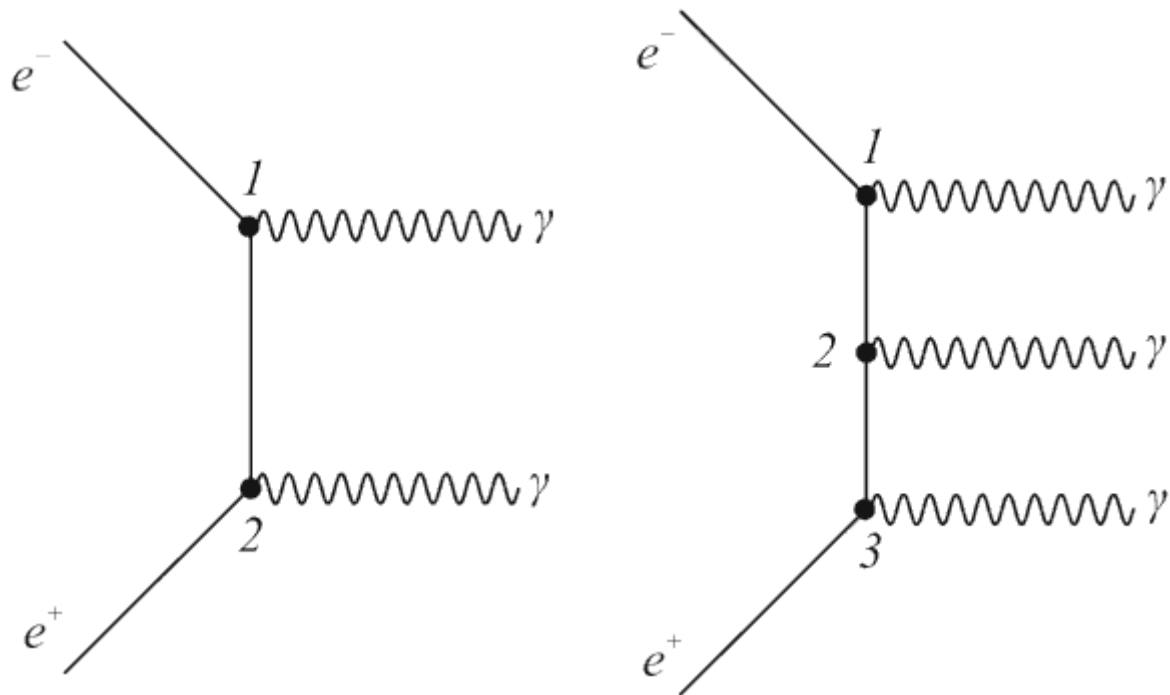


Рис. 4.16. Процесс аннигиляции пары e^+e^- : а) двухфотонная аннигиляция; б) трехфотонная аннигиляция.

Процесс аннигиляции пары e^+e^- изображается диаграммами, показанными на рис. 4.16. Процесс двухфотонной аннигиляции показан на рис. 4.16а. На рис. 4.16б показан процесс испускания трех фотонов. На рисунке ось времени направлена слева направо. Каждой частице на диаграмме Фейнмана соответствует определенная линия. Сплошные линии описывают электрон и позитрон, волнистые – фотоны. Свободные концы линий соответствуют невзаимодействующим частицам в начальном и конечном состояниях. Взаимодействие частиц на диаграммах описывается вершинами (точки 1, 2, 3 на рис. 4.16) и рассматривается как испускание и поглощение различных виртуальных частиц. Виртуальным частицам соответствуют внутренние линии, соединяющие вершины. На диаграмме рис. 4.16а в точке 1 электрон превратился в фотон и виртуальную частицу, которая затем в точке 2 поглощается позитроном. Вершине сопоставляется константа связи, характеризующая интенсивность взаимодействия. В случае электромагнитных взаимодействий константа равна

$$\alpha^{1/2} = (e^2/\hbar c)^{1/2}.$$

Амплитуда процесса пропорциональна константе связи в степени равной числу вершин в диаграмме Фейнмана. Диаграмме с N вершинами соответствует амплитуда A , пропорциональная $\alpha^{N/2}$. Эффективное сечение процесса определяется квадратом амплитуды. Оно будет, таким образом, пропорционально α^N . Так как для электромагнитного взаимодействия $\alpha \ll 1$ наибольший вклад дают диаграммы с минимальным числом вершин. Поэтому, не проводя расчетов, можно оценить соотношение вероятностей различных процессов. Так, например, для процессов, изображенных на рис. 4.16, сечение двухфотонной аннигиляции примерно на два порядка больше сечения трехфотонной аннигиляции

$$\frac{\sigma(2\gamma)}{\sigma(3\gamma)} \approx \frac{A^2(2\gamma)}{A^2(3\gamma)} \approx \frac{[(\sqrt{\alpha})^2]^2}{[(\sqrt{\alpha})^3]^2} = \frac{1}{\alpha} = 137.$$

Таким образом, для электромагнитных процессов каждая дополнительная вершина соответствует подавлению процесса примерно на 2 порядка. Поэтому трехфотонная аннигиляция должна происходить гораздо реже, чем двухфотонная. Эксперименты показывают, что из каждой тысячи аннигилирующих позитронов, лишь единицы аннигилируют с образованием трёх фотонов.

Характерное время жизни позитронов в веществе $\sim 10^{-10}$ с.

Если позитрон находится в веществе, в результате взаимодействия позитрона с электронами и

ядрами среды позитрон постепенно теряет энергию до тех пор, пока его энергия не уменьшится настолько, что он термализуется в среде. В результате взаимодействия с электроном среды позитрон до того как произойдет e^+e^- -аннигиляция может образовать связанное состояние – позитроний. Поэтому аннигиляция часто идет через образование связанного состояния системы e^+e^- -позитрония. Позитроний, в котором спины электрона и позитрона антипараллельны (парапозитроний) имеет время жизни $1.2 \cdot 10^{-10}$ с и распадается на 2 γ -кванта. Позитроний, в котором спины электрона и позитрона параллельны (ортопозитроний) распадается на 3 γ -кванта и имеет среднее время жизни $1.4 \cdot 10^{-7}$ с. Более подробно см. п. 7 и 17.

Электромагнитные взаимодействия в e^+e^- -соударениях

Исследование e^+e^- -столкновений является эффективным средством изучения электромагнитных взаимодействий лептонов. Электромагнитные взаимодействия с участием лептонов при энергиях в системе центра масс $E_{ц.м.} = 0.5$ ГэВ представлены в основном следующими процессами:

1. $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$;
2. $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$;
3. $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$;
4. $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Реакции $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ происходят во всём диапазоне энергий $E_{ц.м.}$ сталкивающихся частиц. Рождение $\mu^+\mu^-$ -пар возможно при энергии $E_{ц.м.}$ выше 214 МэВ (энергия покоя мюона $m_\mu c^2 = 107$ МэВ). Дифференциальные сечения реакций при энергии $E_{ц.м.} = 1$ ГэВ приведены на рис. 4.17.

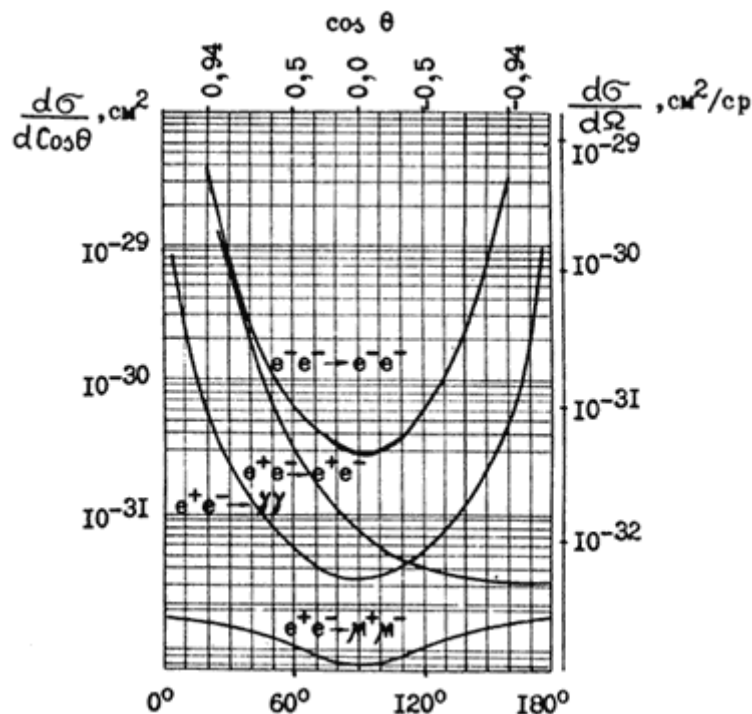


Рис. 4.17. Дифференциальные сечения реакций $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ при $E_{ц.м.} = 1$ ГэВ.

Характерной особенностью электромагнитных взаимодействий лептонов при высоких энергиях является сильная угловая зависимость продуктов реакции от направления сталкивающихся частиц. Продукты реакции вылетают в направлении сталкивающихся частиц. Большая часть их вылетает в пределах угла $\theta \approx mc^2/E$, где m – масса продуктов реакции, E – энергия столкновения. Зависимость

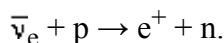
формы угловых распределений от массы частиц в конечном состоянии отчетливо проявляется при сравнении угловых распределений реакций $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.



5. Нейтрино. Антинейтрино

Вскоре после открытия А. Беккерелем явления радиоактивности Э. Резерфорд показал, что в результате радиоактивного распада появляются электроны. Это явление было названо β^- -распадом. (В 1934 г. Ирэн и Жолио Кюри обнаружили явление β^+ -распада, сопровождающееся появлением в результате β^+ -распада позитронов.) Изучение явления β -распада привело к неожиданному результату. Оказалось, что и электроны, и позитроны имеют непрерывный спектр энергий. Для объяснения этого явления [В. Паули](#) предположил, что процесс β -распада сопровождается появлением не одной наблюдаемой заряженной частицы электрона (β^- -распад) или позитрона (β^+ -распад), а двух. Вторую частицу сложно обнаружить, т.к. она имеет маленькую массу и нулевой электрический заряд. Эта частица вначале была названа нейтроном, но после открытия нейтронов в составе атомного ядра была по предложению В. Паули переименована в нейтрино, что в переводе с итальянского означает «маленькая нейтральная частица». Образование нейтрино в результате β -распада спасло казавшиеся нарушенными законы сохранения энергии и импульса. Нейтрино имело квантовое число спин $s = 1/2$ и уносило недостающую часть энергии и импульса. Предсказанные Паули нейтрино появлялись как в результате β^- -распада, так и в результате β^+ -распада. Как и предсказал В. Паули, обнаружение нейтрино оказалось очень сложной задачей. Лишь в 1956 г. Ф. Райнесу и [К. Козну](#) удалось в результате сложного эксперимента доказать существование антинейтрино. Были зарегистрированы антинейтрино, образующиеся в ядерном реакторе в результате деления атомных ядер. Как и предсказал В. Паули нейтрино имеет очень маленькое сечение взаимодействия с веществом $\sigma \approx 10^{-43} \text{ см}^2$.

Свидетельством существования антинейтрино явилось наблюдение реакции



1956 г. Ф Райнес и К Коуэн зарегистрировали антинейтрино.



Схема установки Ф. Райнеса и К. Козна



Фредерик Райнес
(1918 – 1998)

Нобелевская премия по физике

1995 г. – Ф Райнес. За детектирование нейтрино.

Источником антинейтрино являлся ядерный реактор. Интенсивные потоки антинейтрино $\bar{\nu}$ образовывались в результате β^- -распада радиоактивных осколков деления. Под действием антинейтрино, образующихся в ядерном реакторе в результате реакции на протоне происходило образование позитрона и нейтрона. Этот процесс был надежно зарегистрирован.

Ф. Райнес: «В конце 1955 г., по предложению и при большой моральной поддержке Джона А. Вилера ([John A. Wheeler](#)), детектор был поставлен на новый, мощный (700 МВт в то время) компактный тяжеловодный реактор на заводе в Саванна Ривере в Айкене, Южная Каролина (the Savannah River Plant in Aiken, South Carolina).

Этот реактор отлично подходил для изучения нейтрино, благодаря наличию хорошо экранированного помещения, расположенного в массивном здании в 11 метрах от реактора и на глубине 12 метров под землей. Интенсивный поток $\bar{\nu}$ ($1.2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1}$) и уменьшение фона от космических лучей внесли существенный вклад в успех эксперимента, который даже при этих благоприятных условиях потребовал 100 дней измерений в течение одного года.

В Саванна Ривере мы выполнили серию измерений, чтобы показать, что:

- а) связанный с реактором сигнал согласовывается с теоретическими ожиданиями;
- б) первый импульс сигнала обусловлен позитронной аннигиляцией;
- в) второй импульс сигнала обусловлен захватом нейтрона;
- г) величина сигнала зависит от количества протонов в мишени;
- д) с помощью эксперимента поглощения исключается возможность регистрации излучения отличных от нейтрино частиц.

Мы руководствовались правилом: для того, чтобы сделать вывод о том, что мы действительно наблюдали нейтрино Паули Ферми, каждая проверка должна была принести ожидаемый для нас результат. Неожиданный результат подразумевал бы либо экспериментальную ошибку, либо необходимость внесения корректив в наш взгляд на нейтрино»[*].

Ф. Райнес: «Наша телеграмма Паули. Проверки были завершены, и мы обрели уверенность в результате. Это было великолепное ощущение непосредственного участия в процессе познания. В июне 1956 г. мы решили, что пришло время сообщить о наших результатах человеку, который и начал все это, когда молодым написал свое знаменитое письмо, в котором ввел нейтрино, сказав для большего эффекта, что не может прийти на заседание и рассказать об этом лично, потому что должен идти на танцы.

Наше сообщение было переправлено в ЦЕРН, где Паули прервал заседание, для того чтобы зачитать телеграмму участникам совещания (и затем экспромтом сделал несколько замечаний, касающихся открытия): «Мы счастливы сообщить Вам, что мы определенно зарегистрировали нейтрино от фрагментов деления путем наблюдения обратного бета-распада протонов. Полученное сечение хорошо согласуется с ожидаемыми шестью умноженными на десять в минус сорок четвертой степени сантиметрами в квадрате». Позже мы узнали, что Паули с друзьями выпили ящик шампанского в честь этого события.

Через много лет (примерно в 1986 г.) К.П. Энц (C.P. Enz), студент Паули, прислал нам копию письма, написанного ночью в 1956 г., которое никогда не было нами получено: «Спасибо за сообщение. Все приходит к тому, кто умеет ждать. Паули».

Проблема была решена, брошенный вызов встречен. Оставалось только ждать независимого подтверждения результата другими экспериментаторами. Как оказалось, мы были правы, но проверка существования, ставшая побочным продуктом нейтринных экспериментов на ускорителе, заняла около восьми лет. Я подозреваю, что такая задержка была вызвана в основном тем, что наш результат не был неожиданным. Около 20 лет спустя другая группа, вдохновленная возможностью существования нейтринных осцилляций, также зарегистрировала $\bar{\nu}_e + p$ на реакторах.

Обнаружение антинейтрино привело к очередной проблеме: являются ли нейтрино образующиеся в результате β^+ - и β^- -распадов одинаковыми частицами или различными? Для выяснения вопроса являются ли ν и $\bar{\nu}$ тождественными частицами или между ними существует какое-то различие, был поставлен эксперимент по регистрации реакции

$$\bar{\nu} + n \rightarrow p + e^- \quad (5.1)$$

Если ν и $\bar{\nu}$ являются тождественными частицами, то реакция (5.1) должна наблюдаться. Это следует из того, что имеет место реакция

$$\nu + n \rightarrow p + e^- \quad (5.2)$$

являющаяся обращением во времени наблюдаемой Райнесом и Козном реакции

$$p + e^- \rightarrow \nu + n.$$

Обе реакции (5.1) и (5.2) при тождественности ν и $\bar{\nu}$ должны идти с одним и тем же характерным для нейтрино (антинейтрино) сечением $\approx 10^{-43} \text{ см}^2$.

Так как в природе нет нейтронных мишеней, эксперимент можно было поставить только на нейтронах, входящих в состав атомного ядра. В 1946 г. [Б. Понтекорво](#) предложил использовать для этой цели реакцию:



Если реакция $\bar{\nu} + n \rightarrow p + e^-$ возможна, то под действием антинейтрино реактора один из нейтронов, входящих в состав ядра ${}^{37}\text{Cl}$, превращается в протон, что приводит к образованию радиоактивного изотопа ${}^{37}\text{Ar}$ с периодом полураспада 35.04 суток. В результате захвата одного из электронов атомной оболочки (е-захват) ядро ${}^{37}\text{Ar}$ вновь превращается в ${}^{37}\text{Cl}$. е-захват можно зарегистрировать по появлению оже-электрона с энергией 2.8 кэВ, который должен сопровождать процесс е-захвата.

Для регистрации реакции $\bar{\nu} + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$ необходимо было использовать большую массу мишени, так как в случае тождественности нейтрино и антинейтрино, сечение реакции должно было составлять $\approx 10^{-43} \text{ см}^2$. В качестве мишени использовалось около 4000 литров раствора четыреххлористого углерода. Каждый сеанс облучения продолжался 2 месяца. Была разработана специальная методика извлечения радиоактивного изотопа ${}^{37}\text{Ar}$ из огромного объема мишени. Выделенный ${}^{37}\text{Ar}$ помещался затем в низкофоновый пропорциональный счетчик для регистрации его радиоактивности.

Образование радиоактивного изотопа ${}^{37}\text{Ar}$ в результате реакции $\bar{\nu} + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$ не было зарегистрировано. Для величины сечения реакции $\bar{\nu} + n \rightarrow p + e^-$ была получена верхняя оценка

$$\sigma_{\text{эксп}}(\bar{\nu} + n \rightarrow p + e^-) < 0.25 \times 10^{-44} \text{ см}^2,$$

что почти в 45 раз меньше того, что следовало ожидать, если бы нейтрино и антинейтрино были тождественными частицами.

Оказалось, что нейтрино, образующиеся в результате β^+ - и β^- -распадов разные частицы – они являются частицей и античастицей. Частица, появляющаяся при β^- -распаде вместе с электроном, была названа антинейтрино, а частица, появляющаяся при β^+ -распаде вместе с позитроном, была названа нейтрино.

Таблица 5.1

Основные характеристики электронного антинейтрино

Характеристика	Численное значение
Спин J, \hbar	1/2
Масса $m c^2, \text{ эВ}$	б3
Электрический заряд, Кулон	0
Магнитный момент, $e\hbar/2m_e c$	$< 10^{-10}$
Лептонное число L_e	-1

Экспериментальные данные позволяют сделать вывод, что нейтрино ν и антинейтрино $\bar{\nu}$ являются различными частицами. Нейтрино всегда в конечном состоянии появляется в паре с позитроном, а антинейтрино – в паре с электроном. При облучении нуклонов в пучке нейтрино в конечном состоянии наблюдаются только электроны. Если реакция происходит под действием антинейтрино, среди продуктов реакции всегда присутствуют позитроны, и никогда не наблюдаются электроны.

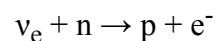
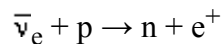
Отмеченные различия в свойствах нейтрино и антинейтрино можно описать, если ввести для электронов и нейтрино и для их античастиц новое квантовое число -электронный лептонный заряд L_e , приписав электрону и нейтрино значение $L_e = +1$, а их античастицам позитрону и антинейтрино - значение $L_e = -1$. При этом должен выполняться закон сохранения лептонного заряда (числа):

Закон сохранения электронного лептонного заряда (числа)

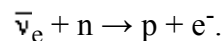
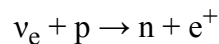
В замкнутой системе электронный лептонный заряд (число) L_e сохраняется.

Из закона сохранения лептонного числа следует, какие реакции с участием электронных нейтрино и антинейтрино возможны, а какие запрещены.

Разрешены реакции



Запрещены реакции



Нейтрино имеет спин $s = 1/2$. Если частица имеет спин $s = 1/2$, то возможны две различные ориентации спина относительно направления импульса p частицы. Различают правополяризованные и левополяризованные частицы. Правополяризованной считается частица, спин которой направлен по импульсу, левополяризованной – против импульса. Для характеристики взаимного направления спина и импульса частицы вводится понятие спиральности h , которое определяется соотношением

$$h = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{s}| \cdot |\vec{p}|}.$$

Тогда согласно определению правополяризованные частицы имеют положительную спиральность $h = +1$, левополяризованные – отрицательную $h = -1$.

В многочисленных экспериментах было показано, что электронное нейтрино ν_e всегда является левополяризованной частицей, а электронное антинейтрино $\bar{\nu}_e$ – правополяризованной частицей.

$$h(\nu) = -1, \quad h(\bar{\nu}) = +1$$

В природе отсутствуют правополяризованные нейтрино и левополяризованные антинейтрино.

Таким образом, нейтрино ν отличается от своей античастицы антинейтрино $\bar{\nu}$

- значением электронного лептонного числа L_e
 $L_e(\nu) = +1, L_e(\bar{\nu}) = -1$;
- значением спиральности h
 $h(\nu) = -1, h(\bar{\nu}) = +1$

Изучение процесса β -распада показало, что испускание электронов вызвано не электромагнитным и не ядерным взаимодействиями, а новым типом взаимодействия, до сих пор неизвестным в физике. Это взаимодействие было названо **слабым взаимодействием**. Изучение процессов, происходящих в результате слабого взаимодействия, принесло в физику много неожиданных и сенсационных открытий.

[*] Ф. Райнес. «Нейтрино: от полтергейста к частице». УФН 166 1352 (1996)





7. Связанные системы лептон-антилептон

Позитроний

Позитроний – это связанная квантовомеханическая система, состоящая из электрона и позитрона. Позитроний обозначается химическим символом Ps. Возможность образования позитрония обсуждалась ещё в середине 40-х годов. Сечение образования позитрония в e^+e^- -столкновениях при относительно малой скорости v , рассчитанное [Д. Иваненко](#) и [А. Соколовым](#) (ДАН СССР 58, 1320 (1947)),

$$\sigma_{Ps} = \frac{128}{3} \frac{\pi r_0^2 v^2}{\alpha^2 c^2}.$$

$\alpha = 1/137$ – постоянная тонкой структуры, $r_0 = e^2/m_e c^2$ – классический радиус электрона. Отношение сечений образования позитрония σ_{Ps} и аннигиляции σ_a

$$\frac{\sigma_{Ps}}{\sigma_a} = 43 \frac{v^2}{\alpha^2 c^2}.$$

При $v \approx \alpha \cdot c$, что соответствует относительной кинетической энергии сталкивающихся частиц 13.5 эВ, сечение образования позитрония в 50 раз больше, чем сечение аннигиляции. Поэтому в большинстве случаев перед аннигиляцией будет образовываться связанное состояние – позитроний.

Теоретически показано, что должно существовать два типа атомов позитрония, различающихся временем жизни.

Атом позитрония был впервые синтезирован [М. Дейчем](#) в 1951 г.

Атом позитрония состоит из частицы обыкновенной материи – электрона – и частицы антиматерии – позитрона.

Характеристики различных состояний позитроний можно получить из характеристик атома водорода, исходя из того, что протон заменяется позитроном, что приводит к уменьшению приведенной массы электрона μ в позитронии в два раза по сравнению с приведенной массой электрона в атоме водорода m_e

$$\mu = \frac{m_e m_{pos}}{m_e + m_{pos}} = \frac{1}{2} m_e.$$

Энергии состояний с главным квантовым числом n в атоме позитрония определяются соотношением

$$E_n = -\frac{\alpha^2 \mu c^2}{2n^2} = -\frac{Ry}{2n^2} = -\frac{6.8}{n^2} \text{ эВ},$$

$Ry = 13.602$ эВ – постоянная Ридберга.

Соответственно, энергии переходов в позитронии примерно в два раза меньше, чем энергии соответствующих переходов в атоме водорода, а длины излучаемых волн λ в два раза больше.

Радиус боровской орбиты атома позитрония $R(Ps)$ в два раза больше радиуса боровской орбиты атома водорода $R(H)$

$$R(Ps) = \frac{\hbar n^2}{\alpha \mu c} = 1.06 \cdot 10^{-8} n^2 \text{ см} = 2R(H) = 1.06 \text{ \AA}.$$

Потенциал ионизации позитрония 6.77 эВ, что вдвое меньше потенциала ионизации атома водорода. Так как спины электрона и позитрона равны $s = 1/2$, в основном связанном состоянии возможны два значения спина позитрония $S(Ps)$.

- $S(Ps) = 0$. Спины электрона и позитрона направлены в противоположные стороны – суммарный спин $S(Ps) = 0$. Это состояние называется парапозитронием.
- $S(Ps) = 1$. Спины электроны и позитрона направлены в одну сторону – суммарный спин $S(Ps) = 1$. Это состояние называется ортопозитронием.

Из-за различия в значениях спинов в основном состоянии энергия ортопозитрония $3S_1$ на $8.4 \cdot 10^{-4}$ эВ больше, чем энергия основного состояния $1S_0$.

При взаимодействии неполяризованных электрона и позитрона вероятность образования состояния со спином $S(Ps) = 1$ в три раза больше, чем вероятность образования состояния со спином $S(Ps) = 0$, что объясняется бóльшим статистическим весом $g = 2S + 1$ состояния $S = 1$ по сравнению с состоянием $S = 0$.

Время жизни позитрония зависит от взаимной ориентации спинов электрона и позитрона. Среднее время жизни покоящегося парапозитрония в вакууме относительно аннигиляции 125 пс, ортопозитрония – 143 нс. Такое большое различие времени жизни обусловлено тем, что в результате аннигиляции парапозитроний может распадаться на два γ -кванта, в то время как ортопозитроний распадается на три γ -кванта (рис. 7.1).

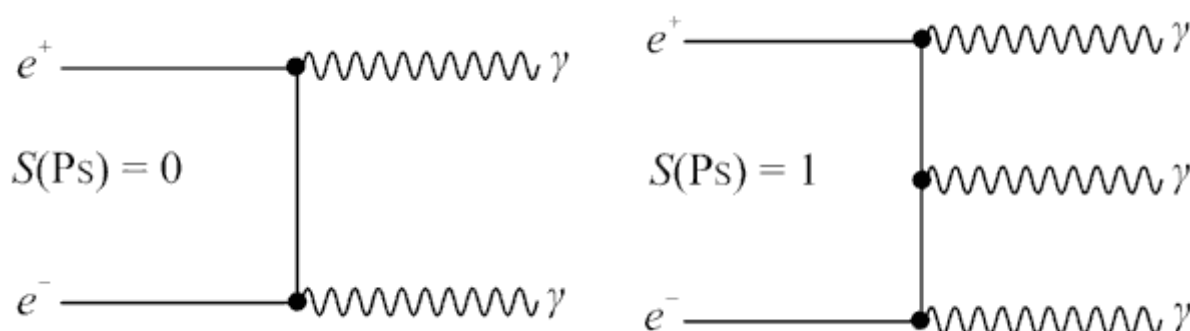


Рис. 7.1. Диаграммы распада парапозитрония $S(Ps) = 0$ и ортопозитрония $S(Ps) = 1$.

Возможна также аннигиляция парапозитрония на большее четное число фотонов, а ортопозитрония на большее нечетное число фотонов.

Спонтанный переход позитрония из ортосостояния в парасостояние запрещен, несмотря на маленькую ($8.4 \cdot 10^{-4}$ эВ) разность энергий этих состояний. Однако этот переход можно индуцировать при столкновении позитрония с молекулами газа, имеющего один неспаренный электрон. При этом может происходить резонансный обмен электронами между позитронием и молекулой газа.

Молекула позитрония

В 1976 г. [Д. Уиллер](#) показал, что позитроний может образовывать двух- и трехатомные молекулы аналогичные молекуле водорода. Изучение свойств позитрония стало возможным благодаря созданию интенсивных источников позитронов.

Первые источники позитронов имели интенсивность порядка десятков позитронов в секунду. Более интенсивные источники позитронов были получены в результате β^+ -распада радиоактивных изотопов, образующихся при облучении в ядерных реакторах или на ускорителях протонов и дейтронов. В результате удалось увеличить интенсивность позитронных пучков до 10^7 позитрон/с. Следующий этап повышения интенсивности позитронных пучков состоял в создании накопителей позитронов. В качестве исходного источника позитронов использовался изотоп ^{22}Na .

Наиболее интенсивные пучки позитронов можно получать при взаимодействии интенсивного лазерного излучения с веществом.[\[*\]](#) Взаимодействие короткого интенсивного лазерного пучка с материалом мишени приводит к образованию электронов, которые ускоряясь в интенсивном лазерном поле порождают тормозное γ -излучение с последующим образованием электронов и позитронов. Образовавшиеся электроны и позитроны затем можно достаточно просто разделить с помощью электромагнитных сепараторов.

Атом позитрония имеет некоторую аналогию с атомом водорода.

- В позитронии так же как в атоме водорода параллельные и антипараллельные ориентации спинов позитрона и электрона приводят к двум состояниям: парапозитрон – состояние с суммарным спином электрона и позитрона $S = 0$ и ортопозитроний – состояние с суммарным спином электрона и позитрона $S = 1$.
- В случае водорода можно создать отрицательный ион водорода из одного протона и двух электронов. Так же и в случае позитрония можно создать отрицательный ион позитрония, состоящий из одного позитрона и двух электронов.

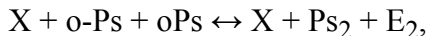
- Атомы водорода объединяются в двухатомные молекулы $^1\text{H} + ^1\text{H} \rightarrow 2^1\text{H}$. Поэтому представляло интерес получить молекулу двухатомного позитрония. Молекулы позитрония впервые были получены в 2007 г. [D. B. Cassidy, A. P. Mills. Nature 449, 195–196 (2007)].

Предварительные расчеты показывали, что энергия связи такой молекулы составляет ≈ 0.4 эВ. Поэтому для того, чтобы в результате столкновения двух атомов позитрония могла образоваться молекула позитрония, необходимо третье тело, которое забрало бы излишек энергии и тем самым стабилизировало образовавшуюся молекулу позитрония – предотвратило её быстрый развал. В качестве такого третьего тела была выбрана специально обработанная пористая поверхность кварца (размер пор ≈ 40 Å). Было показано, что атомы позитрония эффективно образуются в микропористой поверхности при облучении её интенсивным пучком позитронов. В специально разработанном накопителе позитронов аккумулировалось около 20 миллионов позитронов, которые затем в течение одной наносекунды выстреливались в кварцевую пластинку [C. M. Surko. Nature 449, 153 (September 2007)]. В микропорах происходило образование атомов позитрония. Атомы позитрония образовывались как в долгоживущем состоянии ортопозитрония o-Ps, так и в короткоживущем состоянии парапозитрония p-Ps. При плотности пучка позитронов $\sim 10^9 \text{ см}^{-2}$ в пористых ячейках происходят два процесса.

- Обмен спинами между взаимодействующими состояниями ортопозитрония и парапозитрония $\text{o-Ps} + \text{oPs} \leftrightarrow \text{pPs} + \text{pPs} + 2E_1$,

где E_1 – разность энергий состояний $3S_1$.

- Образование из двух o-Ps-состояний молекулы парапозитрония Ps_2



где X представляет среду, в которой происходит образование молекулы позитрония, $E_2 = 0.4$ эВ энергия, которая выделяется при образовании молекулы позитрония Ps_2 (рис. 7.2).

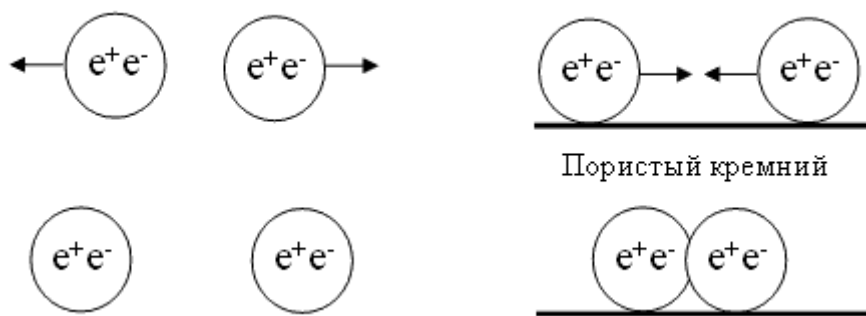


Рис. 7.2. Взаимодействие атомов позитрония в вакууме препятствует образованию молекулы позитрония. Взаимодействие атомов позитрония на поверхности пористого кремния способствует образованию молекулы позитрония.

Большинство позитронов, имплантированных в кварцевую подложку, сразу же аннигилировало с электронами подложки без образования позитрония. Однако временная диаграмма аннигиляции позволяла наблюдать аннигиляцию образующихся атомов в состоянии $S = 1$ в течение 150 нс после момента имплантации позитронов в кварцевую подложку. Захваченные пористой поверхностью позитроны взаимодействуют со свободными электронами кремния, в результате чего образуются атомы позитрония. Аннигиляция позитронов регистрировалась черенковским счетчиком с сцинтиллятором PbF_2 .

Доказательством образования позитрония являлась температурная зависимость интенсивности сигнала аннигиляционных γ -квантов с энергией 511 кэВ. При более низкой температуре образуется

больше молекул позитрония Ps_2 , т.к. атомы позитрония имеют меньшую энергию и реже сталкиваются с поверхностью. Наблюдалось увеличение быстрой компоненты сигнала при низкой температуре, что свидетельствовало об образовании молекул Ps_2 .

Прежде чем аннигилировать атомы позитрония успевали образовывать около 100 тысяч молекул позитрония Ps_2 . После того, как образовалась молекула позитрония в состоянии ортопозитрония, позитрон может захватить электрон с противоположным спином, что приводит к более быстрой аннигиляции позитрония. Молекулы позитрония отличаются тем, что они представляют собой смесь из четырех частиц одинаковой массы и аннигилируют быстрее атомов, т.к. в молекуле позитрония позитрону легче встретиться с электроном, чем в атоме.

Пока число образующихся молекул позитрония мало. Плотность образовавшихся молекул позитрония в первых экспериментах составляла 10^{15} см^{-3} . Однако планируется увеличить интенсивность пучка позитронов до уровня, при котором станут возможны исследования спектров молекулярного позитрония. Уже первые эксперименты с молекулярным позитронием показали, что энергия первого возбужденного состояния свободного атома позитрония и атома позитрония, находящегося в кремниевой микропоре, различаются. Это открывает принципиальную возможность измерять размеры различных дефектов поверхности. В будущих экспериментах планируется изучать свойства Бозе-конденсата из молекул позитрония, создать источник гамма-излучения – электрон-позитронный гамма-лазер.

Мюоний

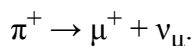
Мюоний – связанная квантовая система, состоящая из положительно заряженного мюона μ^+ и электрона e^- . Мюоний отличается от атома водорода заменой протона на положительно заряженный мюон μ^+ . Мюоний образуется при торможении мюонов μ^+ в веществе. Мюон может присоединить один из электронов электронной оболочки атома среды, образуя связанное состояние μ^+e^- . Время жизни мюония определяется средним временем жизни мюона $\tau(\mu) = 2.2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$. Уровни энергии мюонного атома E_n можно рассчитать на основе нерелятивистского уравнения Шредингера

$$E_n = -\frac{Ry}{n^2} \left(1 + \frac{m_e}{m_\mu} \right)^{-1} \text{ эВ},$$

где $Ry = 13.6 \text{ эВ}$ – постоянная Ридберга, $n = 1, 2, 3, \dots$ – главное квантовое число.

Радиус боровской орбиты мюония $R = 0.532 \text{ \AA}$. Потенциал ионизации атома мюония $E_{\text{иониз}} = 13.54 \text{ эВ}$. Мюоний – это простейшая система, состоящая из лептона e^- и антилептона μ^+ , связанная электромагнитным взаимодействием. Поэтому прецизионное измерение тонкой структуры спектра мюония является одним из точных методов проверки квантовой электродинамики. Так как электрон и мюон являются фермионами имеющими спин $s = 1/2$ их суммарное значение спина $\vec{F} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2$ может принимать значение $\vec{F} = 0, \vec{1}$, т.е. спины фермионов могут быть либо антипараллельны, либо параллельны. В 75% случаев атомы мюония образуются в состоянии $\vec{F} = \vec{1}$ с параллельными спинами мюона и электрона и в 25% случаев суммарный спин мюония равен нулю. Энергии этих состояний различаются на $\sim 2 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}$ и между ними возможны квантовые переходы с испусканием фотонов с частотой $\nu = 4463 \text{ МГц}$. Энергетическое расщепление состояний $\vec{F} = 0, \vec{1}$ обусловлено взаимодействием между магнитными моментами электрона e^- и мюона μ^+ . Во внешнем магнитном поле уровень $\vec{F} = \vec{1}$ расщепляется на три состояния различающиеся значениями проекции $F_z = +1, 0, -1$ вектора \vec{F} на внешнее магнитное поле.

Одним из эффективных способов образования мюона μ^+ является образование μ^+ в результате распада положительно заряженных пионов



Так как распад пиона происходит в результате слабого взаимодействия, в системе покоя пиона спин мюона направлен преимущественно против направления импульса мюона (рис. 7.3).

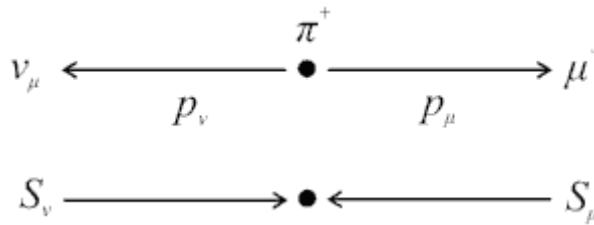


Рис. 7.3. Ориентации импульсов p_μ , p_ν и спинов s_μ , s_ν μ^+ -мюона и мюонного нейтрино ν_μ , образующихся при распаде π^+ -мезона.

Распад положительно заряженного мюона сопровождается появлением позитрона и двух нейтрино

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu.$$

Позитроны e^+ испускаются преимущественно в направлении спина мюона. Это свойство слабых взаимодействий позволяет определить направление спина мюона.

Поведение мюонных атомов в различных средах зависит от скорости различных химических реакций с участием мюонных атомов. Приведенная масса мюония и радиус мюонного атома практически совпадают с соответствующими величинами атома водорода, поэтому изучая поведение мюония в веществе, можно получить дополнительную информацию о взаимодействии атомарного водорода.

Возможны также образование других связанных состояний системы лептон-антилептон

- $\mu^+\mu^-$,
- $e^+\mu^-$.

Однако также связанные состояния экспериментально не наблюдались. Ещё более сложный экспериментальной задачей является наблюдение связанных состояний с участием τ -лептонов.

[*] Lawrence Livermore National Laboratory (3 November 2008). "Billions of particles of anti-matter created in laboratory" <https://www.llnl.gov/news/newsreleases/2008/NR-08-11-03.html>



8. Антипротон

Из концепции существования античастиц следует, что протон, так же как электрон, может иметь античастицу – частицу такой же массы, как и протон, но заряженную отрицательно. Однако такое утверждение не является очевидным. Дело в том, что протон имеет собственный магнитный момент $\mu = 2.79$ ядерного магнетона, в то время как теория Дирака предсказывала для точечной частицы значение магнитного момента $\mu = +1$, т.е. уравнение Дирака не даёт полного описания протона. Протон не является точечной частицей подобно электрону, а имеет размер ~ 0.8 фм. Известно, что протон является связанной системой трех цветных кварков.

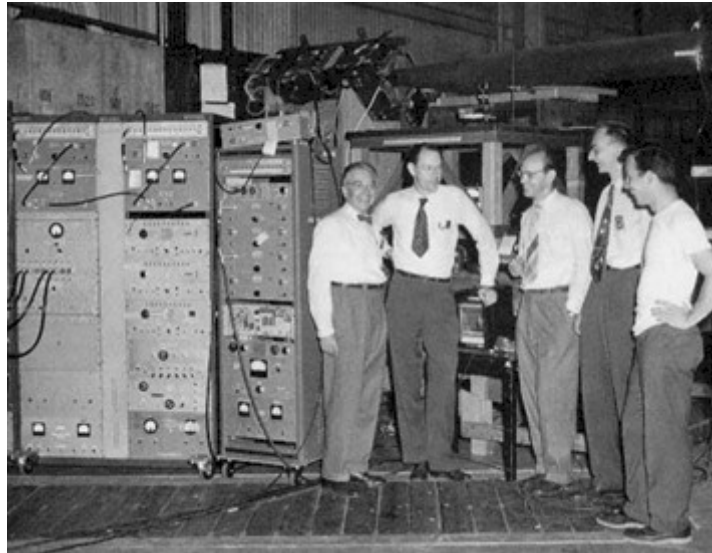


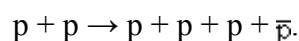
Рис. 8.1. Группа физиков, участвовавших в открытии антипротона. Слева направо: Эмилио Сегре, Клайд Виганд, Эдвард Лофгрэн (начальник Беватрона), Овен Чемберлен и Томас Ипсилантис.

Эксперименты по поиску антипротонов начались в Беркли (США) на специально построенном для этой цели ускорителе протонов с энергией 6.3 ГэВ, что превышало порог реакции образования нуклон-антинуклонной пары в протон-протонных соударениях. Самые устойчивые антиадроны – стабильный антипротон и наиболее долгоживущий из нестабильных антиадронов – антинейтрон, были открыты в 1955-1956 гг. Антипротон должен иметь массу такую же, как и протон, но, в отличие от протона, должен иметь отрицательный электрический заряд. Поэтому для доказательства существования антипротона необходимо было обнаружить частицу с единичным отрицательным зарядом $-e$ и массой равной массе протона. Для этого необходимо было измерить электрический заряд антипротона. Измерив импульс p антипротона и его скорость v , массу антипротона можно получить из соотношения

$$p = mc\beta\gamma,$$

где $\beta = v/c$, $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$, c – скорость света.

Из законов сохранения электрического и барионного зарядов следует, что антипротоны должны образовываться в реакции



Пороговая энергия этой реакции в лабораторной системе равна 5.63 ГэВ.

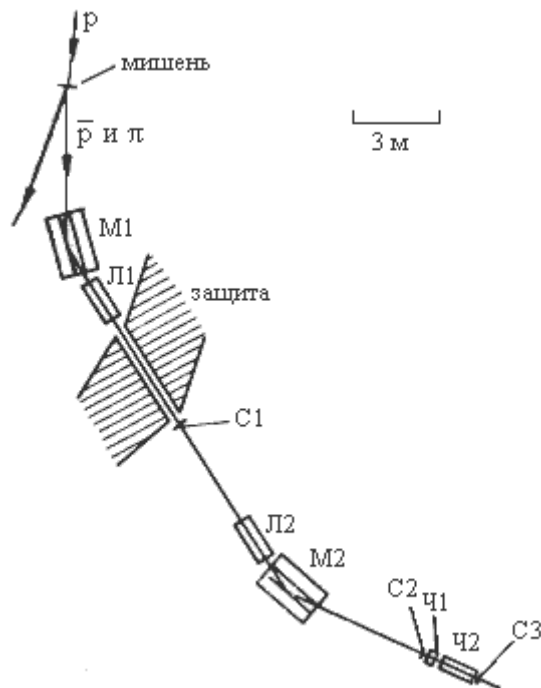


Рис. 8.2. Схема эксперимента по регистрации антипротонов.

Антипротоны образовывались при бомбардировке медной мишени протонами, ускоренными до энергии 6.2 ГэВ. Протон, находящийся в ядре, имеет некоторый импульс, что приводит к уменьшению порога реакции рождения антипротона до 4.3 МэВ на протоне, находящемся в ядре меди Cu. Кинетическая энергия нуклонов в ядре около 25–40 МэВ. Чем больше энергия встречного движения протона мишени, тем ниже порог рождения $p\bar{p}$ -пары. Понижение порога ядерной реакции на нуклонах атомного ядра по сравнению с нуклон-нуклонным взаимодействием на покоящемся нуклоне увеличивает эффективную энергию сталкивающихся частиц. Схема эксперимента показана на рис. 8.2. С помощью отклоняющих магнитов M1 и M2 из всех вторичных частиц, образующихся при взаимодействии ускоренного пучка протонов с мишенью, выделялись частицы с единичным отрицательным зарядом и импульсом 1.19 ГэВ/с. Такими частицами, помимо антипротонов, могли быть отрицательные пионы π^- и в гораздо меньшем количестве отрицательно заряженные каоны K^- . Скорость антипротона с импульсом 1.19 ГэВ/с равна 0.78 с, в то время как скорость π^- -мезона с таким же импульсом равна 0.99 с. Для выделения антипротонов из большого фона отрицательных пионов (1 антипротон на $\approx 10^5$ пионов) использовалось их разное время пролета расстояния ≈ 12 м между быстродействующими сцинтилляционными счетчиками C1 и C2. Так как масса антипротона больше массы пиона при одинаковом импульсе антипротонов и отрицательно заряженных ионов, скорость антипротона меньше скорости пионов π^- . Антипротон пролетает расстояние между счетчиками C1 и C2 за большее время. Для антипротонов оно составляло $51 \cdot 10^{-9}$ с, а для пионов — $40 \cdot 10^{-9}$ с.

На рис. 8.3 показаны гистограммы времени пролёта π^- -мезоном (рис. 8.3а) антипротоном (рис. 8.3б) расстояния 12 м. На рис. 8.3в показаны случайные совпадения в интервале времен пролёта, где расположены сигналы от антипротонов.

Для более надежного выделения сигналов от антипротонов дополнительно использовалось два черенковских счетчика Ч1 и Ч2. Черенковские счетчики позволяют измерять скорость пролетающей частицы. Счетчик Ч2 регистрировал частицы со скоростями $0.75 < \beta < 0.78$, соответствующими антипротонам с импульсами 1.19 ГэВ/с. Счетчик Ч1 регистрировал частицы со скоростями пионов ($\beta = 0.99$). События, вызывающие срабатывание счетчика Ч1, отбрасывались.

Сцинтилляционный счетчик СЗ служил для того, чтобы убедиться в том, что частица не отклонилась от заданной траектории. Таким образом, счетчики С1, С2, С3 и Ч2 были включены на совпадения, а счетчик Ч1 - на антисовпадение. Такая схема детектирования пролетающих через систему детекторов отрицательно заряженных частиц выделяла только отрицательно заряженные частицы, имеющие массу протона, и тем самым надежно идентифицировала антипротоны.

Дополнительным критерием того, что установка регистрировала антипротоны, было измерение масс различных частиц в области масс протона. Изменяя значения магнитного поля в магнитах М1 и М2, установка настраивалась на измерение частиц различной массы.

На рис. 8.4 показан спектр масс

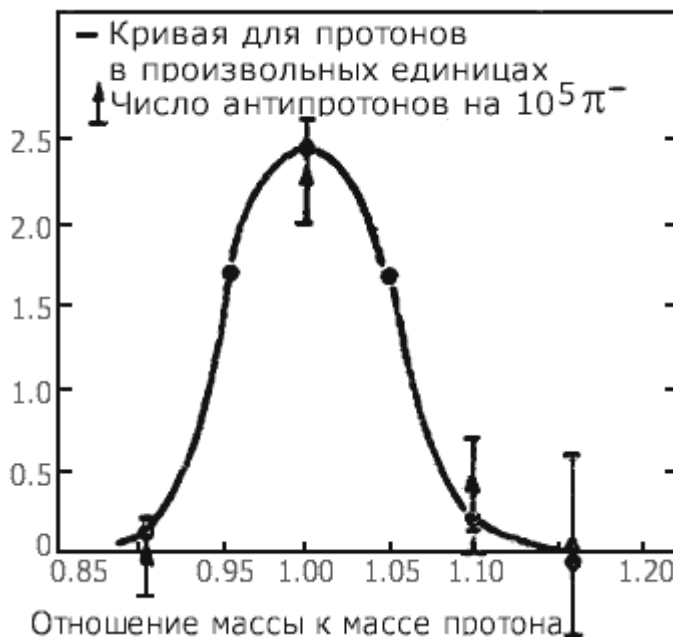


Рис. 8.4. Сплошная кривая даёт вид протонной линии в установке. Показаны также экспериментальные точки, полученные с антипротонами.

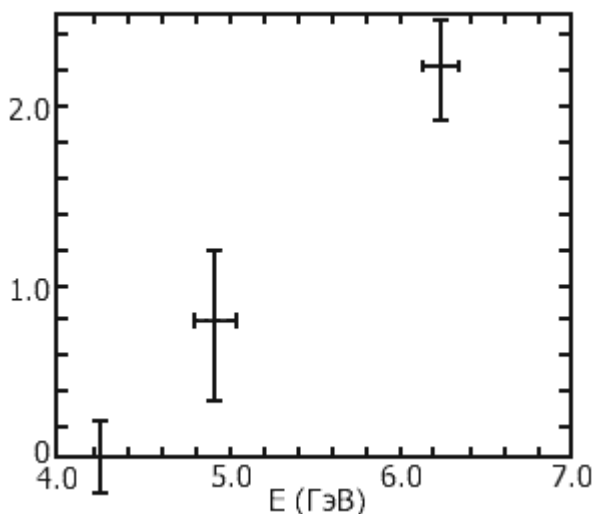


Рис. 8.5. Кривая возбуждения, дающая отношение сечений образования антипротонов к сечению образования мезонов, в зависимости от энергии пучка бэватрона. По оси ординат – число антипротонов на 10^5 π -мезонов.

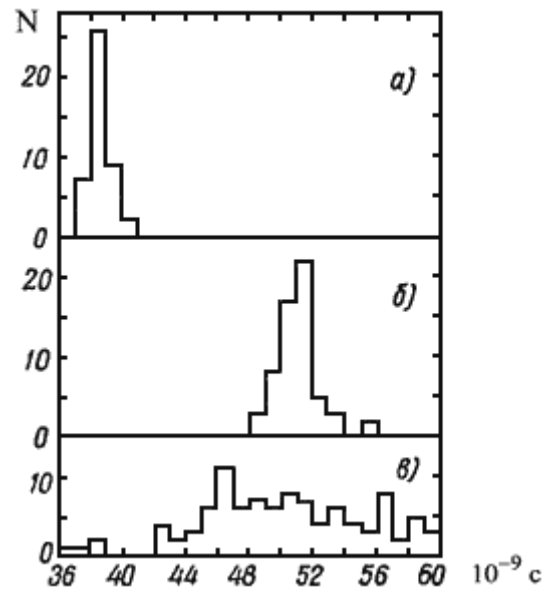


Рис. 8.3. Наблюдение антипротонов. (а) Гистограмма времен пролета мезонов. (б) Гистограмма времен пролета антипротонов. (в) Кажущиеся времена пролета для группы случайных совпадений. Время пролета в 10^{-9} с, ординаты указывают число случаев на временном интервале 10^{-10} с.

отрицательно заряженных частиц в области масс соответствующих массе протона. В спектре масс частиц наблюдается максимум, соответствующий массе протона и практически отсутствует фон вне протонного максимума. На основе измеренного максимума соответствующего регистрации протонов был сделан вывод, что масса обнаруженных частиц с точностью до 5% совпадают с массой протона. Ещё одним критерием, подтверждающим наблюдение антипротонов, было измерение выхода отрицательно заряженных частиц с массой равной протону в зависимости от энергии падающего на мишень пучка ускоренных протонов. Измеренное пороговое значение выхода реакции 4,3 МэВ соответствовало порогу рождения антипротонов на протонах ядра-мишени из меди Cu (рис. 8.5). На основании всех контрольных измерений был сделан вывод о том, что обнаруженные отрицательные частицы являются антипротонами. Всего за время сеанса, который длился около 7 суток, было зарегистрировано 60 антипротонов.

Для более надёжного подтверждения того, что действительно образуются антипротоны, было необходимо убедиться в том, что обнаруженные антипротоны действительно аннигилируют с одним из нуклонов вещества с выделением энергии вдвое превышающей энергию покоя протона. Для этого было решено после сцинтилляционного счетчика СЗ поместить ещё один черенковский счетчик, с помощью которого можно было зарегистрировать аннигиляцию антипротона в материале черенковского счетчика.

При аннигиляции нуклона и антинуклона в покое будет выделяться энергия равная удвоенной энергии покоя нуклона $E = 2m_n c^2 \approx 2 \cdot 940 \text{ МэВ} = 1.9 \text{ ГэВ}$. При аннигиляции пары нуклон-антинуклон в основном образуются положительные, отрицательные и нейтральные пионы, которые в свою очередь также распадаются. Заряженные пионы распадаются на мюоны и нейтрино, мюоны распадаются на электроны, позитроны и нейтрино. Нейтральные пионы распадаются на 2 γ -кванта.

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \pi^0 \rightarrow 2\gamma, \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu.\end{aligned}$$

В веществе позитроны аннигилируют с электронами.

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma.$$

Таким образом, в течение нескольких микросекунд вся энергия покоя нуклона-антинуклона превращается в энергию частиц с нулевой массой покоя, за исключением случая аннигиляции пары антипротон-нейтрон, когда в конечном состоянии наряду с частицами нулевой массы остается электрон.

Аннигиляция антипротонов с протонами происходит в результате сильного взаимодействия. При рр-аннигиляции при низких энергиях в основном рождаются более лёгкие сильно взаимодействующие частицы π - и К-мезоны. Так как энергия покоя π -мезона $m(\pi) \approx 140 \text{ МэВ}$ существенно меньше энергии покоя К-мезона $m(K) \approx 500 \text{ МэВ}$, образование К-мезонов наблюдается примерно в 5% случаев. Вероятность образования различного числа заряженных π -мезонов, образующихся при рр-аннигиляции, показана на рис. 8.6.

Наряду с заряженными π -мезонами образуются нейтральные π^0 -мезоны. Число нейтральных π^0 -мезонов примерно в 1.5 раза меньше, чем заряженных. На рис. 8.7 показано распределение по энергии заряженных π -мезонов, образующихся в результате аннигиляции антипротонов с протонами в пузырьковой пропановой камере и в фотоэмульсии.

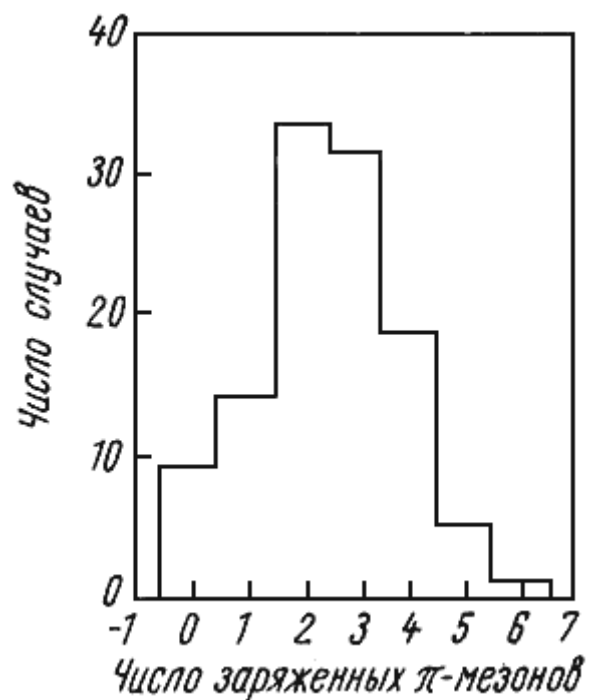


Рис. 8.6. Число заряженных π -мезонов, образующихся при аннигиляции антипротонов в фотоэмульсии.

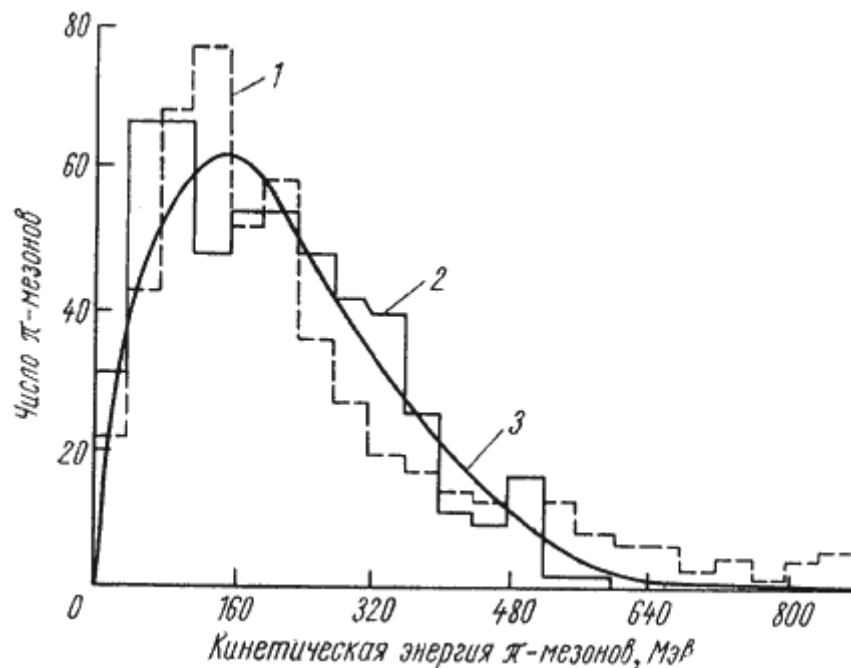


Рис. 8.7. Спектры заряженных π -мезонов, образующихся при аннигиляции антипротонов с протонами. 1 – в пузырьковой камере ($T = 244 \pm 7$ МэВ); 2 – в фотоэмульсии ($T = 211 \pm 7$ МэВ); 3 – спектр Ферми.

Было обнаружено, что при прохождении антипротонов через детектирующую систему, в черенковском счетчике выделяется сигнал, амплитуда которого превышала 1 ГэВ. Более надежная идентификация образования антипротонов была получена в эксперименте [Г. Гольдхабера](#), который зафиксировал аннигиляцию антипротона с одним из нуклонов эмульсионной камеры, состоящей из нескольких слоев фотоэмульсии (Emulsion Stacks), в которых можно было после проявления непосредственно наблюдать следы заряженных частиц, образующихся в результате аннигиляции антипротона. Для этого пучок антипротонов замедлялся с помощью медного поглотителя и останавливался в стопке фотоэмульсии Emulsion Stacks (рис. 8.8). Частица, помеченная p^- , входила в стопку эмульсии и после пробега ≈ 12 см в эмульсии аннигилировала с образованием звезды из 8 частиц с одним из нуклонов ядер эмульсии. По ионизации создаваемой частицей p^- , угловому рассеянию в материале эмульсии было независимо измерена её масса и получена величина

$$M(p^-)/M(p) = 1.013 \pm 0.034.$$

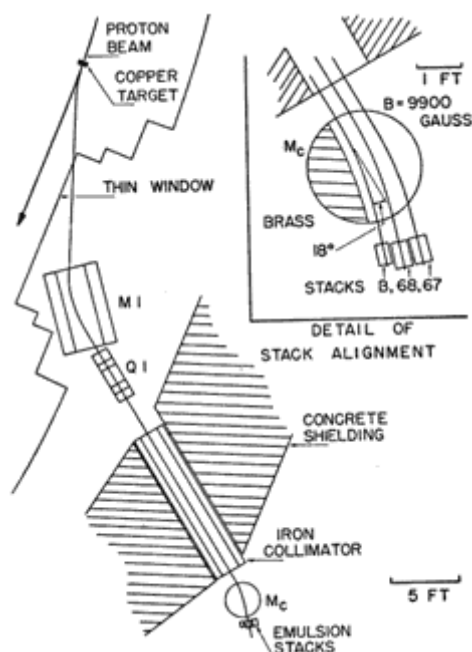


Рис. 8.8. Схема эксперимента по облучению эмульсий пучком антипротонов.

Результаты аннигиляции антипротона с одним из ядер фотоэмульсии показаны на рис. 8.9.

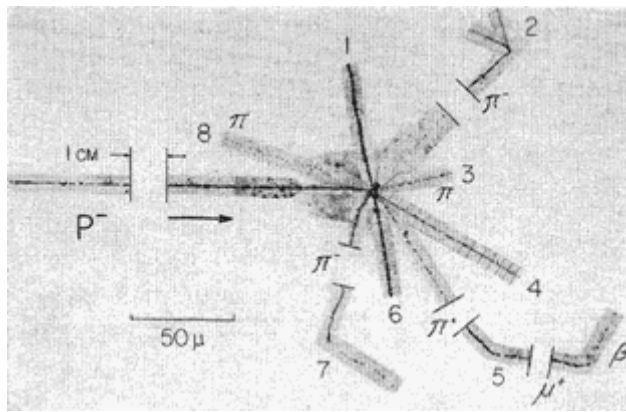


Рис. 8.9. Аннигиляция антипротона с протоном в ядерной эмульсии

Была проанализирована энергия каждой из 8 частиц, образующихся в результате аннигиляции, и определена их природа. Так, например, частица N5, которая являлась π^+ -мезоном распалась в фотоэмульсии образовав видимый след мюона μ^+ ,

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu,$$

который затем распался с образованием позитрона и двух нейтрино

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu.$$

Общая измеренная энергия, выделившаяся в результате аннигиляции \bar{p} составила $\approx (1400 \pm 50)$ МэВ. В таблице 8.1 приведены номера треков частиц и идентифицированные частицы звезды.

Два протона, которые наблюдаются в звезде, образовались при распаде ядра, на нуклоне которого происходила аннигиляция антипротона. Поэтому часть энергии аннигиляции пошла на распад ядра эмульсии и была унесена протонами и нейтронами. Нейтроны в фотоэмульсии следов не оставляют. Часть энергии унесена нейтрино. Поэтому измеренная суммарная энергия аннигиляции служит надёжным доказательством того, что действительно в пучке образовывались антипротоны, которые затем аннигилировали.

Таблица 8.1

Идентификация треков аннигиляции антипротонов в эмульсии

Номер трека	Пробег в эмульсии, мм	Число пройденных слоев в фотоэмульсии	Тип частицы	Измеренная энергия, МэВ
1	0.59	2	p(?)	18
2	27.9	11	π^-	183
3	>50	81	$\pi(?)$	314
4	>14.2	16	p(?)	78
5	6.2	3	π^+	170
6	9.5	15	?	98
7	18.6	30	π^-	174
8	22.3	16	π	265
				$\Sigma 1300 + 50$ МэВ

1955 г. [О. Чемберлен](#), [Э. Сегре](#), [К Виганд](#), [Т. Ипсилантис](#) открыли антипротон.

Нобелевская премия по физике

1959 г. – Э. Сегре, О. Чемберлен. За открытие антипротона.



Эмилио Сегре
(1905 – 1989)



Овен Чемберлен
(1920 – 2006)

В среднем при $p\bar{p}$ -аннигиляции медленного антипротона рождается 6–7 пионов.

Первые данные о процессе $p\bar{p}$ -аннигиляции были получены из аннигиляций в фотоэмульсиях и в пузырьковых камерах. Основными продуктами $p\bar{p}$ -аннигиляции были π -мезоны, протоны, нейтроны, лёгкие ядра, такие как дейтрон, тритий, α -частица, реже К-мезоны. Максимальное число заряженных π -мезонов ≈ 6 . Распределение числа заряженных π -мезонов при аннигиляции антипротонов в эмульсии показано на рис. 8.6. Энергетический спектр π -мезонов, образующихся при аннигиляции, имеет максимум в районе $E \approx 160$ МэВ и достигает энергий ≈ 700 –800 МэВ (рис. 8.7).

В настоящее время антипротоны получают в больших количествах, и они используются в протон-антипротонных коллайдерах.

Антипротоны наблюдаются в космических лучах.

Столкновения антипротонов с нуклонами могут приводить к упругому рассеянию, неупругому рассеянию, аннигиляции и перезарядке. На рис. 13.2 показаны для сравнения сечения полного и упругого pp - и $p\bar{p}$ -рассеяния в зависимости от импульса и полной энергии в системе центра масс. Величины сечений примерно равны за исключением низкоэнергетической области энергий, где для $p\bar{p}$ -процесса доминирующим каналом является аннигиляция. Антипротон окружен мезонным облаком, зарядово-сопряженным мезонному облаку, окружающему протон.

Протоний

При столкновении медленного антипротона с атомом водорода происходит образование атома, состоящего из протона и антипротона. Такой атом называется протоний. Протоний представляет собой водородоподобный атом, отличающийся от атома водорода тем, что вместо электрона в нем находится антипротон. В этом случае приведенная масса протония $\mu(p\bar{p})$ равна

$$\mu(p\bar{p}) = \frac{M(p)M(\bar{p})}{M(p) + M(\bar{p})} = \frac{M(p)}{2},$$

где $M(p)$ – масса протона.

Характеристики протония можно получить из характеристик атома водорода, учтя приведенную массу протония.

Радиус боровской орбиты протония R

$$R(p\bar{p}) = \frac{\hbar}{\mu(p\bar{p}) \cdot c} \frac{n^2}{\alpha} = 0,576 \cdot 10^{-11} n^2 \text{ см} = \frac{1}{918} R(\text{H})$$

в ≈ 920 раз меньше радиуса атома водорода $R(\text{H})$.

Энергия термов протония $E(p\bar{p})$

$$E(p\bar{p}) = -\mu(p\bar{p})c^2 \frac{\alpha^2}{2n^2} = \frac{M(p)}{2m_e} \frac{Ry}{n^2} = -\frac{12.47}{n^2} \text{ кэВ},$$

$Ry = 13.60569253$ эВ – постоянная Ридберга. Энергия связи основного состояния атома протония $n = 1$ составляет -12.47 кэВ.

Медленные антипротоны и размер ядра

В кулоновском поле ядра с зарядом Z в связанном состоянии находятся Z электронов, однако, и другие отрицательно заряженные частицы могут входить в состав экзотических атомов (табл. 8.2).

Мезоатом представляет собой положительно заряженный ион, в поле которого находится антипротон или отрицательно заряженный мезон. Такие мезоатомы образуются замещением электронов при облучении обычных атомов медленными антипротонами или мезонами. Обозначают мезоатомы последовательностью «частица, замесившая электрон» + «изотоп» + «степень ионизации изотопа», например, $\bar{p}^4\text{He}$ обозначает, что в ^4He один электрон замещен на антипротон.

Если время жизни частицы, образующей мезоатом, больше времени протекания атомных процессов, то она может совершать несколько переходов с одной орбиты на другую, сопровождающихся рентгеновским излучением. Для низколежащих уровней перекрывание с областью ядра велико и это обстоятельство может быть использовано для исследования поверхности атомных ядер. Такие эксперименты были выполнены в ЦЕРН. Для исследования отношения N/Z ядерной поверхности для 20 ядер, расположенных в долине стабильности, был использован пучок медленных антипротонов¹. Антипротон-нуклонное взаимодействие является сильным взаимодействием, поэтому медленные антипротоны взаимодействуют и аннигилируют уже в поверхностном слое ядра. В отличие от электронов с помощью антипротонов может быть получено не только зарядовое, но и массовое распределение ядерной материи.

Таблица 8.2

**Характеристики частиц,
которые могут образовывать экзотические атомы**
(электрон приведен для сравнения)

Частица	Спин, четность J^P	Масса, МэВ	Время жизни $\times 10^{-10}$ с	Боровский радиус в Н, фм
e^-	1/2	0.511		52917
μ^-	1/2	105.658	2197	285
π^-	0 ⁻	139.57	260.33	222
K^-	0 ⁻	493.677	123.8	84
Σ^-	1/2 ⁺	1189.37	0.8018	52
Ξ^-	1/2 ⁺	1321.71	1.639	49
Ω^-	3/2 ⁺	1672.45	0.821	45
\bar{p}	1/2 ⁺	938.272		57

При взаимодействии медленных антипротонов с веществом образуются антипротонные атомы, в которых один из электронов заменен на антипротон. Сигналом об образовании антипротонного атома служит характерное излучение, образующееся при переходе антипротона с одной боровской орбиты на другую.

На рис. 8.10 показан характеристический спектр, возникающий при облучении мишени из ^{176}Yb пучком медленных антипротонов и измеренный с помощью сверхчистого германиевого детектора².

Из-за большой массы антипротонов орбиты антипротонных атомов расположены глубоко внутри электронного облака и находятся вблизи атомного ядра, о чем свидетельствуют энергии характеристического излучения. Радиус орбит, с



которых может происходить аннигиляция антипротонов, зависит от заряда ядра.

На рис. 8.11 показаны радиусы отдельных боровских орбит для антипротонного атома ^{58}Ni . Указано расстояние от центра ядра. Видно, что аннигиляция антипротонов происходит преимущественно с низших орбит. Главное квантовое число n аннигиляционной орбиты увеличивается с увеличением Z и равно $n = 1$ для самых лёгких ядер и $n = 10$ для тяжелых ядер. Радиус орбит, с которых происходит аннигиляция, составляет > 10 фм. Однако благодаря сильному взаимодействию даже небольшая вероятность нахождения антипротона вблизи ядра приводит к его аннигиляции с одним из нуклонов ядерной поверхности.

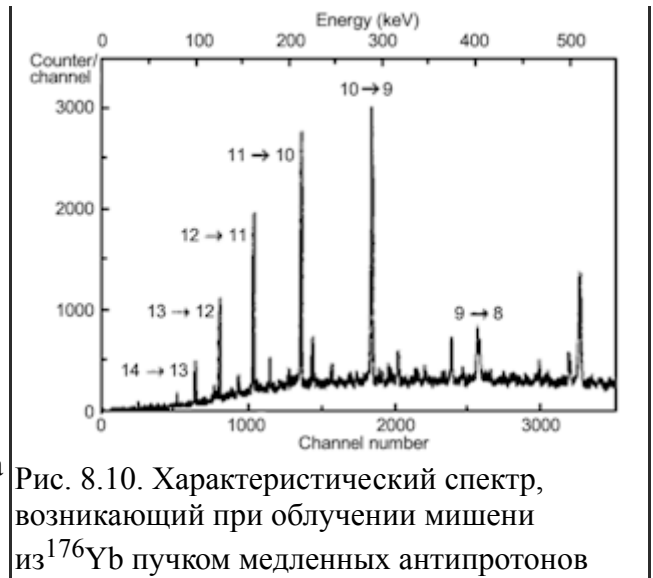


Рис. 8.10. Характеристический спектр, возникающий при облучении мишени из ^{176}Yb пучком медленных антипротонов

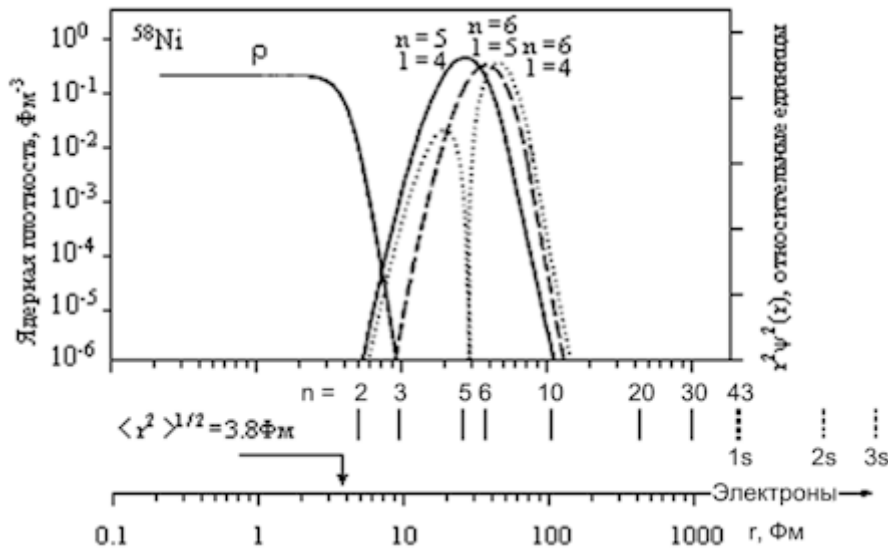


Рис. 8.11. Ядерная плотность ^{58}Ni и волновые функции антипротона. Показаны также радиусы отдельных боровских орбит.

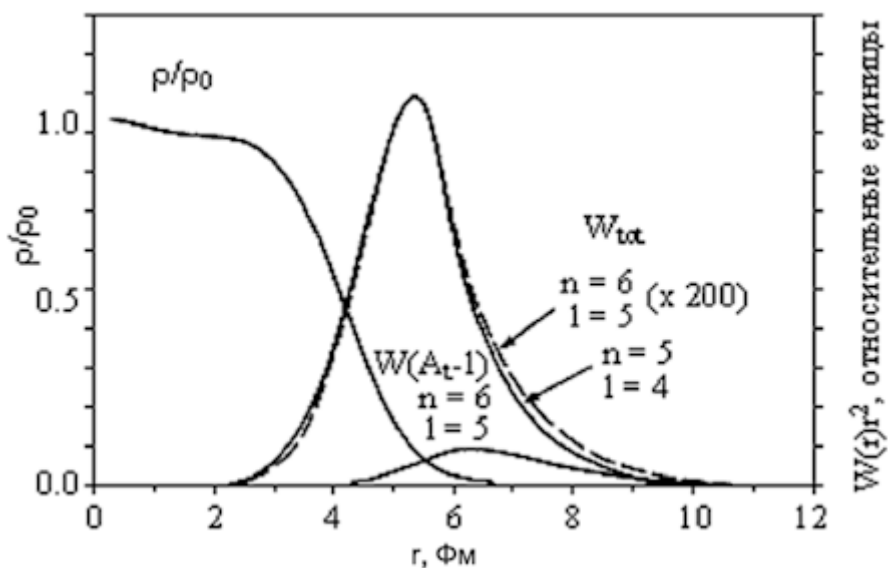


Рис. 8.12. Нормализованная плотность распределения ядерной материи для ядра ^{58}Ni и рассчитанная теоретически вероятность аннигиляции антипротона W_{tot} в зависимости от расстояния от центра ядра. Приведены также рассчитанные вероятности аннигиляции для орбит с различными значениями n и l .

На рис. 8.12 показаны нормализованная плотность распределения ядерной материи ρ/ρ_0 для ядра ^{58}Ni и рассчитанная теоретически вероятность аннигиляции антипротона W_{tot} в зависимости от расстояния от центра ядра. Приведены также рассчитанные вероятности аннигиляции для орбит с различными значениями n и l . Видно, что вероятность аннигиляции имеет максимум в области примерно на 1.5 Фм, превышающей радиус ядра, и практически не зависит от n и l . На этих расстояниях плотность ядерной материи составляет $\sim 5\%$ плотности центральной части ядра. В результате аннигиляции антипротона с одним из периферических нуклонов выделяется энергия ~ 2 ГэВ, которая распределяется между продуктами аннигиляции. В 95% случаев в конечном состоянии образуются нейтральные и заряженные ионы. В среднем образуются ~ 5 пионов, имеющих изотропное угловое распределение. Частично эти пионы взаимодействуют с тем же ядром, в котором произошла аннигиляция, вызывая различные ядерные реакции. Однако, т.к. точка, в которой происходит аннигиляция, находится на периферии ядра, телесный угол, под которым из этой точки видно ядро, достаточно мал и поэтому только небольшая часть n_{int} из пяти образовавшихся пионов взаимодействует с ядром, в котором произошла аннигиляция. Для ядра с массой $A \sim 200$ n_{int} имеет величину 1 или меньше. Поэтому случаи $n_{\text{int}} = 0$ будут наблюдаться достаточно часто. Эти случаи называются холодной аннигиляцией. В результате таких событий будет образовываться остаточное ядро $A-1$. В зависимости от того, с каким нуклоном первоначального ядра (Z_t, N_t) взаимодействовал антипротон – нейтроном или протоном – образуется ядро (Z_t, N_t-1) или (Z_t-1, N_t) .

Если исходное ядро (Z_t, N_t) выбрано таким, что оба образовавшихся ядра (Z_t-1, N_t) и (Z_t, N_t-1) будут β -радиоактивными, то измеряя β -активность образовавшихся радиоактивных изотопов, можно определить с каким из нуклонов, нейтроном или протоном, взаимодействовал антипротон.

Расчеты показывают, что практически независимо от массового числа A_t холодная аннигиляция $n_{\text{int}} = 0$ происходит на расстоянии ~ 2.5 Фм от того места, где плотность ядерной материи спадает в 2 раза $R + 2.5\text{Фм}$ и пространственное распределение области аннигиляции имеет ширину ~ 3 Фм. В этой области плотность ядерной материи составляет $10^{-3} \div 10^{-2}$ плотности материи в центральной части ядра.

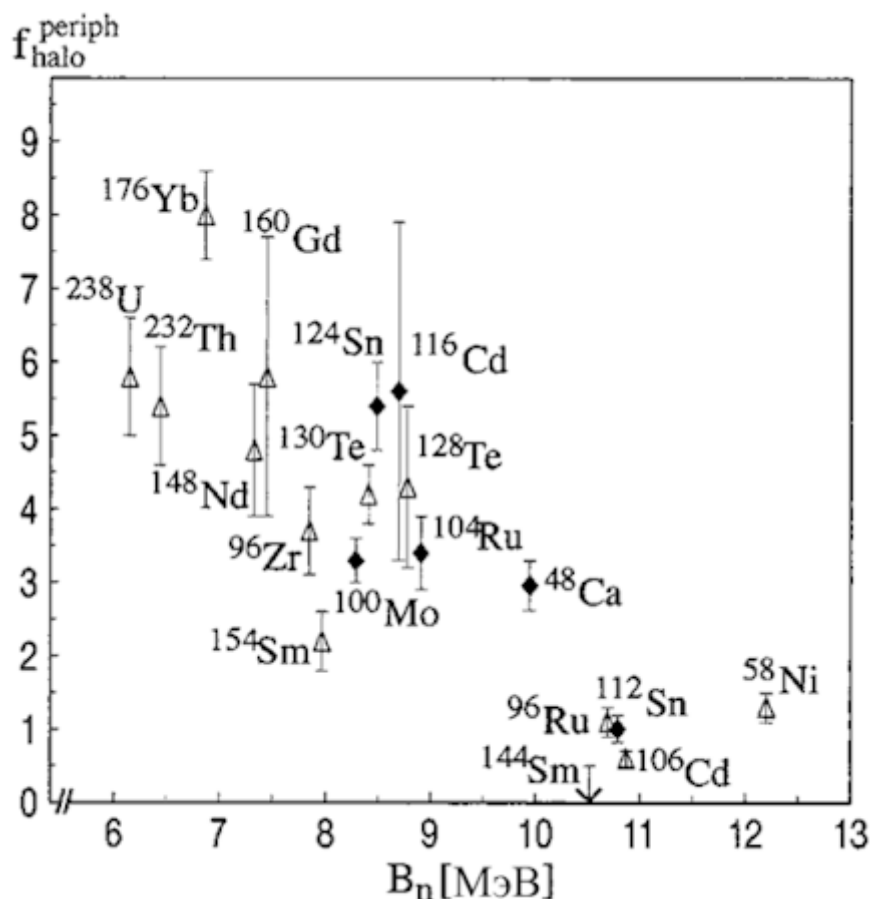


Рис. 8.13. Зависимость гало-фактора f_{halo} от энергии связи нейтрона в ядре B_n .

В экспериментах, выполненных в CERN на пучке медленных антипротонов LEAR (Low Energy Antiproton Ring), было исследовано ~20 ядер, для которых было получено отношение N/Z для ядерной периферии $R + 2.5$ Фм описанным выше методом³.

На рис. 8.13 показана зависимость гало-фактора f_{halo} от энергии связи нейтрона в ядре B_n .

$$f_{\text{halo}} = \frac{n_{\text{аннигиляции}}(\bar{p}n)/n_{\text{аннигиляции}}(\bar{p}p)}{N/Z}.$$

Гало-фактор f_{halo} определяется как отношение числа аннигиляции антипротонов на нейтроне к числу аннигиляции антипротонов на протоне, нормированное на вероятность аннигиляции W_{tot} и отношение N/Z для исходного ядра мишени.

Величина гало-фактора $f_{\text{halo}} = 1$ означает, что на периферии ядра $R + 2.5$ фм отношение плотности нейтронов к плотности протонов совпадает с аналогичным отношением в центре ядра (N/Z).

В случае $f_{\text{halo}} = 8$ отношение плотности нейтронов на периферии к плотности протонов в 8 раз превышает отношение N/Z в центре ядра. Обнаруженная зависимость f_{halo} от энергии связи нейтрона в ядре в целом хорошо согласуется с нашим современным пониманием образования гало ядер – уменьшение энергии связи нейтрона в ядре приводит к увеличению их относительной плотности на периферии.

Таким образом, вся совокупность экспериментальных данных, полученная в настоящее время, свидетельствует о том, что периферийная область ядра может иметь отношение плотности нейтронов к плотности протонов, отличающееся от аналогичного отношения в центральной части ядра. Этот эффект проявляется в ядрах, перегруженных нейтронами. Причина в том, что по мере увеличения числа нейтронов при постоянном заряде ядра Z происходит уменьшение энергии связи нейтрона. Энергия Ферми нейтронных уровней уменьшается и слабо связанные нейтроны могут отходить на большие расстояния от центра ядра. Аналогичная ситуация имеет место и в простейшей ядерной системе – дейтроне. Энергия связи нейтрона в дейтроне 2.2 МэВ, ширина эффективной потенциальной ямы в дейтроне ~ 2.5 фм, в то время как радиус дейтрона ~4.2 фм.

Измерение массы антипротона

Проверка равенства масс частицы и античастицы как одного из важнейших следствий СРТ инвариантности имеет фундаментальное значение. Изучение античастиц в мезоатомах предоставляет для этого уникальные возможности, позволяя использовать нетрадиционные для ядерной физики методы лазерной спектроскопии.

В антипротонном гелии $\bar{p}^4\text{He}$ антипротон находится в одном из высоковозбужденных состояний, т.к. иначе он аннигилирует с протоном ядра. При этом антипротон оказывается защищен снаружи электронным облаком, и атомы $\bar{p}^4\text{He}$ не разрушаются при столкновениях. Существуют два механизма перехода антипротона на нижележащие состояния:

- радиационный, сопровождающийся испусканием гамма-кванта,
- безызлучательный переход, сопровождающийся ионизацией электрона (аналог Оже-процесса).

Во втором случае, после того, как антипротон перестает быть защищенным электронным облаком, ион $\bar{p}^4\text{He}^+$ аннигилирует в результате столкновений с другими атомами.

Уже первые расчеты⁴ показали, что высоковозбужденные ридберговские состояния ($l = n - 1$) антипротонного гелия могут обладать значительным, порядка микросекунд, временем жизни, поскольку вероятность оже-распада сильно подавлена высокой мультипольностью переходов и значительной энергией ионизации электрона (табл. 8.3). Чтобы произошла ионизация, энергия перехода антипротона между начальным и конечным состояниями (Δn) антипротонного гелия, с главным квантовым числом n в начальном состоянии, должна быть больше, чем энергия связи электрона, т.е. $E_i \geq E_e$, и, следовательно, изменение орбитального квантового числа Δl будет значительным. Поэтому вероятность такого распада уменьшается, а время жизни атома увеличивается.

Некоторые характеристики возбужденных состояний $\bar{p}^4\text{He}^+$

n	E_i (eV)	Δn	$P_{\text{Auger}} \cdot \text{с}^{-1}$ вероятность оже-распада	$P_{\text{rad}} \cdot \text{с}^{-1}$ вероятность радиационного распада
38	-74.8	6		$2.0 \cdot 10^6$
37	-77.1	5		$2.5 \cdot 10^6$
36	-79.7	5		$3.1 \cdot 10^6$
35	-82.8	4	$<10^4$	$3.9 \cdot 10^6$

В работе [Masaki Hori et al “Two-photon laser spectroscopy of antiprotonic helium and the antiproton-to-electron mass ratio”, *NATURE*, **475**, 484 (2011)] были исследованы два изотопа антипротонного гелия $\bar{p}^4\text{He}^+$ и $\bar{p}^3\text{He}^+$ методами лазерной спектроскопии для получения отношения масс антипротона к электрону. Это отношение можно найти из следующих соображений. Измерив частоты нескольких двухфотонных переходов антипротона в $\bar{p}^4\text{He}^+$ и сопоставив их с результатами высокоточных теоретических расчетов ⁵, можно минимизировать среднеквадратичное отклонение результатов, рассматривая теоретические значения частот как функцию отношения масс антипротона и электрона. Таким образом, задача сводится к наиболее точному нахождению энергии перехода антипротона между заданными уровнями. Ей удовлетворяет вынужденный переход антипротона в нижележащее состояние $(n,l) \rightarrow (36,34)(34,32)$ (рис. 8.14a), это возможно благодаря тому, что антипротон находится в высоковозбужденном состоянии, а единственный электрон – в нижайшем. Данный переход удовлетворяет нескольким условиям:

- начальное и конечное состояния атома такие, что волновая функция антипротона не перекрывается с волновой функцией ядра;
- время жизни для Оже-распада начального и конечного состояний атома соответственно достаточно большое, порядка микросекунд (табл. 8.3), и достаточно малое, порядка наносекунд;
- антипротонный атом обладает промежуточным уровнем (35,33), необходимым для усиления перехода (см. далее).

Таким образом, в данной работе лазерный пучок индуцировал в мезоатоме двухфотонный переход, после которого с большой вероятностью испускался Оже-электрон, что в свою очередь приводило к аннигиляции антипротона. Возникающий вследствие этой аннигиляции поток пионов регистрировался черенковскими детекторами, пример сигнала с детекторов приведен на рис. 8.14b.

Ряд решений при постановке эксперимента позволил на несколько порядков увеличить точность измерений частоты перехода антипротона. Использование двух встречных лазерных пучков с частотами ν_1 и ν_2 (рис. 8.14a) позволило на несколько порядков ослабить влияние доплеровского уширения линии, поскольку при любом направлении скорости атома доплеровские сдвиги частоты у двух встречных лазерных пучков будут обладать противоположными знаками: $\nu' = \nu + (k\nu_a)$, где k – обратная величина длине волны, ν_a – скорость атома. В простейшем случае, когда атом движется вдоль направления распространения поля: $\nu_1' = \nu_1 + (k_1\nu_a)$, $\nu_2' = \nu_2 - (k_2\nu_a)$. При использовании встречных пучков доплеровская ширина уменьшается в $(\nu_1 + \nu_2)/(\nu_1 - \nu_2)$ раз и при близких частотах практически исчезает. Вероятность двухфотонного перехода усиливалась благодаря наличию промежуточного уровня, близкого к резонансу.

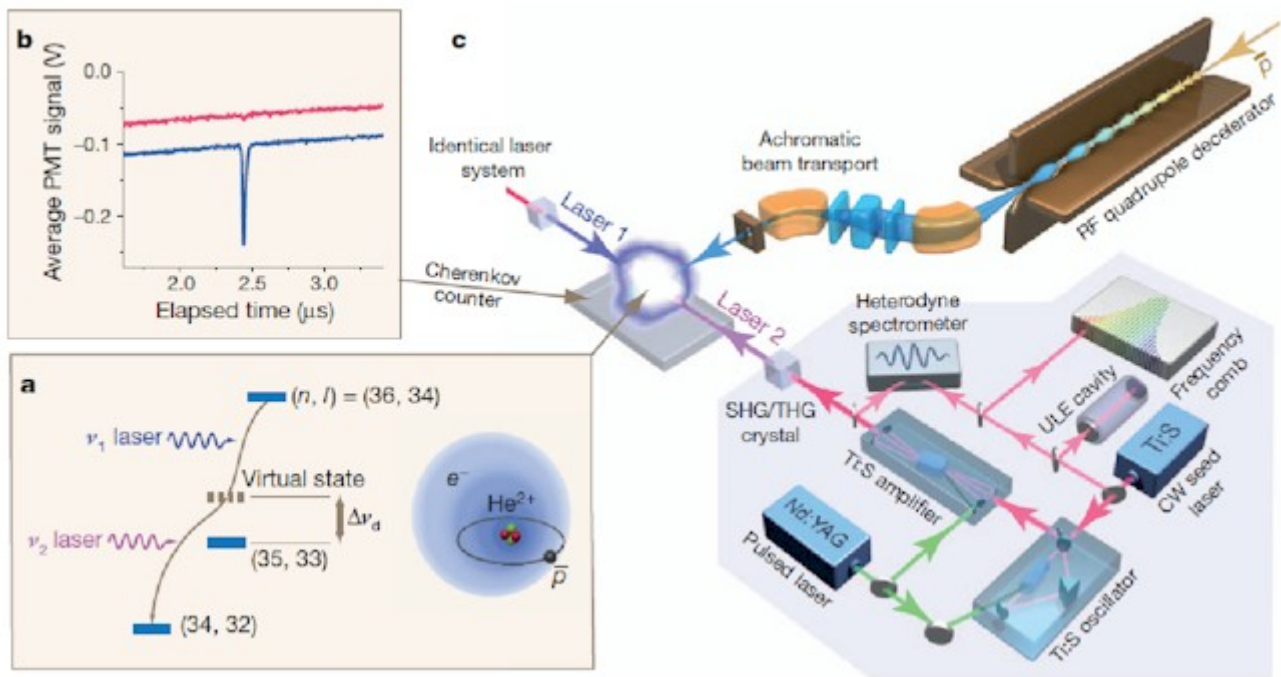


Рис. 8.14. Схема лазерной спектроскопии антипротонного гелия. а) два встречных лазерных пучка индуцирующих двухфотонный переход $(n, l) \rightarrow (36, 34)(34, 32)$ в $\bar{p}^4\text{He}^+$ через виртуальное промежуточное состояние антипротона, настроенное близко к реальному состоянию $(35, 33)$. б) сигнал черенковского детектора с двухфотонным резонансом индуцированным в момент времени $t = 2.4$ мкс (синяя линия). В этот же момент, когда один из лазеров был настроен на резонансную частоту 500 МГц, резко увеличилось количество поглощенных пар фотонов (красная линия). PMT – photomultiplier tube (фотоэлектронный умножитель). в) Пучок антипротонов проходя через радиочастотный замедлитель останавливаются в гелиевой мишени, при этом синтезируются мезоатомы $\bar{p}^4\text{He}^+$ в различных состояниях. В эксперименте использовались два импульсных титан-сапфировых лазера, оптические частоты которых стабилизировались с помощью фемтосекундной частотной гребенки (frequency comb). CW – continuous wave (непрерывная волна); RF quadrupole decelerator – radio-frequency quadrupole decelerator (радиочастотный квадрупольный замедлитель); SHG и THG – соответственно second-harmonic generation (генератор второй гармоники) и third-harmonic generation (генератор третьей гармоники); ULE cavity – ultralow expansion cavity (ультракороткий резонатор).

В результате проведения эксперимента удалось значительно (с 10^{-5} до 10^{-10}) повысить точность измерения отношения масс антипротона в электрону. Сопоставив это отношение с наилучшим известным на данный момент отношением масс протона и электрона, было получено, что в пределах достигнутой точности ($7 \cdot 10^{-10}$) массы протона и антипротона совпадают.

1 J.Jastrebski. Nuclear Physics News vol 10 N4(20) 2000

2 R. Schmidt et al. Phys Rev C58 (1998) 3195

3 P. Lubinski et al. Phys Rev C57(1998) 2962, R. Schmidt et al Phys Rev C60 (1998)05 4303

4 J. E. Russell. “Metastable states of $\pi^-^4\text{He}^+$, $K^-^4\text{He}^+$, and $\bar{p}^4\text{He}^+$ atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 63 (1969)

5 V. I. Korobov. “Calculations of transitions between metastable states of antiprotonic helium including relativistic and radiative corrections of order $R_\infty\alpha^4$ ” *Phys. Rev. A* **77**, 042506 (2008)



9. Антинейтрон

Наиболее эффективным способом наблюдения антинейтронов является получение их в результате перезарядки антипротонов

$$\begin{aligned}\bar{p} + p &\rightarrow \bar{n} + n, \\ \bar{p} + n &\rightarrow \bar{n} + n + \pi^-.\end{aligned}$$

и обнаружение их по аннигиляции. Этот метод был предложен сразу же после открытия антипротона.

Антинейтрон был открыт в Национальной лаборатории им. Лоуренса (Беркли) в 1956 году, через год после открытия антипротона.



Вильям Венцель, Брюс Корк, Гленн Ламбертсон и Оресте Пичиони с одним из магнитов, который использовался в эксперименте.

Целью данного эксперимента было обнаружение аннигиляции антинейтронов, образовавшихся из антипротонов в результате реакции перезарядки.

Схема эксперимента, в котором был открыт антинейтрон, показана на рис. 9.1 и 9.2.

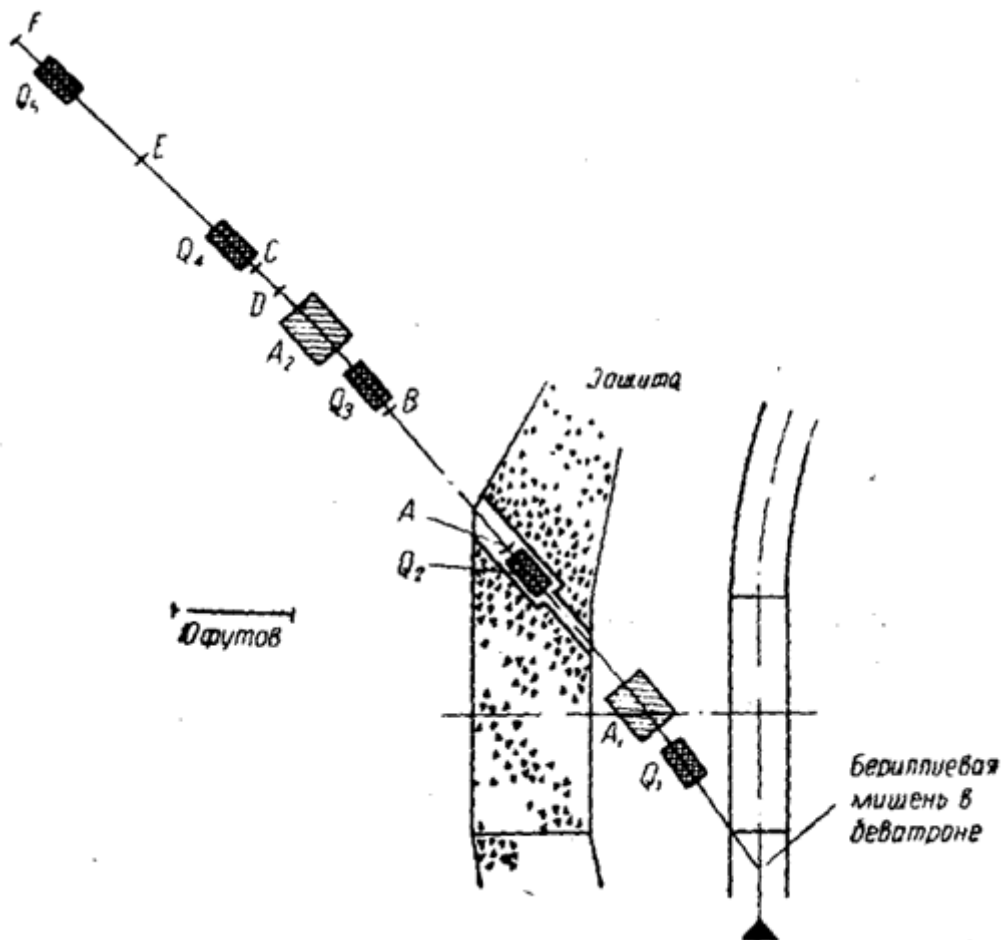


Рис. 9.1. Селектор антипротонов: Q1–Q5 – фокусирующие линзы; A1–A2 – магнитные анализаторы; a, b, c, d, e, f – сцинтилляторы размерами $4 \times 4 \times 1/4$ дюйма.

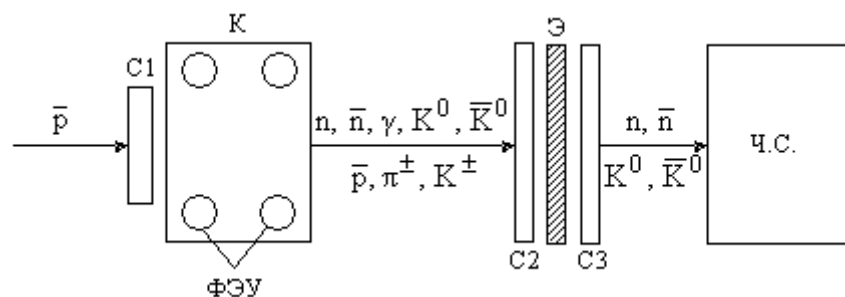
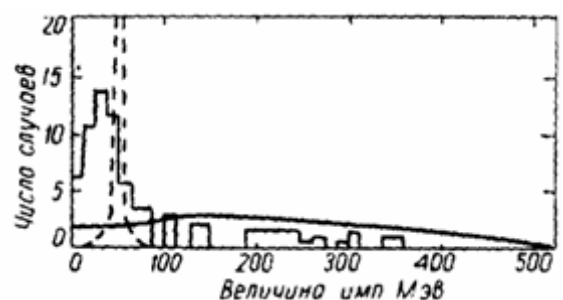


Рис. 9.2. Схема эксперимента по регистрации антинейтронов

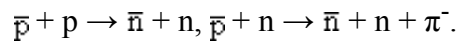
Антипротоны рождались в бериллиевой мишени в результате её бомбардировки протонами с энергией 6.2 ГэВ. С помощью системы из двух отклоняющих магнитов и системы сцинтилляционных счетчиков, включенных в схему совпадений, антипротоны отделялись от отрицательно заряженных мезонов по времени пролёта. Счетчик С1 — последний счетчик в этой системе — регистрировал образование от 300 до 600 антипротонов в час. Сигнал счетчика С1 служил указанием на то, что антипротон попал в конвертор К.

Рис. 9.3. Спектр импульсов в конверторе К, служащем для перезарядки, для 74 «нейтральных событий», зарегистрированных счетчиком из свинцового стекла - ЧС. Гистограмма относится ко всем зарегистрированным случаям. Сплошная гладкая кривая служит для определения величин импульсов от антипротона, не вызвавших срабатывания счетчиков S1 или S2. Пунктирная кривая относится к антипротонам, не испытавшим ядерных взаимодействий в конверторе



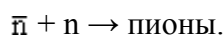
К. Обе кривые нормированы к гистограмме (по площади).

В конвертере К, который представлял собой ёмкость, заполненную жидким сцинтиллятором, среди прочих реакций происходили реакции перезарядки антипротонов на нуклонах сцинтиллятора с образованием антинейтронов.



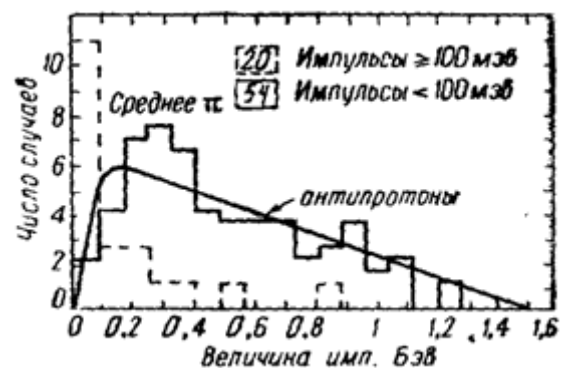
Реакции перезарядки вызывали небольшие по сравнению с другими процессами световые вспышки в сцинтилляторе, которые фиксировались фотоумножителями ФЭУ. Уменьшение величины световой вспышки при образовании антинейтрона связано с тем, что заряд антинейтрона равен нулю и поэтому, в отличие от заряженных частиц, он не ионизует атомы сцинтиллятора при пролете через сцинтиллятор. Отрицательно заряженный антипротон, в результате реакции перезарядки превращаясь в нейтральные частицы, имел в конвертере меньший пробег и, следовательно, создавал меньшую ионизацию.

Для фильтрации заряженных частиц π^\pm , K^\pm -мезонов, не взаимодействовавших в конвертере антипротонов \bar{p} , гамма-квантов и нейтральных пионов, распадающихся на гамма-кванты, служили два сцинтилляционных счетчика С2 и С3, включенных на совпадения, и свинцовый экран Э. Свинцовый экран Э обеспечивал эффективное поглощение γ -квантов и при этом не ослаблял антинейтроны. Антинейтроны проходили без регистрации через сцинтилляционные счётчики С2 и С3 и затем аннигилировали в черенковском счётчике ЧС из свинцового стекла. Регистрация антинейтронов происходила в черенковском счетчике ЧС по интенсивным световым вспышкам от заряженных пионов, образующихся при аннигиляции антинейтронов

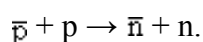


На рис. 9.4 показан спектр импульсов в черенковском счетчике ЧС при регистрации нейтральных частиц. Сплошной гистограммой показано 54 импульса от аннигиляции антинейтронов. Спектр импульсов от аннигиляции нейтронов хорошо совпадает с контрольным спектром от аннигиляции антипротонов. Пунктирной линией показаны импульсы от других нейтральных частиц. Видно, что они значительно меньше по амплитуде и их значительно меньше в области аннигиляционного максимума от нейтронов.

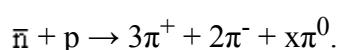
Рис. 9.4. Спектр импульсов, вызванных нейтральными частицами в свинцовом стекле черенковского счетчика ЧС. Сплошная гистограмма охватывает 54 случая аннигиляции антинейтрона (величина импульса в конвертере К меньше 100 МэВ). Пунктирная гистограмма соответствует 20 импульсам, вызванным другими нейтральными частицами. Сплошная кривая относится к антипротонам и нормирована к сплошной гистограмме.



Антинейтрон может аннигилировать не только в результате взаимодействия с нейтроном, но и при взаимодействии с протоном. Существование антинейтрона и возможность его аннигиляции с протоном были подтверждены в экспериментах на пропановой пузырьковой камере в Беркли в 1958 г. На рис. 9.5 стрелкой показана точка, в которой произошла реакция перезарядки



Образовавшийся антинейтрон с энергией ~50 МэВ пролетел 9,5 см и аннигилировал.



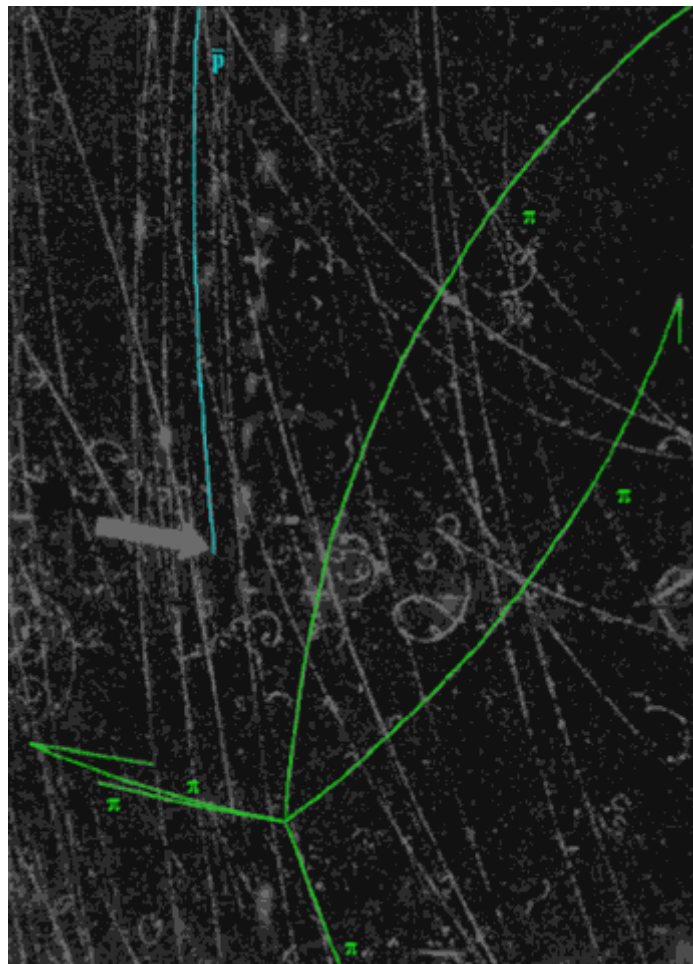


Рис. 9.5 Фотография в жидководородной пузырьковой камере, помещенной в магнитное поле. Образование и аннигиляция антинейтрона. Стрелкой указана точка, в которой произошла реакция перезарядки антипротона $\bar{p} + p \rightarrow \bar{p} + n$ на протоне пузырьковой камеры. Образовавшийся антинейтрон затем аннигилировал с протоном в точке 1 с образованием пяти заряженных пионов $\bar{p} + p \rightarrow 3\pi^+ + 2\pi^- + x\pi^0$. Знак заряда образовавшихся пионов и их энергия определяются по кривизне траектории пиона в магнитном поле. Нейтральные пионы распадаются в образовании γ -квантов, поэтому в пузырьковой камере не видны.

На фотографии видны треки пяти заряженных пионов, образующихся при аннигиляции. Суммарная энергия, уносимая заряженными пионами, >1500 МэВ близка к суммарной энергии покоя антинейтрона и протона. Оставшуюся энергию уносят нейтральные пионы.

Необходимо учитывать, что при аннигиляции антинейтрона с протоном суммарный электрический заряд частиц, образовавшихся в результате аннигиляции, равен $+1$. Поэтому в результате аннигиляции образуется один «лишний» положительно заряженный пион π^+ , который затем порождает цепочку распадов

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu.\end{aligned}$$

Образующийся в конце цепочки распадов позитрон e^+ аннигилирует с электроном среды

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma.$$

При аннигиляции антипротона с нейтроном

$$\bar{p} + n \rightarrow 3\pi^- + 2\pi^+ + x\pi^0$$

число отрицательно заряженных пионов на единицу превышает число положительно заряженных пионов. Распад отрицательного пиона π^- будет сопровождаться появлением в конечном состоянии электрона

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu,$$

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

Таблица 9.1

Характеристики нейтрона и антинейтрона

Характеристика	Нейтрон	Антинейтрон
Кварковый состав	udd	$\bar{u}\bar{d}\bar{d}$
Масса mc^2 , МэВ	939.56536±0.00008	
Спин, \hbar	1/2	
Чётность	+1	-1
Электрический заряд	0	0
Барионный заряд	+1	-1
Изоспин	1/2	
Проекция изоспина	-1/2	+1/2
Величина магнитного момента, μ_N	1.9130427± 0.0000005	
Знак магнитного момента	-1	+1
Время жизни, с	885.7±0.8	
Схема распада	$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$	$\bar{n} \rightarrow \bar{p} + e^+ + \nu_e$



10. Античастицы

Не вызывает сомнения тот факт, что каждая частица имеет «двойника» — античастицу. Античастицы обладают рядом характеристик, имеющих те же численные значения, что и частицы и некоторые характеристики с противоположным знаком. Связь характеристик частиц и античастиц приводится в таблице 10.1. Так у частицы и античастицы одинаковые массы, спины, изоспины, времена жизни; противоположные знаки электрических зарядов, магнитных моментов, барионных и лептонных зарядов, проекций изоспина, четности и др. Схемы распада частиц и античастиц — зарядово-сопряженные, например

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e,$$

$$\bar{n} \rightarrow \bar{p} + e^+ + \nu_e$$

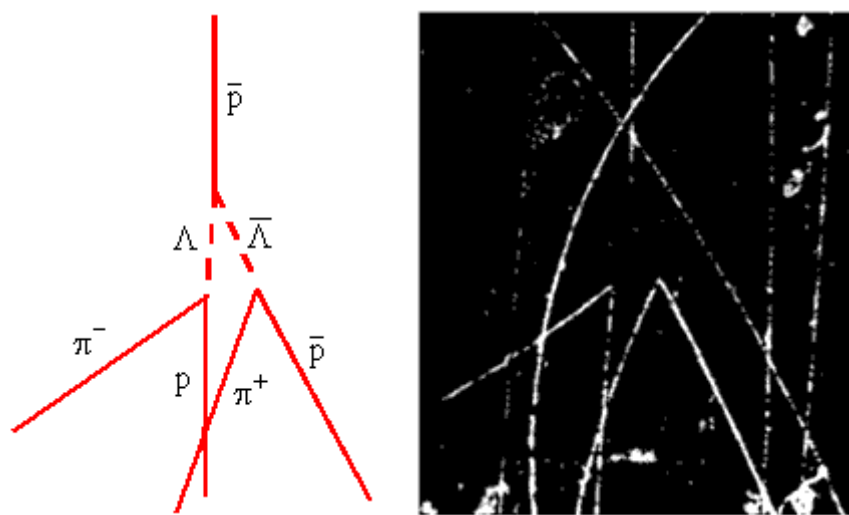


Рис. 10.1. Образование пары $\Lambda\bar{\Lambda}$ при столкновении $p\bar{p}$ в пузырьковой камере.

В некоторых случаях частица и античастица тождественны. Такие частицы называются истинно нейтральными частицами. Истинно нейтральными частицами являются γ -квант, π^0 -мезон и некоторые другие мезоны. У истинно нейтральных частиц все характеристики частицы и античастицы совпадают. На рис. 10.1 показано образование пары Λ - и $\bar{\Lambda}$ -гиперонов в реакции взаимодействия антипротона с протоном в пузырьковой камере $\bar{p} + p \rightarrow \Lambda + \bar{\Lambda}$.

В настоящее время экспериментально обнаружены античастицы большинства известных частиц. Частицы и античастицы равноправны. Можно было бы считать позитрон частицей, а электрон античастицей. Из античастиц можно построить антивещество точно так же, как из частиц — вещество. Однако в окружающей нас Вселенной присутствуют только частицы, так как аннигиляция частиц и античастиц приводит к тому, что античастицы, попадая в нашу Вселенную, быстро погибают. Антивещество может существовать так же долго, как и вещество, если они не вступают во взаимодействие. Одна из нерешённых на сегодня проблем — существуют ли Антимир, состоящие из античастиц?

Таблица 10.1

Характеристики частиц и античастиц

Характеристика		Частица	Античастица
Масса		М	
Спин		J	
Чётность	фермион	$+(-)1$	$- (+)1$
	бозон	$+(-)1$	$+ (-)1$
Электрический заряд		$+(-)Q$	$- (+)Q$
Магнитный момент		$+(-)\mu$	$- (+)\mu$

Барионное число	+B	-B
Лептонные числа	$+L_e, +L_\mu, +L_\tau$	$-L_e, -L_\mu, -L_\tau$
Изоспин	I	
Проекция изоспина	$+(-)I_3$	$-(+)I_3$
Странность	$-(+)s$	$+(-)s$
Очарование (Charm)	$+(-)c$	$-(+)c$
Bottom	$-(+)b$	$+(-)b$
Top	$+(-)t$	$-(+)t$
Время жизни	τ	
Схема распада (пример)	$d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$	$\bar{d} \rightarrow \bar{u} + e^+ + \nu_e$

Ф. Вилчек: «Все фундаментальные составляющие материи встречаются подходящими парами: для каждой частицы имеется античастица той же массы, но противоположная в других отношениях, таких, как электрический заряд. Симметричное удвоение частиц и античастиц требуется для соединения двух великих теорий в физике двадцатого века — релятивизма и квантовой механики. Эта симметрия хорошо подтверждена экспериментом. С 1932 г., когда был открыт позитрон (или антиэлектрон), каталог античастиц быстро рос вместе с каталогом частиц. В действительности частицу и ее античастицу часто открывали одновременно, когда обе они рождались парой в результате столкновения частиц в ускорителе при высоких энергиях. Такие столкновения всегда, кажется, порождают материю и антиматерию в равных количествах; действительно, долгое время считалось, что законы природы не отдают предпочтения материи или антиматерии.

И все же вне лаборатории, в окружающем нас мире, почти никогда не встречается антиматерия. Атомы, образующие Землю, состоят из нейтронов, протонов и электронов, но никогда из их античастиц. Преобладает ли эта асимметрия во всей Вселенной? То есть состоит ли Вселенная целиком в основном из материи с очень небольшой добавкой антиматерии? Если да, то всегда ли существовала асимметрия или Вселенная начиналась с равного количества частиц и античастиц, а дисбаланс каким-то образом развился позже?

Недавние открытия в космологии и физике частиц предлагают ответы на эти вопросы. Они наводят на мысль, что в первый момент после большого взрыва, когда Вселенная была гораздо горячее и плотнее, чем сейчас, имелись равные количества материи и антиматерии. Однако еще до того, как Вселенная достигла возраста 10^{-35} с, частые столкновения между частицами создали условия, прямо ведущие к асимметрии между материей и антиматерией. С тех пор и навсегда асимметрия была заключена во Вселенную»[*].

[*] Вилчек Ф. «Космическая асимметрия между материей и антиматерией». *УФН* **136** 149–165 (1982)



11. Адроны - системы связанных цветных кварков

К середине шестидесятых годов XX столетия, когда наряду с протоном и нейтроном было открыто несколько десятков «элементарных» частиц, стало ясно, что эти «элементарные» частицы состоят из более фундаментальных частиц. В 1964 г. Независимо друг от друга [М. Гелл-Манн](#) и [Д. Цвейг](#) предложили составную кварковую модель адронов.

Кварки объединяются в частицы, называемые *адронами*. Термин «адрон» происходит от греческого «хадрос» – сильный и отражает свойство адронов участвовать в сильных взаимодействиях. Адроны – связанные системы кварков и антикварков. Адроны существуют двух типов – барионы и мезоны.

- **Барионы** (барионный заряд $B = +1$) - частицы, состоящие из трёх кварков (qqq), и являющиеся фермионами ($J = 1/2, 3/2, \dots$). К числу барионов относятся, например, протон и нейтрон.
- **Антибарионы** ($B = -1$) состоят из трех антикварков ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$). Антипротон и антинейтрон входят в группу антибарионов.
- **Мезоны** ($B = 0$), состоящие из кварка и антикварка ($q\bar{q}$), занимают промежуточное положение. Мезоны имеют целочисленное значение спина и являются бозонами ($J = 0, 1, 2, \dots$).

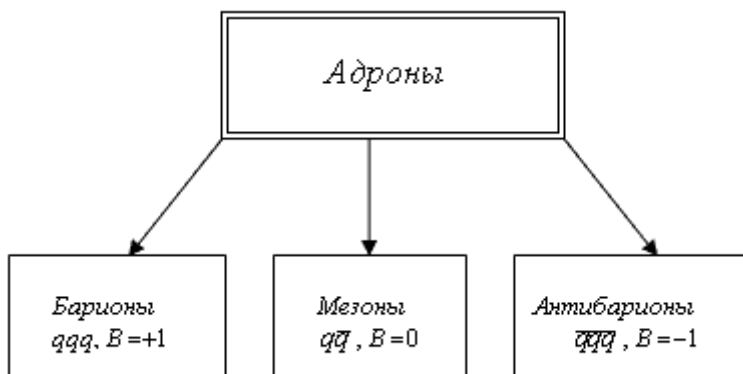


Рис. 11.1. Типы адронов и их кварковый состав.

Квантовые числа кварков, образующих адрон, определяют квантовые числа адронов. Адроны имеют определенные значения электрического заряда Q , спина J , чётности P , изоспина I . Квантовые числа s (странность), c (очарование или шарм), b (bottom) и t (top) разделяют адроны на обычные нестранные частицы (p, n, π, \dots), странные частицы ($K, \Lambda, \Sigma, \dots$), очарованные ($D, \Lambda_c, \Sigma_c, \dots$) и боттом-частицы (B, Λ_b, Ξ_b). t -кварк имеет время жизни $\approx 10^{-25}$ с, поэтому за такое короткое время он не успевает образовать адрон.

Всё многообразие адронов возникает в результате различных сочетаний u -, d -, s -, c -, b -кварков, образующих связанные состояния.

Квантовые характеристики кварков приведены в табл. 11.1. Каждый кварк имеет еще три цветные степени свободы (красный, синий, зеленый). Цветные степени свободы в таблице не указаны. Античастицы кварков – антикварки.

Таблица 11.1

Характеристики кварков

Характеристика	Тип кварка (аромат)					
	d	u	s	c	b	t
Электрический заряд Q , в единицах e	-1/3	+2/3	-1/3	+2/3	-1/3	+2/3
Барионное число B	+1/3					
Спин J	1/2					
Чётность P	+1					

Изоспин I	1/2		0			
Проекция изоспина I ₃	-1/2	+1/2	0			
Странность s	0	0	-1	0	0	0
Очарование (charm) c	0	0	0	+1	0	0
Bottom b	0	0	0	0	-1	0
Top t	0	0	0	0	0	+1
Масса конститuentного кварка mc ² , ГэВ	0.33	0.33	0.51	1.8	5	180
Масса токового кварка	4-8 МэВ	1.5-4 МэВ	80-130 МэВ	1.1-1.4 ГэВ	4.1-4.9 ГэВ	174±5 ГэВ

Квантовые характеристики антикварков приведены в табл. 11.2.

Таблица 11.2

Характеристики антикварков

Характеристика	Тип кварка (аромат)					
	d	u	s	c	b	t
Электрический заряд Q, в единицах e	+1/3	-2/3	+1/3	-2/3	+1/3	-2/3
Барионное число B	-1/3					
Спин J	1/2					
Четность P	-1					
Изоспин I	1/2		0			
Проекция изоспина I ₃	+1/2	-1/2	0			
Странность s	0	0	+1	0	0	0
Очарование (charm) c	0	0	0	-1	0	0
Bottom b	0	0	0	0	+1	0
Top t	0	0	0	0	0	-1
Масса конститuentного кварка mc ² , ГэВ	0.33	0.33	0.51	1.8	5	180
Масса токового кварка	4-8 МэВ	1.5-4 МэВ	80-130 МэВ	1.1-1.4 ГэВ	4.1-4.9 ГэВ	174±5 ГэВ

Кварки не существуют в свободном состоянии, а заключены в кварковых системах – адронах. Поэтому им нельзя освободиться от взаимодействия с другими кварками, находящимися в том же объеме и связывающими их в адрон глюонами.

Барионное число B – квантовая характеристика частиц, отражающая установленный на опыте ещё до открытия кварков закон сохранения числа барионов. Так например, протон без нарушения законов сохранения энергии, импульса, момента количества движения, электрического заряда мог бы распасться на позитрон e⁺ и γ-квант

$$p \rightarrow e^+ + \gamma$$

или на положительно заряженный пион π⁺ и γ-квант

$$p \rightarrow \pi^+ + \gamma.$$

Однако такие распады не наблюдаются. Это можно понять, приписав протону барионное число B = +1 и считать, что все частицы, состоящие из трёх кварков, имеют барионное число, равное плюс

единице. Мезоны имеют барионное число $B = 0$. Антибарионы имеют барионное число $B = -1$. Лептоны имеют барионное число $B = 0$.

Все имеющиеся опытные данные свидетельствуют о существовании закона сохранения барионного числа (заряда) или закона сохранения числа барионов:

Закон сохранения числа барионов

Во всех процессах, происходящих в природе, разность числа барионов и антибарионов сохраняется

Барионное число является аддитивным квантовым числом. Барионные числа адронов – следствие их кварковой структуры. Кваркам приписывают барионное число $B = +1/3$, а антикваркам $B = -1/3$. Тогда все частицы, состоящие из трех кварков (барионы), будут иметь барионное число $B = +1$, частицы из трех антикварков (антибарионы) – $B = -1$, а частицы из кварка и антикварка (мезоны) – $B = 0$.

В отличие от точечных кварков, адроны протяжённые объекты, т. е. имеют размер (≈ 1 Фм). Среднеквадратичные зарядовые радиусы протона p , пиона π и каона K

$$\sqrt{\langle r^2 \rangle}_p = 0.86 \text{ фм}, \quad \sqrt{\langle r^2 \rangle}_\pi = 0.67 \text{ фм}, \quad \sqrt{\langle r^2 \rangle}_K = 0.58 \text{ фм}$$

дают представление о размерах этих адронов.

Ф. Вилчек: «Кварки рождаются свободными, но встречаются только связанными... В начале двадцатого века, после пионерских экспериментов Резерфорда, Гейгера и Марсдена, физики открыли, что большая часть массы и весь положительный заряд внутри атома сконцентрированы в крошечных ядрах. В 1932 г. Чедвик открыл нейтроны, которые вместе с протонами могли бы рассматриваться как составляющие атомного ядра. Однако известных тогда сил гравитации и электромагнетизма было недостаточно, для того чтобы связать протоны и нейтроны в такие малые объекты, как наблюдаемые ядра. Физики столкнулись с новым видом взаимодействия, самым сильным в природе. Объяснение этой новой силы стало основной задачей теоретической физики.

Для решения указанной проблемы физики в течение многих лет собирали данные, полученные, в основном, из изучения результатов столкновений протонов и нейтронов. Однако результаты этих исследований оказывались громоздкими и сложными.

Если бы частицы в указанных экспериментах были фундаментальными (неделимыми), то после их столкновения следовало бы ожидать те же частицы, только выходящие по изменённым траекториям. Вместо этого на выходе, после столкновения, часто оказывалось множество частиц. Конечное состояние могло содержать как несколько копий исходных частиц, так и другие частицы. Многие новые частицы были открыты именно таким образом. Несмотря на то, что эти частицы, называемые адронами, были нестабильны, их свойства были очень схожи со свойствами нейтронов и протонов. Тогда характер исследования изменился. Уже не казалось естественным полагать, что речь идет просто об изучении новой силы, связывающей протоны и нейтроны в атомные ядра. Скорее, открылся новый мир явлений. Этот мир состоял из множества новых неожиданных частиц, преобразующихся друг в друга удивительно большим количеством способов. Отражением изменения во взглядах стало и изменение в терминологии.

Вместо ядерных сил физики стали говорить о сильном взаимодействии.

В начале 1960-х годов Мюррей Гелл-Ман и Джордж Цвейг совершили огромный прорыв в теории сильного взаимодействия, предложив концепцию кварков. Если вы представите, что адроны не являются фундаментальными частицами, а состоят из некоторого числа неделимых кварков, то все становится на свои места. Десятки наблюдаемых адронов, по крайней мере в грубом приближении, можно объяснить различными возможными способами соединений всего трех типов («ароматов») кварков. Один и тот же набор кварков может иметь различные пространственные орбиты и разнообразные спиновые конфигурации. Энергия такой системы будет зависеть от всех этих факторов, и таким образом получатся состояния с разными энергиями, соответствующие частицам с разными массами, согласно формуле $m = E/c^2$. Это аналогично тому, как спектр возбужденных состояний в атоме мы понимаем как проявление различных орбит и спиновых конфигураций электронов. (Правда, энергии взаимодействия электронов в атомах относительно малы, и влияние

этих энергий на полную массу атома незначительно.)

Тем не менее, правила использования кварков для описания реалистических моделей казались довольно странными и непонятными.

Предполагалось, что кварки едва ли чувствуют присутствие друг друга, когда находятся рядом, но если вы попытаетесь их изолировать друг от друга, то обнаружите, что это невозможно. Усиленные попытки найти изолированный кварк успехом так и не увенчались. Наблюдаемыми оказались только связанные состояния кварка с антикварком (мезоны) и трех кварков (барионы). Этот принцип, выведенный из экспериментальных наблюдений, назвали конфайнментом. Однако возвышенное название не сделало само явление менее таинственным.

Была у кварков и еще одна примечательная особенность. Предполагалось, что их электрические заряды являются дробными ($1/3$ или $2/3$) по отношению к основному единичному заряду, например, электрона или протона. Все остальные наблюдаемые заряды известны с большой точностью и кратны основному. Кроме того, тождественные кварки не подчиняются обычным правилам квантовой статистики. Эти правила требуют, чтобы кварки, как частицы со спином $1/2$, были фермионами с антисимметричными волновыми функциями (если не учитывать цветовую симметрию). Однако наблюдаемые данные о барионах не могут быть объяснены с помощью антисимметричных волновых функций они должны быть симметричными.

Атмосфера таинственности вокруг свойств кварков еще более сгущалась, когда Дж. Фридман, Г. Кендалл, Р. Тейлор и их коллеги на линейном ускорителе в Стэнфорде (SLAC) направили фотоны с высокой энергией на прогоны и обнаружили внутри нечто вроде кварков. Неожиданным было то, что при сильных столкновениях кварки двигаются (точнее, переносят энергию и импульс) так, как если бы они были свободными частицами. До этого эксперимента большинство физиков предполагало, что каким бы ни было сильное взаимодействие кварков, оно должно заставить кварки обильно излучать энергию, и, следовательно, после резкого ускорения энергия движения должна быстро рассеиваться»[2].

Таблица

Некоторые барионы

Частица	Кварковая структура	Масса mc^2 , МэВ	Время жизни t (сек) или ширина Γ	Спин-четность, изоспин $J^P(I)$	Основные моды распада
p	uud	938.27	$>10^{32}$ лет	$1/2^+(1/2)$	
n	udd	939.57	885.7 ± 0.8	$1/2^+(1/2)$	$p e^- \bar{\nu}_e$
Λ	uds	1116	2.6×10^{-10}	$1/2^+(0)$	$p \pi^-, n \pi^0$
Σ^+	uus	1189	0.80×10^{-10}	$1/2^+(1)$	$p \pi^0, n \pi^+$
Σ^0	uds	1193	7.4×10^{-20}	$1/2^+(1)$	$\Lambda \gamma$
Σ^-	dds	1197	1.5×10^{-10}	$1/2^+(1)$	$n \pi^-$
Ξ^0	uss	1315	2.9×10^{-10}	$1/2^+(1/2)$	$\Lambda \pi^0$
Ξ^-	dss	1321	1.6×10^{-10}	$1/2^+(1/2)$	$\Lambda \pi^-$
Δ^{++}	uuu	1230-1234	115-125 МэВ	$3/2^+(3/2)$	(n или p) + p
Δ^+	uud				
Δ^0	udd				
Δ^-	ddd				
$\Sigma(1385)^+$	uus	1383	36 МэВ	$3/2^+(1)$	$\Lambda \pi, \Sigma \pi$
$\Sigma(1385)^0$	uds	1384	36 МэВ		
$\Sigma(1385)^-$	dds	1387	39 МэВ		
$\Xi(1530)^0$	uss	1532	9.1 МэВ	$3/2^+(1/2)$	$\Xi \pi$

$\Xi(1530)^-$	dss	1535	9.9 МэВ		
Ω^-	sss	1672	0.82×10^{-10}	$3/2^+(0)$	$\Lambda K^-, \Xi^0 \pi^-$
$N(1440)^+$	uud	1430-1470	250-450 МэВ	$1/2^+(1/2)$	$n(\pi)+p(2\pi), \Delta\pi$
$N(1440)^0$	udd				
$N(1520)^+$	uud	1515-1530	110-135 МэВ	$3/2^-(1/2)$	$n(\pi)+p(2\pi), \Delta\pi$
$N(1520)^0$	udd				
Λ_c^+	udc	2285	2.0×10^{-13}	$1/2^+(0)$	(n или p)+др.
$\Sigma_c(2455)^{++}$	uuc	2453	2.2 МэВ	$1/2^+(1)$	$\Lambda_c^+ \pi$
$\Sigma_c(2455)^+$	udc	2451	< 4.6 МэВ		
$\Sigma_c(2455)^0$	ddc	2452	2.2 МэВ		
Λ_b^0	udb	5620	1.4×10^{-13}	$1/2^+(0)$	$\Lambda_c^+ e^-$
Ξ_b^0	usb	5792	1.4×10^{-12}	$1/2^+ (1/2)$	$\Xi^- e^- \nu X$

Таблица

Некоторые мезоны

Частица	Кварковая структура	Масса $m c^2$, МэВ	Время жизни t (сек) или ширина Γ	Спин-четность, изоспин $J^P(I)$	Основные моды распада
π^+	$u\bar{d}$	139.57	2.6×10^{-8}	$0^-(1)$	$\nu_\mu \mu^+$
π^-	$d\bar{u}$				$\bar{\nu}_\mu \mu^-$
π^0	$u\bar{u} - d\bar{d}$	134.98	8.4×10^{-17}		2γ
K^+	$u\bar{s}$	494	1.2×10^{-8}	$0^-(1/2)$	$\nu_\mu \mu^+, \pi^0 \pi^+$
K^-	$s\bar{u}$				$\bar{\nu}_\mu \mu^-, \pi^0 \pi^-$
K^0	$d\bar{s}$	498	$8.9 \times 10^{-11} K_S^0$	$0^-(1/2)$	$\pi^+ \pi^-, \pi^0 \pi^0$
\bar{K}^0	$s\bar{d}$		$5.2 \times 10^{-8} K_L^0$		$\pi e \nu, \pi \mu \nu, 3\pi$
η	$u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}$	548	1.29 кэВ	$0^-(0)$	$2\gamma, 3\pi$
η'	$u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}$	958	0.20 МэВ	$0^-(0)$	$\eta 2\pi, \rho^0 \gamma$
ρ^+	$u\bar{d}$	776	150 МэВ	$1^-(1)$	$\pi\pi$
ρ^-	$d\bar{u}$				$\pi\pi$
ρ^0	$u\bar{u} - d\bar{d}$				$\pi\pi$
ω	$u\bar{u} + d\bar{d}$	783	8.5 МэВ	$1^-(0)$	3π
ϕ	$s\bar{s}$	1019	4.3 МэВ	$1^-(0)$	$K^+ K^-, K_L^0 K_S^0$
D^+	$c\bar{d}$	1869	1.0×10^{-12}	$0^-(1/2)$	$K+\text{др.}, e+\text{др.}, \mu+\text{др.}$
D^-	$d\bar{c}$				$K+\text{др.}, e+\text{др.}, \mu+\text{др.}$
D^0	$c\bar{u}$	1865	4.1×10^{-13}	$0^-(1/2)$	$K+\text{др.}, e+\text{др.}, \mu+\text{др.}$
\bar{D}^0	$u\bar{c}$				$K+\text{др.}, e+\text{др.}, \mu+\text{др.}$
D_s^-	$c\bar{s}$	1968	4.9×10^{-13}	$0^-(0)$	$K+\text{др.}$
D_s^+	$s\bar{c}$				$K+\text{др.}$

B^+	$u \bar{b}$	5279	1.7×10^{-12}	$0^-(1/2)$	$D+\text{др.}, D^*+\text{др.}, \nu+\text{др.}$
B^-	$b \bar{u}$				$D+\text{др.}, D^*+\text{др.}, \nu+\text{др.}$
B^0	$d \bar{b}$	5279	1.5×10^{-12}	$0^-(1/2)$	$D+\text{др.}, D^*+\text{др.}, \nu+\text{др.}$
\bar{B}^0	$b \bar{d}$				$D+\text{др.}, D^*+\text{др.}, \nu+\text{др.}$
J/ψ	$c \bar{c}$	3097	91 кэВ	$1^-(0)$	адроны, $2e, 2\mu$
Y	$b \bar{b}$	9460	53 кэВ	$1^-(0)$	$\tau^+\tau^-, \mu^+\mu^-, e^+e^-$

Кварки, образующие адроны, могут находиться в состояниях с различными орбитальными моментами l_q и в состояниях с различными значениями радиального квантового числа n . Так как кварк имеет положительную чётность, а антикварк - отрицательную, чётности барионов, антибарионов и мезонов определяются соотношениями

$$P_{\text{барион}} = P_{q_1} \cdot P_{q_2} \cdot P_{q_3} \cdot (-1)^{l_{q_1} + l_{q_2} + l_{q_3}} = (+1)(+1)(+1) \cdot (-1)^L = (-1)^L,$$

$$P_{\text{антибарион}} = P_{\bar{q}_1} \cdot P_{\bar{q}_2} \cdot P_{\bar{q}_3} \cdot (-1)^{l_{\bar{q}_1} + l_{\bar{q}_2} + l_{\bar{q}_3}} = (-1)(-1)(-1) \cdot (-1)^L = -(-1)^L,$$

где L - результирующий орбитальный момент кварков в адроне.

Аналогичным образом можно получить формулу для чётности мезона/антимезона:

$$P_{\text{мезон/антимезон}} = P_{q_1} \cdot P_{\bar{q}_2} \cdot (-1)^{l_{q_1} + l_{\bar{q}_2}} = (+1)(-1) \cdot (-1)^L = -(-1)^L.$$

Спины кварков могут быть ориентированы различным образом. Поэтому для одной и той же кварковой комбинации допустимы различные значения полного момента и чётности J^P . Энергия (масса) фиксированной кварковой комбинации зависит от J^P и других квантовых чисел, таких как изоспин, т. е. для каждой кварковой комбинации получается набор энергий (масс). Такова суть спектроскопии адронов, которая по существу не отличается от атомной или ядерной спектроскопии. Отличие в атоме состоит в том, что если в атоме (или в ядре) с определённым внутренним составом частиц изменяется энергия и квантовые числа, то это означает переход в другое состояние *этого же* атома (ядра). В физике адронов изменение энергии (массы) и квантовых чисел фиксированной кварковой комбинации означает переход к *другой* частице.

Адроны - бесцветные образования цветных кварков

Почему существует столь ограниченный набор связанных кварковых структур - трёхкварковые и кварк-антикварковые состояния? Для ответа на этот вопрос нужно пояснить понятие *бесцветного состояния*. Кварковая модель в своем первоначальном варианте не содержала понятия «цвет». Исходная модель смогла представить все многочисленное семейство адронов всего лишь в виде трех кварковых комбинаций – qqq (барионы), $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ (антибарионы) и $q\bar{q}$ (мезоны). Однако оставалось неясным, почему других комбинаций кварков, например, $qq, \bar{q}\bar{q}, q\bar{q}, \bar{q}q, qq\bar{q}, q\bar{q}q, q\bar{q}\bar{q}, \bar{q}\bar{q}q$ и т.д. в природе нет, да и сами отдельные кварки не наблюдаются. Кроме того, были известны барионы из трех тождественных кварков – uuu (Δ^{++} -резонанс), ddd (Δ^- -резонанс), sss (Ω^- -гиперон), в которых кварки находились в одинаковых квантовых состояниях, что противоречило принципу Паули. Все эти трудности начального варианта кварковой модели снимались введением для кварков еще одного квантового числа, названного *цветом*. Это квантовое число должно было иметь три возможных значения с тем, чтобы можно было восстановить принцип Паули для барионов, построенных из трех кварков одинакового аромата. Эти три возможных значения цвета – красный (к), зеленый (з) и синий (с) – можно рассматривать как три проекции своеобразного цветового спина в трехмерном цветовом пространстве (с осями К, З, С).

С введением цвета Δ^{++} -резонанс, например, можно представить как комбинацию трех u -кварков в разных цветовых состояниях: $\Delta^{++} = u_K u_Z u_C$. Это означало, что принцип Паули справедлив и в физике адронов. Однако, ограничиться только трехзначностью цвета было невозможно. Оставалась ещё одна

проблема. Если $u_k u_3 u_c$ - это единственный вариант Δ^{++} -резонанса, то для протона можно предложить несколько кандидатов, не нарушая принципа Паули: $u_k u_3 d_c$, $u_k u_3 d_3$, $u_c u_k d_k$ и т. д. Но существует только одно протонное состояние и введение нового квантового числа «цвет» не должно увеличивать число наблюдаемых состояний.

Выходом из этой ситуации явилось принятие постулата о *бесцветности* наблюдаемых квантовых состояний адронов. Бесцветность адронов означает, что в них кварки разного цвета представлены с равными весами. О таких бесцветных состояниях говорят как о цветовых синглетах. Они инвариантны относительно преобразований в трехмерном цветовом пространстве. Если цветовой индекс кварка принимает три значения $\alpha = 1, 2, 3$, то такие преобразования имеют вид

$$q_\alpha = \sum_{\beta=1}^3 u_{\alpha\beta} q_\beta$$

при условии ортонормированности цветовых состояний

$$\sum_{\alpha=1}^3 u_{\alpha\beta} u_{\alpha\gamma}^* = \delta_{\beta\gamma},$$

где (*) означает комплексное сопряжение, а $\delta_{\beta\gamma}$ – символ Кронекера.

В отличие от цветных кварков, их наблюдаемые комбинации – адроны – всегда бесцветны. В них все кварковые цвета представлены с одинаковыми весами. В этом состоит аналогия между цветом в оптике и квантовым числом цвет. В обоих случаях равномерная смесь трёх базовых цветов дает бесцветную (белую) комбинацию.

Рассмотрим вопрос о том, как цветовые степени свободы кварков должны быть учтены в волновых функциях адронов. Поскольку эти степени свободы не зависят от других кварковых степеней свободы – пространственных координат, спина и аромата, то цветовая часть полной волновой функции адрона может быть выделена в виде множителя ψ_{color} :

$$\Psi = \psi_{\text{color}} \Phi,$$

где Φ – часть волновой функции адрона, куда входят пространственные (*space*), спиновые (*spin*) и ароматовые (*flavor*) степени свободы кварков. Установим вид ψ_{color} . Он различен для мезонов и барионов.

Кварковая структура мезонов $q\bar{q}$. Для того, чтобы мезон был бесцветным, все возможные цвета кварка (антикварка) в нём должны быть представлены с одинаковым весом, что дает цветовую структуру мезона $\sim (k\bar{k} + z\bar{z} + c\bar{c})$. Поэтому, независимо от типа (кваркового состава) мезона цветовая часть его волновой функции с учетом нормировки имеет вид

$$\psi_{\text{color}}(\text{мезон}) = \frac{1}{\sqrt{3}} (k\bar{k} + z\bar{z} + c\bar{c}).$$

При установлении вида цветовой волновой функции бариона необходимо учесть принцип Паули. В состав бариона могут входить тождественные кварки, а, поскольку кварки являются фермионами, то в таких барионах эти кварки не должны находиться в одинаковых квантовых состояниях. В случае мезонов такого ограничения нет, так как они содержат только различные частицы - кварк и антикварк. Это означает, что волновая функция бариона, содержащего кварки одинакового аромата, должна быть антисимметричной при перестановке этих кварков.

Рассмотрим ситуацию на примере Δ^{++} -резонанса, состоящего из трёх u -кварков. Его спин-чётность $J^P = 3/2^+$. Эксперименты показали, что его волновая функция симметрична по пространственным координатам кварков и не имеет узлов. Следовательно, орбитальный момент кварков $L = 0$ и полный момент $J^P = 3/2$ целиком обусловлен спинами кварков, направленными в одну сторону ($\uparrow\uparrow\uparrow$). Такое спиновое состояние симметрично. Следовательно, *пространственно-спиново-ароматовая* волновая функция Δ^{++} -резонанса F симметрична по этим трём переменным. Как показывает опыт это

утверждение справедливо для всех барионов, т. е. *все барионы имеют волновые функции, полностью симметричные к одновременной перестановке пространственных координат, спинов и ароматов любых двух кварков*. Для того чтобы быть антисимметричной в целом, полная волновая функция Y любого бариона должна содержать антисимметричную цветовую функцию ψ_{color} . Нормированная антисимметричная цветовая волновая функция бариона имеет вид

$$\psi_{\text{color}}(\text{барион}) = \frac{1}{\sqrt{6}} (\kappa\lambda\sigma + \lambda\sigma\kappa + \sigma\kappa\lambda - \kappa\sigma\lambda - \lambda\sigma\kappa - \sigma\kappa\lambda).$$

Такая цветовая функция автоматически обеспечивает выполнение принципа Паули, запрещающего существование бариона, содержащего кварки одного и того же аромата в полностью одинаковых квантовых состояниях. *Ароматово-цветовая* волновая функция Δ^{++} -резонанса имеет вид

$$\psi_{\text{color-flavor}}^{\Delta^{++}} = \frac{1}{\sqrt{6}} (u_{\kappa} u_{\lambda} u_{\sigma} + u_{\lambda} u_{\sigma} u_{\kappa} + u_{\sigma} u_{\kappa} u_{\lambda} - u_{\kappa} u_{\sigma} u_{\lambda} - u_{\sigma} u_{\lambda} u_{\kappa} - u_{\lambda} u_{\kappa} u_{\sigma}).$$

Требуемая антисимметризация волновой функции Δ^{++} -резонанса получена. Она антисимметрична по цвету, симметрична по пространственным координатам (орбитальные моменты кварков нулевые) и спинам ($\uparrow\uparrow\uparrow$). Таким образом, волновая функция Δ^{++} -резонанса Y антисимметрична в целом, как и должно быть для систем, содержащих тождественные фермионы. Легко проверить выполнение принципа Паули для этого состояния. Пусть зелёный u -кварк стал красным: $u_{\lambda} \rightarrow u_{\kappa}$. Тогда в Δ^{++} -резонансе имеем два красных u -кварка в одном и том же состоянии. При этом волновая функция Δ^{++} -резонанса обращается в нуль.

Глюоны – переносчики сильного цветного взаимодействия

Глюоны – безмассовые электрически нейтральные частицы со спином $J = 1$, четностью $P = -1$ - переносят сильное, т. е. цветное взаимодействие между кварками. Они как бы склеивают кварки в адронах (название глюона происходит от англ. *glue* – клей). При испускании или поглощении глюона кварки могут изменить свой цвет. При этом остальные квантовые числа кварка и его аромат не изменяются. Глюоны обладают цветом. Однако цветовая структура глюона отличается от цветовой структуры кварка. Её можно установить, используя закон сохранения цвета.

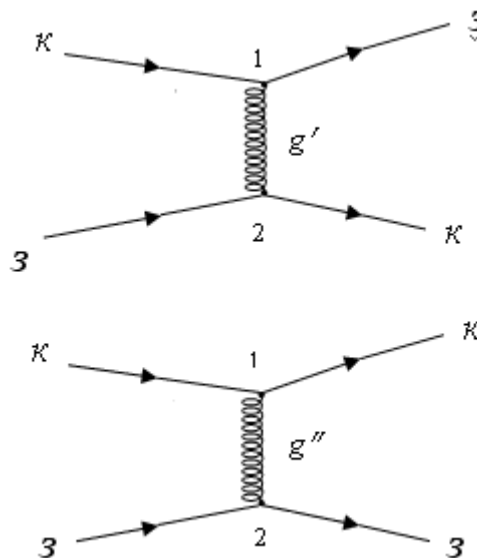


Рис. 11.2. Варианты сильного взаимодействия красного и зелёного кварков

Рассмотрим сильное взаимодействие двух цветных кварков - красного (κ) и зелёного (λ). Могут быть два варианта этого взаимодействия – с обменом цветом (верхняя часть рис. 11.2) и без обмена цветом (нижняя часть рис. 11.2). Будем считать, что красный кварк испускает глюон (g' или g'') в

точке 1, а зелёный его поглощает в точке 2. Таким образом, понимая под g' и g'' цветовые заряды (цвета) глюонов, можно, используя сохранение цвета, записать для верхней диаграммы

$$\begin{aligned}\text{точка 1: } k &= g' + z, \\ \text{точка 2: } z + g' &= k,\end{aligned}$$

для нижней диаграммы

$$\begin{aligned}\text{точка 1: } k &= g'' + k, \\ \text{точка 2: } z + g'' &= z.\end{aligned}$$

Откуда получаем цветовую структуру глюонов g' и g'' :

$$g' = k\bar{z}, \quad g'' = \begin{cases} k\bar{k}, \\ z\bar{z}, \end{cases}$$

т. е. глюон обладает двумя цветовыми признаками – цветом и антицветом. Глюон g' явно окрашен, а глюон g'' несёт так называемый скрытый цвет.

Каждый глюон имеет пару цветовых зарядов – цвет и антицвет. Всего из трех цветов (k, c, z) и трех антицветов ($\bar{k}, \bar{c}, \bar{z}$) можно для глюонов составить девять возможных парных комбинаций цвет-антицвет:

Парные комбинации цвет-антицвет

	k	c	z
\bar{k}	$\bar{k}k$	$\bar{k}c$	$\bar{k}z$
\bar{c}	$\bar{c}k$	$\bar{c}c$	$\bar{c}z$
\bar{z}	$\bar{z}k$	$\bar{z}c$	$\bar{z}z$

Эти 9 парных комбинаций цвет-антицвет разбиваются на 6 недиагональных явно окрашенных и 3 диагональных, обладающих скрытым цветом: $\bar{k}k$, $\bar{c}c$ и $\bar{z}z$. Цветовые заряды, как и электрические, сохраняются. Поэтому 6 недиагональных явно окрашенных пар не смешиваются между собой. Что касается трёх диагональных пар, то сохранение цветового заряда не препятствует переходам типа $\bar{k} \leftrightarrow \bar{c} \leftrightarrow \bar{z}$, т. е. диагональные пары смешиваются. В результате этих переходов вместо трёх цветовых сочетаний $\bar{k}k$, $\bar{c}c$ и $\bar{z}z$ возникают три других, являющихся их линейными комбинациями. Стандартные требования симметрии, ортогональности и нормировки, примененные к глюонным состояниям, позволяют получить вид трёх недостающих глюонов со скрытым цветом. Три глюона со скрытым цветом представляют собой следующие цветовые комбинации:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(k\bar{k} - z\bar{z}), \quad \frac{1}{\sqrt{6}}(k\bar{k} + z\bar{z} - 2c\bar{c}), \quad \frac{1}{\sqrt{3}}(k\bar{k} + z\bar{z} + c\bar{c}).$$

Последняя комбинация является симметричной комбинацией цвета и антицвета. В ней все три цвета и три антицвета смешаны поровну. Такая лишённая цвета линейная комбинация цвет-антицветов не может играть роль цветного глюона, реализующего сильное взаимодействие и переносящего цвет от одного кварка к другому. Таким образом, после исключения комбинации $(k\bar{k} + z\bar{z} + c\bar{c})/\sqrt{3}$ остаётся 8 глюонов.

$$\bar{k}z, \bar{k}c, \bar{c}k, \bar{c}z, \bar{z}k, \bar{z}c, \quad \frac{1}{\sqrt{2}}(k\bar{k} - z\bar{z}), \quad \frac{1}{\sqrt{6}}(k\bar{k} + z\bar{z} - 2c\bar{c}).$$

Эти восемь глюонов переносят сильное взаимодействие между кварками.

Так как глюоны обладают цветовым зарядом, то в отличие от электрически нейтральных фотонов,

для них возможны процессы испускания (поглощения) глюоном глюона (рис. 11.3 а) и рассеяния глюона на глюоне (рис. 11.3 б).

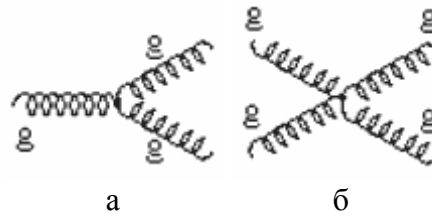


Рис. 11.3. Процессы с участием глюонов.

Взаимодействие глюонов ответственно за удержание кварков внутри адрона. Особенности этого взаимодействия таковы, что величина (константа) сильного взаимодействия растет с увеличением расстояния между кварками.

Экспериментально глюоны наблюдались в виде узких адронных струй, возникающих при взаимодействии частиц высоких энергий.

Глюоны играют существенную роль в формировании внутренней структуры адронов. Из процессов глубоко неупругого рассеяния частиц на нуклонах следует, что примерно половина энергии нуклона приходится на глюоны.

Цветовые заряды кварков являются источниками цветных глюонных полей. На этом основании кварки часто называют материей, а глюоны просто полями. Эта терминология, однако, имеет ограниченный смысл: цветные заряды глюонов также могут быть источниками глюонов и кварков. Глюон электрически нейтрален. Поэтому он может порождать кварки только парами – кварк-антикварк.

Асимптотическая свобода – свойство некоторых моделей сильного взаимодействия, заключающееся в том, что интенсивность взаимодействия двух кварков в адроне, характеризуемая эффективной константой взаимодействия α_s стремится к нулю с увеличением переданного импульса Q

$$\alpha_s(Q^2) \sim \frac{4\pi}{\left(11 - \frac{2}{3}n\right) \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}},$$

где n – число типов (ароматов) кварков, Λ – размерный параметр сильного взаимодействия, экспериментальное значение которого $\Lambda \sim 100\text{--}200 \text{ МэВ/с}$.

То есть при сближении кварки ведут себя как свободные, невзаимодействующие частицы. Асимптотическая свобода лежит в основе моделей Великого объединения взаимодействий.

Константа сильного взаимодействия уменьшается до ≈ 1.5 при $|Q^2| > |10^{15} \text{ ГэВ/с}|^2$. Свойство асимптотической свободы ярко проявляется в глубоко неупругих процессах в приближенном скейлинге Бьёркена.

Нобелевская премия по физике

2004 г. – [Д. Гросс](#), [Д. Политцер](#), [Ф. Вилчек](#). За открытие асимптотической свободы в теории сильных взаимодействий.



Д. Гросс
(р. 1941)

Д. Политцер
(р. 1949)

Ф. Вилчек
(р. 1951)

[*] Вильчек Ф.А. «Асимптотическая свобода: от парадоксов к парадигмам» *УФН* **175** 1325 (2005)



12. e⁺e⁻-аннигиляция. Высокие энергии

Аннигиляция электрона и позитрона происходит в результате электромагнитного взаимодействия. В результате аннигиляции электрона и позитрона рождается виртуальный фотон. Образовавшийся виртуальный фотон может родить любые частицы, которые способны образоваться с энергией меньшей или равной сумме энергий электрона и позитрона. В частности в результате e⁺e⁻-аннигиляции могут рождаться пары мюонов $\mu^+\mu^-$ и кварк-антикварковая пара $q\bar{q}$. Диаграммы Фейнмана их образования показаны на рис. 12.1.

Рассмотрим как происходит процесс рождения адронов в результате e⁺e⁻-аннигиляции. Здесь также на первом этапе происходит взаимное уничтожение электрона и позитрона с образованием виртуального фотона. Затем виртуальный фотон образует кварк-антикварковую пару (рис. 12.1).

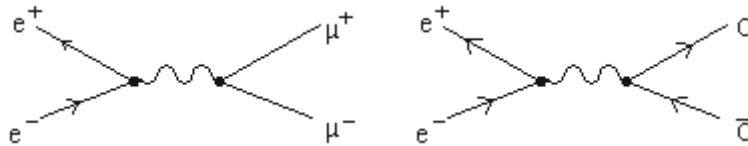


Рис. 12.1. Диаграммы рождения пар $\mu^+\mu^-$ и $q\bar{q}$ при аннигиляции e^+e^- .

Из законов сохранения энергии и импульса следует, что образовавшаяся кварк-антикварковая ($q\bar{q}$) пара имеет ту же энергию, что и сталкивающиеся лептоны. Однако кварки являются цветными объектами и поэтому не могут существовать в свободном состоянии. Например, если первоначально образовалась пара c \bar{c} -кварков, то c-кварк может, подхватив из вакуума \bar{d} -кварк, образовать D⁺-мезон, а \bar{c} -кварк, подхватив из вакуума d-кварк, может образовать D⁻-мезон (рис. 12.2). Процесс превращения кварков в адроны называется *адронизацией кварков*.



Рис. 12.2. Образование пары мезонов D⁺D⁻ в e⁺e⁻-аннигиляции.

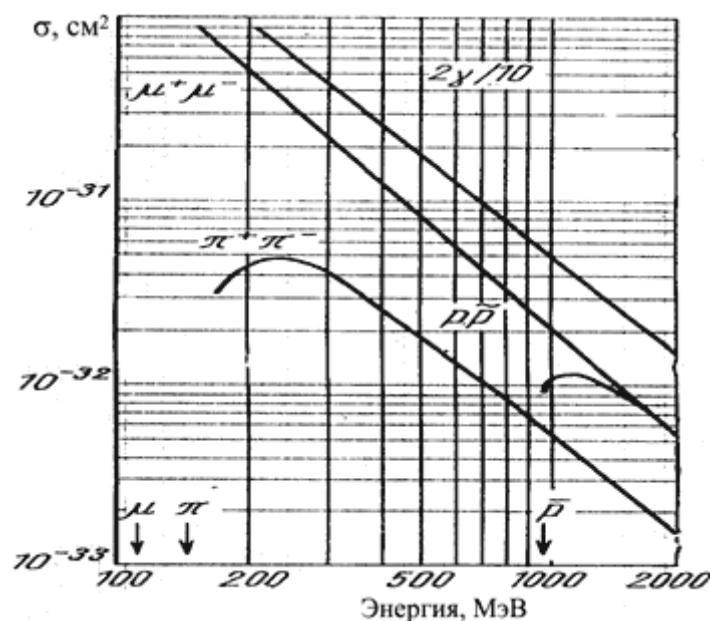


Рис. 12.3. Эффективные сечения аннигиляции $e^+ + e^-$ с образованием $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$, $p\bar{p}$ -пар во встречных

пучках, Стрелки указывают пороги. Сечение $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ уменьшено в 10 раз.

Электрон-позитронная пара с кинетической энергией E аннигилирует, превращаясь в частицы с энергией покоя $E_{\text{пок}} \leq E$. Так, например, аннигиляция встречных пучков электронов и позитронов наряду с образованием пар γ -квантов приводит к образованию $\mu^+\mu^-$ -пар, $\pi^+\pi^-$ -пар, $p\bar{p}$ -пар и пар частиц более высоких энергий. На рис. 12.3 показаны сечения образования пар различных частиц в зависимости от энергии сталкивающихся e^+e^- -пучков. Стрелками отмечены пороги образования соответствующих частиц. При любой энергии преобладает аннигиляция на два γ -кванта. При малой энергии она остаётся единственной, если не считать аннигиляцию на нейтрино $e^+e^- \rightarrow \bar{\nu}\nu$. Аннигиляция на нейтрино возможна только в результате слабого β -взаимодействия, поэтому она маловероятна. Однако механизм $e^+e^- \rightarrow \bar{\nu}\nu$ является одним из основных при потере энергии звездой в ходе её эволюции.

Адронные струи

При лобовом столкновении в e^+e^- -коллайдере электрона e^- и позитрона e^+ , имеющих одинаковые энергии, их суммарный импульс будет нулевым и поэтому рожденная $q\bar{q}$ -пара также будет иметь нулевой импульс. Следовательно, q и \bar{q} будут разлетаться в диаметрально противоположных направлениях с одинаковыми скоростями. Обрастая «извлеченными из вакуума» другими кварками, первичные кварк и антикварк превращаются в бесцветные адроны. Из закона сохранения импульса следует, что импульсы образовавшихся адронов должны быть направлены вдоль импульсов первоначально образовавшихся кварка и антикварка. Таким образом, результатом лобового столкновения высокоэнергичных e^- и e^+ может быть образование двух компактных групп адронов, летящих в противоположных направлениях – так называемых *адронных струй* (рис. 12.4). **Адронная струя** – это совокупность адронов, летящих в одном направлении. Средний угол раствора адронной струи уменьшается с ростом ее энергии, т. е. адроны все сильнее группируются вокруг направления вылета первичного кварка. При энергии адронной струи ≈ 20 ГэВ составляющие струю адроны занимают $\approx 5\%$ от полного телесного угла. В экспериментах 1975 г. на установках SLAC (США), а затем PETRA (Германия) было убедительно показано, что такие струи адронов действительно наблюдаются.

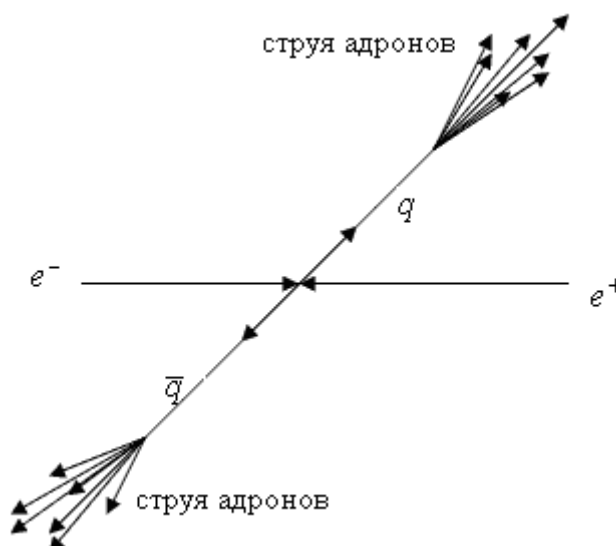


Рис. 12.4. Схема образования адронных струй e^+e^- -аннигиляции

Образование адронных струй – одно из доказательств того, что кварки реально существуют. С увеличением энергии столкновения e^+e^- происходит увеличение массы частиц, которые могут родиться в результате e^+e^- -аннигиляции.

Ф. Вилчек: «В поисках потери симметрии. Прошло уже четыре десятилетия с тех пор, как была сформулирована замечательная и успешная теория электрослабых взаимодействий. Центральным в

этой теории было наличие механизма спонтанного нарушения симметрии. Согласно этой концепции фундаментальные физические уравнения обладают большей симметрией, чем реальный физический мир. Несмотря на то, что специфическое использование этого механизма в электрослабой теории использует гипотетическое вещество и непростую математику, основополагающая идея довольно стара. В некотором смысле она восходит к истокам современной физики, когда Ньютон постулировал изотропность пространства, несмотря на то, что ежедневный опыт ясно отличал низ и верх от горизонтальных направлений. Ньютон, конечно, приписал эту асимметрию наличию гравитации. В рамках теории электрослабых взаимодействий современные физики аналогичным образом постулировали, что физический мир описывается решением, где во всем пространстве наблюдаемой Вселенной существует одно (или более) квантовое поле, нарушающее полную симметрию исходных уравнений.

К счастью, эта гипотеза имеет проверяемые приложения. Нарушающие симметрию поля, при должном возбуждении, рожают частицы – их кванты. Используя наиболее экономный механизм нарушения симметрии, мы получим примечательную новую частицу бозон Хиггса. Более амбициозные рассуждения предполагают наличие целого набора таких частиц. Низкоэнергетическая суперсимметрия, например, требует наличия, как минимум, пяти частиц Хиггса.

Поиск хиггсовских частиц станет еще одной важной задачей для исследований на установке LHC. КХД и асимптотическая свобода также будут играть важную роль. Сильное взаимодействие будет ответственно за большую часть того, что произойдет во время экспериментов на установке LHC. Для того чтобы разглядеть новый эффект, происходящий в малой доле всех событий, мы должны хорошо понимать состав фона. Рождение и распад частиц Хиггса обычно происходят с испусканием кварков и глюонов. Для того чтобы распознать их след и, в конечном итоге, интерпретировать наблюдения, мы должны использовать наше понимание того, как сталкивающиеся на установке LHC прогоны собраны из кварков и глюонов, и понимать, что кварки и глюоны ведут себя в эксперименте как струи».

e⁺e⁻-аннигиляция. Высокие энергии

На рис. 12.5 приведена зависимость сечения реакции

$$e^+ + e^- \rightarrow \text{адроны}$$

от полной энергии столкновения электрона и позитрона. Энергия равна инвариантной массе системы электрон-позитрон и, соответственно, -инвариантной массе резонанса. В однофотонном приближении полное сечение аннигиляции e⁺e⁻ в пару невзаимодействующих частиц со спинами 1/2 или 0 при больших энергиях пучка E (E >> масс частиц) пропорционально 1/s, где s = 4E².

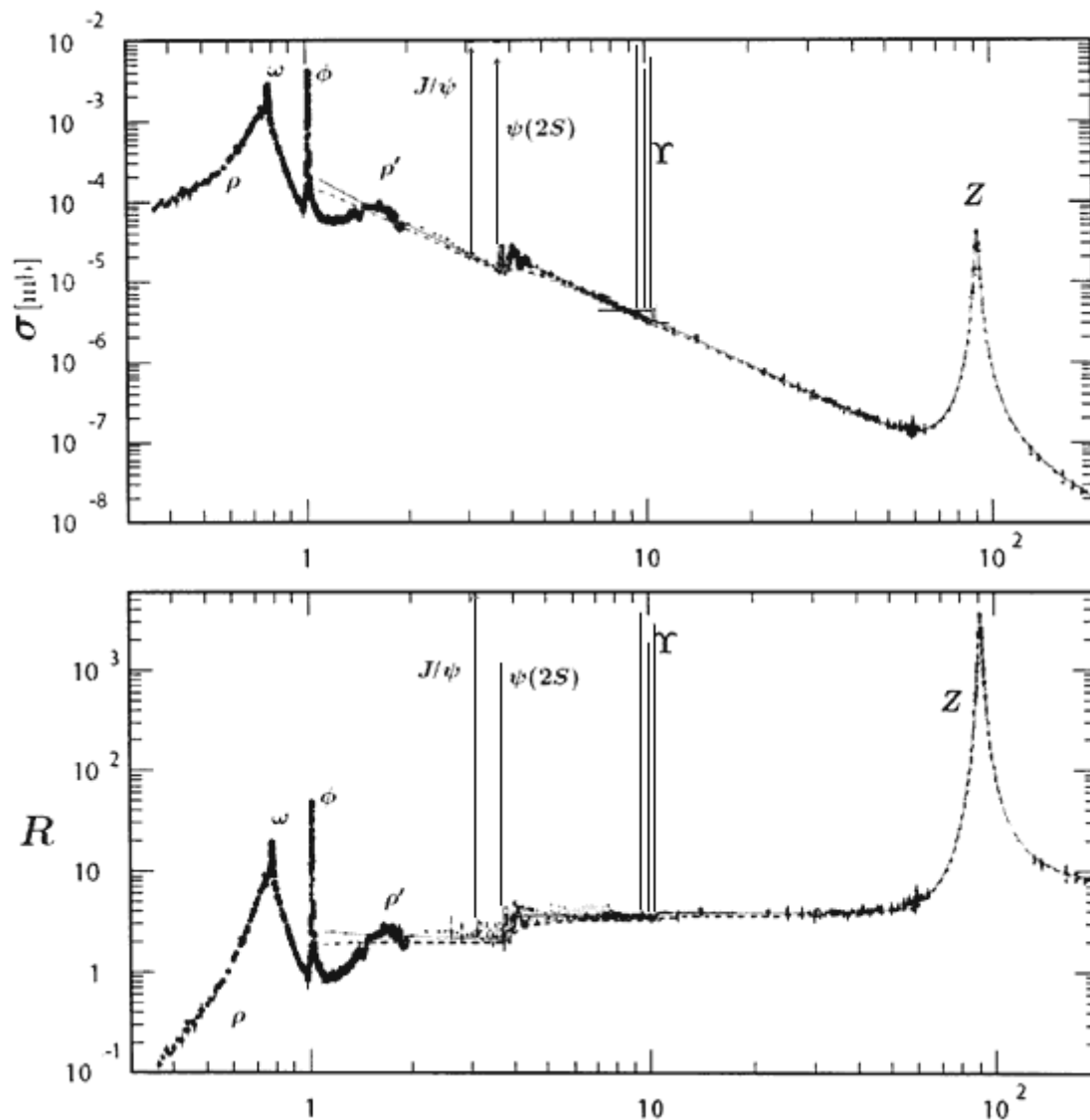


Рис. 12.5. Зависимость сечения реакции $e^+ + e^- \rightarrow$ адроны от суммарной энергии электрона и позитрона, выраженной в ГэВ. Вверху указаны наименования резонансов. R – сечение реакции $e^+ + e^- \rightarrow$ адроны нормировано на сечение реакции $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$.
 $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$.

В случае аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

$$\sigma_{\text{аннигил}} = \frac{4\pi\alpha^2}{3} \frac{1}{s},$$

а для аннигиляции e^+e^- в пару бозонов со спином 0

$$\sigma_{\text{аннигил}} = \frac{\pi\alpha^2}{3} \frac{1}{s}.$$

Аннигиляция e^+e^- при энергиях $E < 200$ ГэВ приводит к образованию большого числа резонансных состояний. Резонансы характеризуются энергией и шириной, независимо от способа возбуждения этого резонанса. Как можно видеть из рис. 12.5, ω -мезон проявляется как резонанс с шириной, характерной для сильных адронных распадов. Однако за ним находятся резонансы с аномально малыми ширинами. Эти резонансы отвечают образованию тяжёлых кваркониев – связанных состояний $c\bar{c}$ - и $b\bar{b}$ -кварков – чармония ($c\bar{c}$) и боттомония ($b\bar{b}$).

С резонансами связано явление, получившее название *векторной доминантности* (рис. 12.5). Это явление можно пояснить так. Каждый резонанс свидетельствует о возможности превращения

виртуального фотона в соответствующую этому резонансу частицу. На диаграммном языке это соответствует наличию своеобразных узлов типа фотон – ρ-мезон, фотон – ω-мезон, фотон – ϕ-мезон (рис. 12.6).

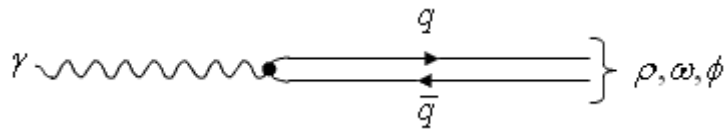


Рис. 12.6. Диаграммный узел, описывающий превращение фотона в нейтральный векторный мезон.

Наличие таких узлов означает, что фотон часть времени проводит в состоянии ρ-мезона или других векторных мезонов. Эта часть времени особенно велика для виртуального фотона, который имеет массу, близкую к массе соответствующего мезона. Непосредственным экспериментальным доказательством превращения ρ-мезона в γ-квант является существование канала распада

$$\rho \rightarrow e^+ + e^-.$$

Гипотеза о векторной доминантности состоит в том, что взаимодействие реальных и виртуальных фотонов с адронами при энергиях в несколько сот МэВ и выше в основном происходит посредством узлов типа рис. 12.6. Так как ρ-мезон участвует в сильных взаимодействиях, появившись вместо фотона на короткое время, он успевает провзаимодействовать в результате сильного взаимодействия с большей вероятностью, чем фотон за тот же промежуток в результате электромагнитного взаимодействия. В частности экспериментально измеренное полное сечение поглощения фотонов в области энергии $E > 1$ ГэВ атомными ядрами пропорционально $A^{2/3}$, а не A . Это означает, что поглощение фотонов в результате механизма векторной доминантности происходит на поверхности ядра, а не во всем объеме, как это должно быть в реакциях под действием γ-квантов.

Примеры диаграмм образования векторных мезонов в e⁺e⁻-столкновении и их последующего распада приведены на рис. 12.7-12.9.

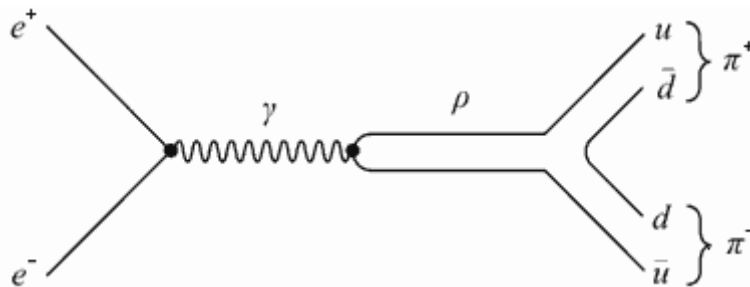


Рис. 12.7. Образование и распад ρ-мезона в e⁺e⁻-столкновении.

Масса ρ-мезона 776 МэВ, ширина распада $\Gamma = 150$ МэВ. Показанный канал распада ρ-мезона является доминирующим (≈100%).

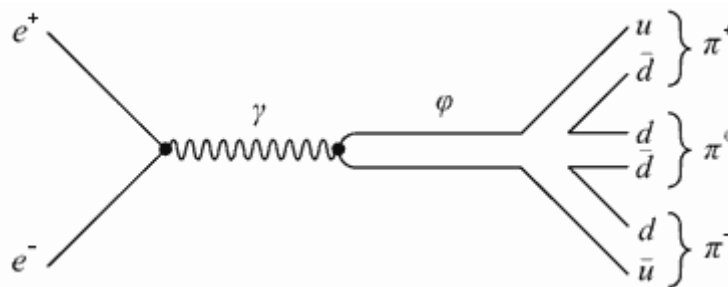


Рис. 12.8. Образование и распад ω-мезона в e⁺e⁻-столкновении. Масса ω-мезона 783 МэВ, ширина распада $\Gamma = 8.5$ МэВ. Показанный канал распада ω-мезона является доминирующим (89%).

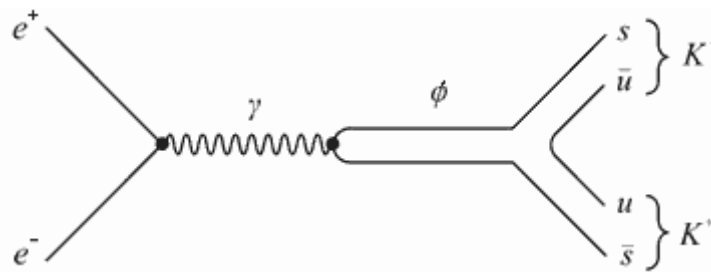


Рис. 12.9. Образование и распад ϕ -мезона в e^+e^- -столкновении. Масса ϕ -мезона 1019 МэВ, ширина распада $\Gamma = 4.3$ МэВ. Показанный канал распада ϕ -мезона является основным (49%).).

Особый интерес представляют узкие, не типичные для адронов такой массы, ширины некоторых кваркониев - систем $c\bar{c}$ -, $b\bar{b}$ -кварков. Примером является $c\bar{c}$ -резонанс J/ψ сечении реакции $e^+e^- \rightarrow$ адроны, показанный на рис. 12.5. Масштаб рис. 12.5 не позволяет показать ширины J/ψ -резонанса и ряда других резонансов соответственно. Истинная ширина J/ψ -резонанса всего 91 кэВ, что отвечает его времени жизни $\tau \approx 10^{-20}$ с, характерному для быстрых электромагнитных распадов. Подобная ситуация имеет место и для $b\bar{b}$ -резонанса $\Upsilon(1S)$, представленного в табл. 12.1. Вместе с тем другие кварконии, например, $\Upsilon(4S)$, имеют ширины ≈ 20 МэВ, т. е. их время жизни $\approx 10^{-23}$ с, что отвечает распаду в результате сильного взаимодействия.

В табл. 12.1 приведены характеристики некоторых резонансных состояний систем $c\bar{c}$ и $b\bar{b}$.

Возникает естественный вопрос, почему некоторые кварконии имеют ширину распада гораздо меньше характерной ширины распада в результате сильного взаимодействия $\sim 10\text{--}100$ МэВ? Что затрудняет распад кваркониев J/ψ и $\Upsilon(1S)$ в адроны в результате сильного взаимодействия? Сильное взаимодействие непосредственно не изменяет аромат кварка, поэтому результатом распада кваркония (системы $q_i\bar{q}_i$) по сильному взаимодействию будет либо появление q_i и \bar{q}_i порознь в составе конечных адронов, либо их аннигиляция в глюоны. Для чармония ($c\bar{c}$) наиболее предпочтительным распадом является распад на два самых лёгких мезона, содержащих соответственно с-кварк и его антикварк, т. е. на пару заряженных или нейтральных мезонов $D\bar{D}$. Для боттомония ($b\bar{b}$) аналогичным распадом является распад на пару мезонов $B\bar{B}$. Диаграмма соответствующего распада для чармония $c\bar{c}$ приведена на рис. 12.10. Однако J/ψ -мезон распасться подобным образом не может, так как его масса (3097 МэВ) меньше суммы масс D^+ и D^- (3739 МэВ). Самое нижнее состояние чармония ($c\bar{c}$), которое превышает энергетический порог распада в пару D^+D^- , является $\psi(3770)$. Это состояние, как видно из табл. 12.1, имеет ширину сильного распада (24 МэВ).

Таблица 12.1

Характеристики некоторых кваркониев

Кварконий	Кварковый состав	J^{PC}	$2S+1L_J$	mc^2 , МэВ	Γ	Взаимодействие, ответственное за распад
$\eta_c(1S)$	$c\bar{c}$	0^{-+}	$1S_0$	2980	17.3 МэВ	Сильное
$J/\psi(1S)$	$c\bar{c}$	1^{-}	$3S_1$	3097	91.0 кэВ	Сильное и электромагнитное
$\psi(2S)$	$c\bar{c}$	1^{-}	$3S_1$	3686	281 кэВ	Сильное и электромагнитное
$\psi(3770)$	$c\bar{c}$	1^{-}	$3S_1$	3770	23.6 МэВ	Сильное
$\Upsilon(1S)$	$b\bar{b}$	1^{-}	$3S_1$	9460	53.0 кэВ	Сильное и электромагнитное
$\Upsilon(2S)$	$b\bar{b}$	1^{-}	$3S_1$	10023	43 кэВ	Сильное и электромагнитное
$\Upsilon(31S)$	$b\bar{b}$	1^{-}	$3S_1$	10355	26.3 кэВ	Сильное и электромагнитное

$\Upsilon(4S)$	$b\bar{b}$	1^-	3S_1	10580	20 МэВ	Сильное
----------------	------------	-------	---------	-------	--------	---------



Рис. 12.10. Кварковая диаграмма распада чармония ($c\bar{c}$) в пару D^+D^- -мезонов.

Для J/ψ остаётся единственная возможность распада – через аннигиляцию кварков c и \bar{c} . Это может быть либо аннигиляция в три глюона, либо в один виртуальный фотон. В первом случае процесс описывается сильным взаимодействием, во втором – электромагнитным.

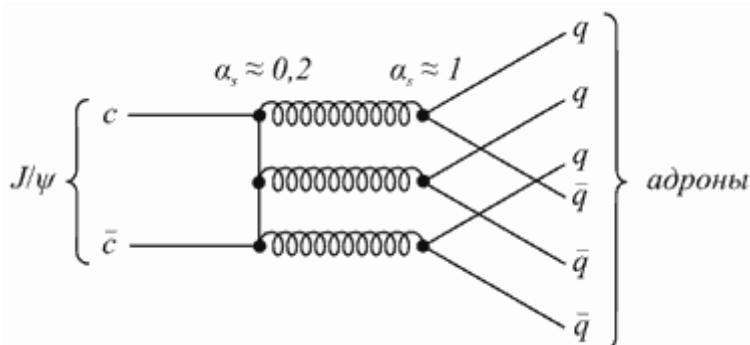


Рис. 12.11. Кварковая диаграмма распад J/ψ в адроны в результате сильного взаимодействия

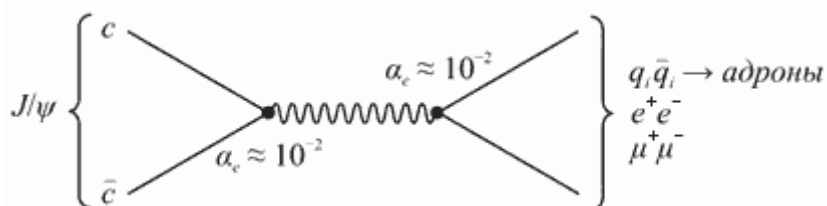


Рис. 12.12. Кварковая диаграмма распада J/ψ через виртуальный фотон

Три глюона далее превращаются в бесцветные адроны – конечные продукты распада J/ψ . Такой распад J/ψ показан на рис. 12.11. Этот тип распада является основным для J/ψ -частицы. На его долю приходится около 59% всех распадов J/ψ .

Трёхглюонная аннигиляция должна происходить на относительно малых расстояниях, поскольку виртуальный кварк, выполняющий роль посредника в такой аннигиляции, из-за своей большой виртуальности может существовать только короткий промежуток времени. Характерные расстояния, на которых происходит аннигиляция частиц, примерно равны радиусу сил, обеспечивающих эту аннигиляцию, т. е. в данном случае на расстояниях, порядка комптоновской длины волны c - и b -кварков, величина которой ≈ 0.1 Фм.

Диаграмма аннигиляции через виртуальный фотон показана на рис. 12.12. Этот канал распада J/ψ , являясь чисто электромагнитным, уступает по вероятности глюонному распаду, но на него приходится 29% всех распадов J/ψ .

Новые экзотические мезоны, состоящие из 4 кварков-антикварков, получены на ускорителе КЕКВ (рис. 12.13).

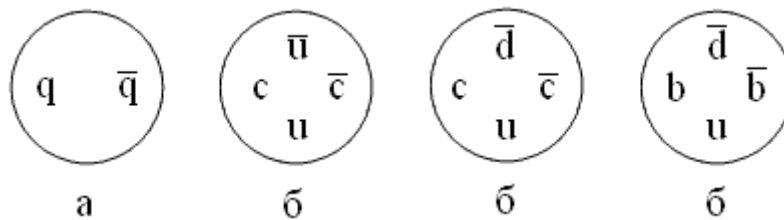
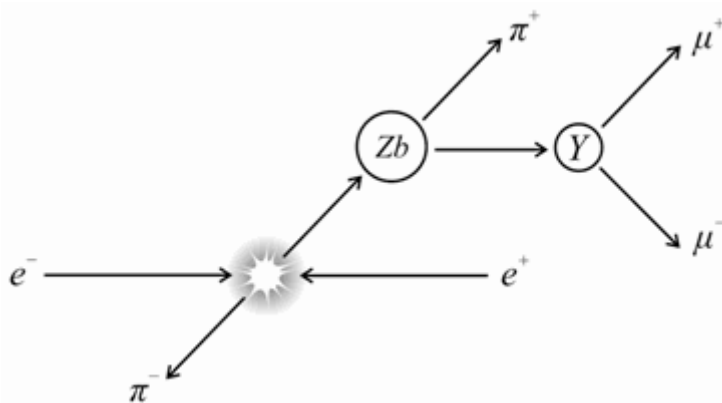


Рис. 12.13. Стандартные (а) и экзотические (б) мезоны.

КЕКВ – ускоритель, представляющий собой несимметричный электрон-позитронный коллайдер. Энергия пучка электронов 8 ГэВ, позитронов – 3.5 ГэВ, что эквивалентно энергии сталкивающихся пучков в системе центра масс 10.58 ГэВ. Эта энергия соответствует энергии образования $\Upsilon(4S)$ -и-псион мезона. Ускорение электронов и позитронов происходит в одном туннеле длиной 3016 метров. Ускоритель КЕКВ имеет рекордную светимость для электрон-позитронных коллайдеров $L = 2.11 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, что позволяет получать в большом количестве мезоны, имеющие в своём составе $b \bar{b}$ -кварки. На ускорителе КЕКВ получено большое количество стандартных мезонов, состоящих из $q \bar{q}$. Однако наряду с этим наблюдалось образование около 10 различных экзотических мезонов, состоящих из двух кварк-антикварковых пар. В частности наблюдались нейтральные состояния $X(3872)$ и $\Upsilon(4260)$, имеющие кварковый состав $(c \bar{c} u \bar{u})$, и заряженное состояние $Z(4430)$, имеющее кварковый состав $(c \bar{c} \bar{d} u)$.

В 2011 г. в КЕКВ были открыты новые экзотические мезоны, названные Z_b . Z_b -мезоны имеют в своём составе $b \bar{b}$ -кварки и являются заряженными частицами. Поэтому согласно утверждению авторов в их состав помимо $b \bar{b}$ -кварков должна входить ещё одна кварк-антикварковая пара. Состояния были названы $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ в соответствии с их массами. Одна из возможных схем образования и распада экзотических мезонов Z_b показана на рис. 12.14.

Рис. 12.14. Схема образования и распада экзотического мезона Z_b .

В результате e^+e^- -аннигиляции образуются экзотический мезон Z_b и π^- -мезон. Z_b -мезон затем распадается на π^+ -мезон и Υ -мезон. Υ -мезон детектируется по его каналу распада на $\mu^+\mu^-$ -пару. Полученные четырехкварковые состояния мезонов представляют несомненный интерес. Их образование не противоречит Стандартной модели сильных взаимодействий. Однако в настоящее время существование экзотических четырехкварковых состояний мезонов достоверно не установлено и нуждается в подтверждении в других экспериментах.



13. Аннигиляция протон-антипротон. Высокие энергии

Столкновения антипротонов с протонами приводят к образованию большого числа вторичных частиц. Характерной особенностью процесса $p\bar{p}$ -аннигиляции является большая величина сечения, т.к. он происходит в результате сильного взаимодействия.

На рис 13.1 для сравнения показаны экспериментально измеренные полные сечения взаимодействия адронов, сечение реакции (γ, p) и сечение реакции (γ, γ') . Адронные сечения имеют характерные величины 10–100 мбарн и слабо растут в области энергий >10 ГэВ в системе центра масс.

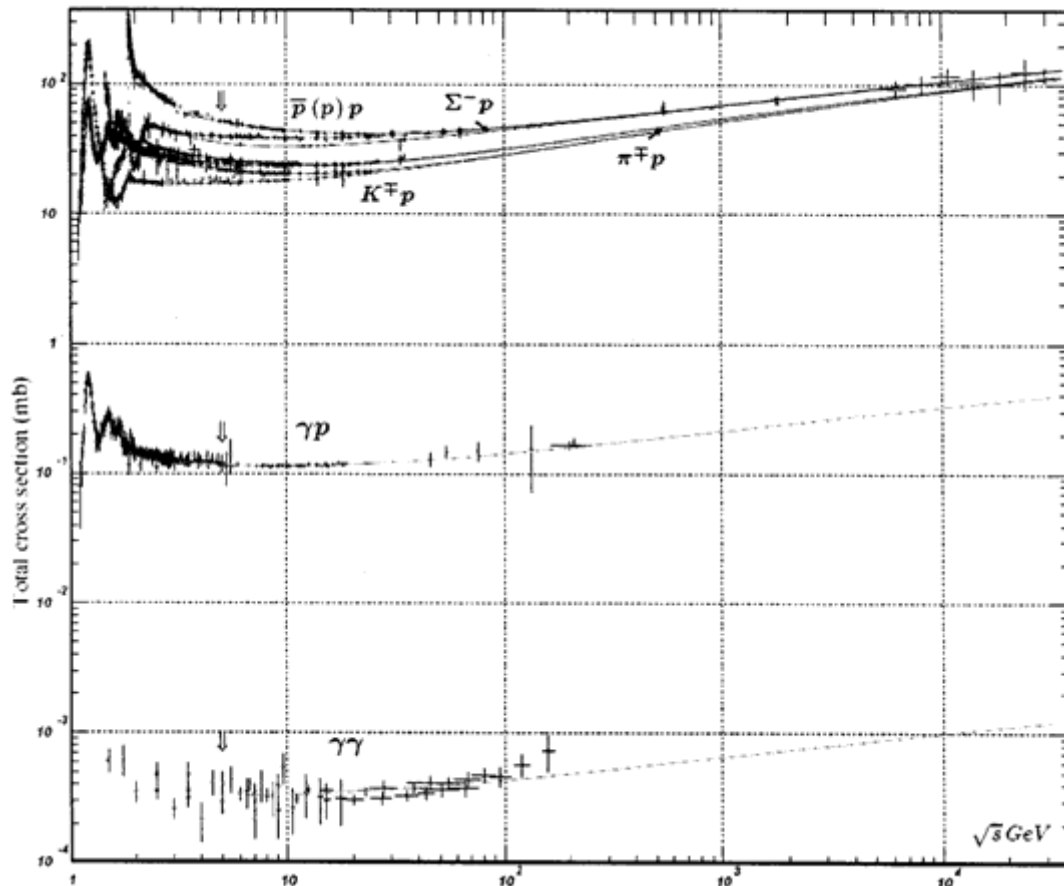


Рис. 13.1 Адронные, γ, p и γ, γ' полные сечения.

Сечение реакции с участием барионов и антибарионов $p\bar{p}$, Σp на протоне, как правило, в 1.5 раза больше, чем сечения реакции под действием мезонов K^-p , π^-p , что объясняется кварковым составом мезонов и барионов. Мезоны состоят из кварка и антикварка, а барионы из трех кварков. Соотношение сечений указывает на существенную роль кварк-кварковых взаимодействий в рассматриваемой области энергий.

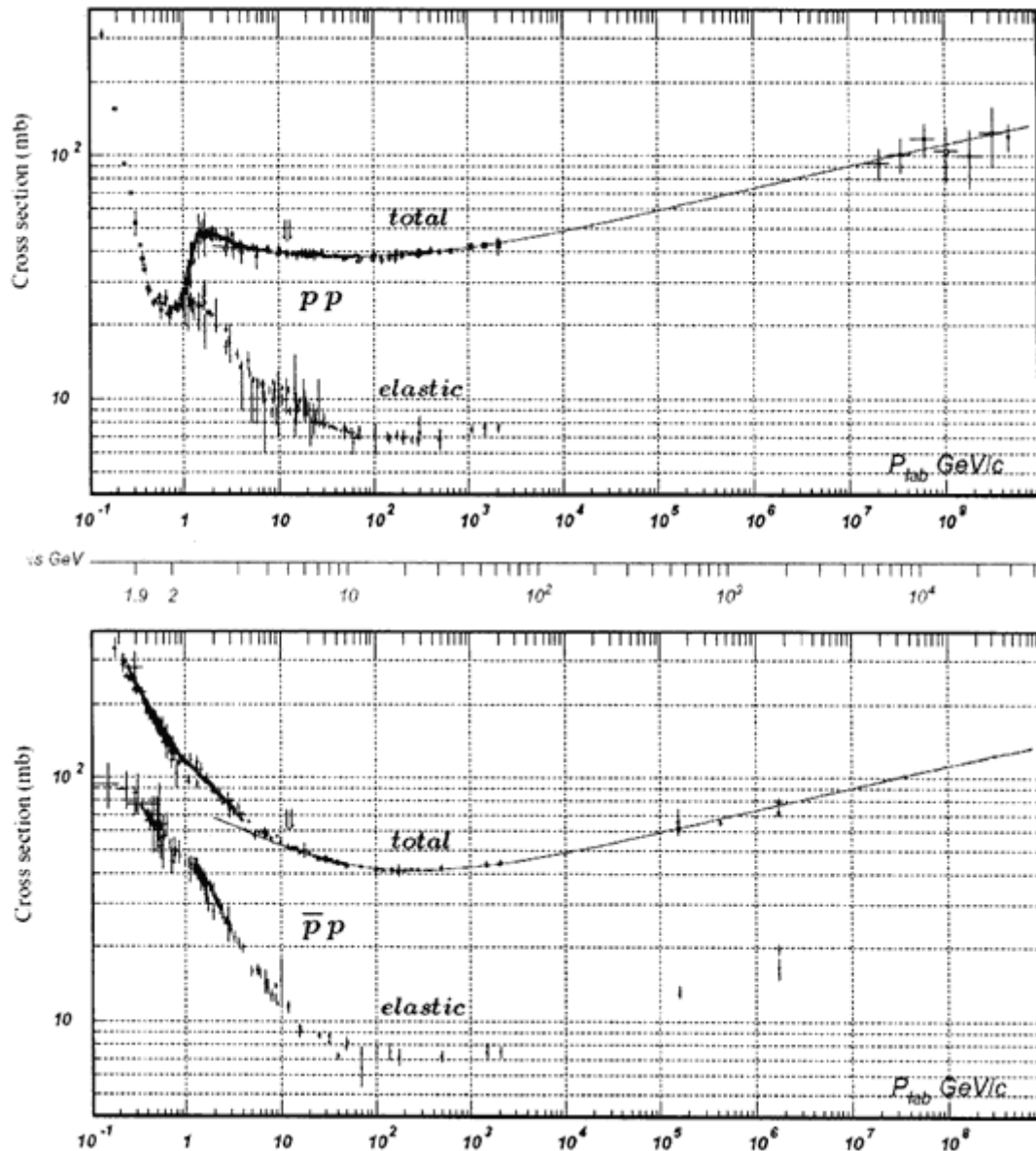


Рис. 13.2. Сечения полного и упругого pp и $p\bar{p}$ рассеяния в зависимости от импульса пучка в л.с. и полной энергии \sqrt{s} в с.ц.м.

Характерные величины электромагнитных сечений (γ, γ') 10^{-4} – 10^{-3} мбарн, что на 5–6 порядков меньше адронных сечений. Сечение реакции (γ, p) в диапазоне энергий от 1 до 100 ГэВ имеет величину 0.1–0.5 мбарн.

Столкновения антипротонов с протонами могут привести к упругому рассеянию, неупругому рассеянию, аннигиляции и к перезарядке.

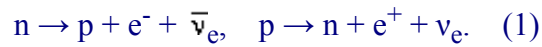
На рис. 13.1–13.2 приведены сечения полного и упругого pp - и $p\bar{p}$ -рассеяния в зависимости от энергии и импульса сталкивающихся частиц. Если в области энергий больше 10 ГэВ полные сечения реакций pp и $p\bar{p}$ имеют примерно одинаковые величины, то в области низких энергий $E < 1$ ГэВ полное сечение $p\bar{p}$ гораздо больше, чем сечение реакции pp , что объясняется тем, что в этой области энергий открыт дополнительный канал реакции $p\bar{p}$ -аннигиляции.

Аннигиляция протонов и антипротонов при низких энергиях приводит к образованию нескольких π -мезонов и реже K -мезонов. Суммарная энергия частиц, образовавшихся в результате $p\bar{p}$ -аннигиляции при низкой энергии, равна удвоенной энергии покоя протона. При $p\bar{p}$ -аннигиляции при высоких энергиях происходят столкновения между отдельными кварками и антикварками, входящими в состав протона и антипротона. Такие столкновения приводят к образованию большого разнообразия частиц и в частности $p\bar{p}$ -столкновения были использованы для поиска и изучения частиц-переносчиков слабого взаимодействия W^\pm - и Z -бозонов.

Открытие W^- - и Z^- -бозонов

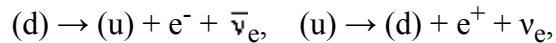
Промежуточные W^\pm - и Z -бозоны впервые наблюдались в 1983 г. в ЦЕРН в специально поставленном для этого эксперименте.

К. Руббиа: «С тех пор, как Анри Беккерель и Пьер и Мария Кюри сделали свои фундаментальные открытия в прошлом столетии, было обнаружено большое число бета-радиоактивных ядер. Все эти явления оказываются обусловленными парой фундаментальных реакций, в которых происходят взаимные превращения протона и нейтрона:



Согласно Ферми, эти процессы можно описать по теории возмущений как результат точечного взаимодействия, описываемого произведением всех четырех полей, участвующих в реакции.

При соударениях частиц высоких энергий наблюдались сотни новых адронов. Эти новые частицы, которые обычно нестабильны, оказываются столь же фундаментальными, как и нейтрон или протон. Большинство новых состояний проявляют такие же характерные особенности слабых взаимодействий, что и нуклоны. Спектроскопию этих состояний можно описать при помощи введения понятия о фундаментальных точечных фермионах со спином $1/2$, кварках, обладающих дробными электрическими зарядами $+(2/3)e$ или $-(1/3)e$ и находящихся в трех различных состояниях по цвету. Универсальность явлений слабых взаимодействий при этом хорошо интерпретируется как следствие фермиевского взаимодействия на кварковом уровне. Например, реакции (1), в действительности, обусловлены следующими процессами:



где (u) обозначает кварк с зарядом $+(2/3)e$, а (d) – кварк с зарядом $-(1/3)e$ (скобками указано, что кварки находятся в связанном состоянии). [Н. Кабиббо](#) показал, что универсальность слабых взаимодействий семейств кварков можно хорошо понять, если считать, что существует заметное смешивание кварковых состояний с зарядом $-(1/3)e$. Подобным же образом три лептонных семейства – а именно, (e, ν_e) , (μ, ν_μ) , и (τ, ν_τ) – ведут себя аналогично в процессах слабых взаимодействий...

Впервые, в 1938 г., [Оскар Клейн](#) предположил, что слабые взаимодействия могут передаваться массивными заряженными полями. Хотя Клейн использовал идею [Юкавы](#) о появлении короткодействующих сил за счет массивных квантов поля, в его теории также устанавливалась тесная связь между электромагнетизмом и слабыми взаимодействиями.

Теперь-то мы знаем, что его предвидение оправдалось в электрослабой теории Глэшоу, Вайнберга и Салама, которая еще будет обсуждаться подробнее в этой лекции. Следует прямо процитировать высказывание Клейна:

«Роли этих частиц и их свойства во многом подобны роли фотонов, и, возможно, мы можем назвать их «электро-фотонами» (точнее, электрически заряженными фотонами)»[*].

W^\pm - и Z -бозоны как переносчики слабого взаимодействия были предсказаны [С. Вайнбергом](#), [Ш. Глэшоу](#) и [А. Саламом](#) в развитой ими *электрослабой теории*, объединившей электромагнитное и слабое взаимодействие. Предсказанные массы W - и Z -бозонов были соответственно в районе 80 и 90 ГэВ/ c^2 . В 1976 г. было предложено для поиска W - и Z -бозонов построить в ЦЕРН (Женева, Швейцария) новый ускоритель и в 1981 г. такой ускоритель был создан под руководством [С. Ван дер Меера](#). Этот ускоритель (суперсинхротрон $SP\bar{p}S$) представлял собой протон-антипротонный коллайдер с энергиями сталкивающихся пучков протонов и антипротонов по 270 ГэВ каждый. В дальнейшем энергии частиц были увеличены до 315 ГэВ.

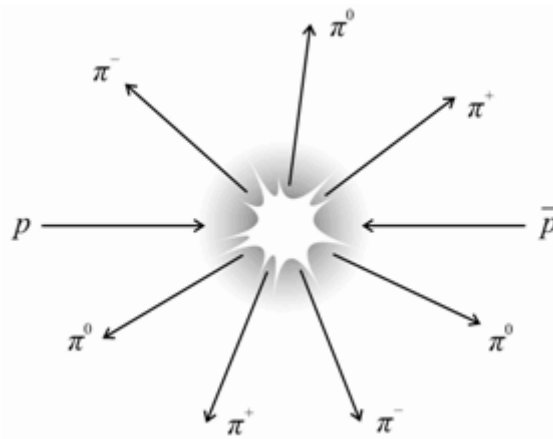


Рис. 13.3. $p\bar{p}$ -аннигиляция с образованием 4 заряженных $2\pi^+$, $2\pi^-$ и 3 нейтральных π^0 -мезонов.

W- и Z-бозоны должны были рождаться в $p\bar{p}$ -столкновениях:

$$p + \bar{p} \rightarrow W^\pm + X \text{ и } p + \bar{p} \rightarrow W + X.$$

где X – совокупность других частиц, рождающихся при $p\bar{p}$ -взаимодействии. Так как протон и антипротон состоят соответственно из трёх кварков ($p = uud$) и трёх антикварков ($\bar{p} = \bar{u}\bar{u}\bar{d}$), промежуточные бозоны W^+ , W^- , Z рождаются в результате кварк-антикваркового взаимодействия

$$u + \bar{d} \rightarrow W^+, \bar{u} + d \rightarrow W^-, u + \bar{u} \rightarrow Z, d + \bar{d} \rightarrow Z.$$

Остальные два кварка и два антикварка при каждом $p\bar{p}$ -столкновении с рождением промежуточного бозона не участвуют в этом процессе, и продолжают своё движение в направлении движения первичных $p\bar{p}$ -пучков, формируя струи адронов и антиадронов. Это направление, совпадающее с направлением движения первичных протона p и антипротона \bar{p} , обычно называется *продольным*.

Так как время жизни промежуточного бозона по оценкам должно быть $\sim 10^{-25}$ с, зафиксировать его рождение можно лишь по продуктам его распада. В большинстве случаев промежуточный бозон распадается на пару кварк-антикварк, разлетающуюся в противоположные стороны. Однако, искать W- и Z-бозоны по кварк-антикварковой ветви их распада нецелесообразно, так как кварк и антикварк такого распада «тонут» в огромном фоне кварков и антикварков, не участвующих в рождении W- и Z-бозонов и превращающихся в струи адронов и антиадронов.

Из адронного фона более надёжно выделяются распады W^\pm - и Z-бозонов на лептоны, в результате которых лептоны вылетают в направлениях перпендикулярных или близких к ним относительно направления столкновения протона и антипротона. Это направление называется *поперечным*. Прежде всего, это распады

$$W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e, \quad W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e, \quad Z \rightarrow e^+ + e^-,$$

где ν_e и $\bar{\nu}_e$ -электронное нейтрино и антинейтрино. Вероятности рождения W^\pm - и Z-бозонов в $p\bar{p}$ -столкновениях с последующим их распадом по лептонным каналам равны соответственно около 10^{-8} и 10^{-9} от полной вероятности всех процессов, исходящих при $p\bar{p}$ -столкновении. Несмотря на маленькую долю распадов по лептонному каналу, наблюдение электронов и позитронов от распада W^\pm и Z-бозонов даёт возможность идентификации W^\pm - и Z-бозонов. Поэтому было решено искать W- и Z-бозоны по их распадам на лептоны, летящие в поперечном направлении, т.е. под углами близкими к 90° относительно направления движения сталкивающихся $p\bar{p}$ -пучков. Этими лептонами обязательно должны были быть либо электрон (распад W^- -бозона) или позитрон (распад W^+ -бозона) и соответствующие им антинейтрино и нейтрино, либо электрон и позитрон (распад Z-бозона). Идентификация события рождения W^- -бозона должна выглядеть следующим образом. Имеющие

почти одинаковые массы и скорости \bar{u} - и d -кварки испытывают лобовое столкновение и W^- -бозон рождается в состоянии покоя с $m_W c^2 \approx 80$ ГэВ. Затем W^- -бозон распадается на электрон и электронное антинейтрино, которые летят в поперечных противоположных направлениях с одинаковыми импульсами и практически одинаковыми энергиями $E(e^-) \approx E(\bar{\nu}_e) \approx m_W c^2/2 \approx 40$ ГэВ. Таким образом, детектор должен зарегистрировать электрон с энергией 40 ГэВ, летящий в поперечном направлении. Антинейтрино вылетает из детектора без регистрации. Событие с одним электроном, летящим с энергией 40 ГэВ в поперечном направлении и с недостающим поперечным импульсом $p_\perp = \frac{E(\bar{\nu}_e)}{c} \approx 40$ ГэВ/с в противоположном относительно электрона направлении,

является доказательством образования и распада W^- -бозона. Никакая другая частица, кроме W^- -бозона, не может оставить такой след в экспериментальной установке.

Для идентификации Z -бозона детектор должен зарегистрировать электрон и позитрон, летящие в противоположные стороны в поперечном направлении с одинаковыми энергиями $E(e^+) \approx E(e^-) \approx m_Z c^2/2 \approx 45$ ГэВ.

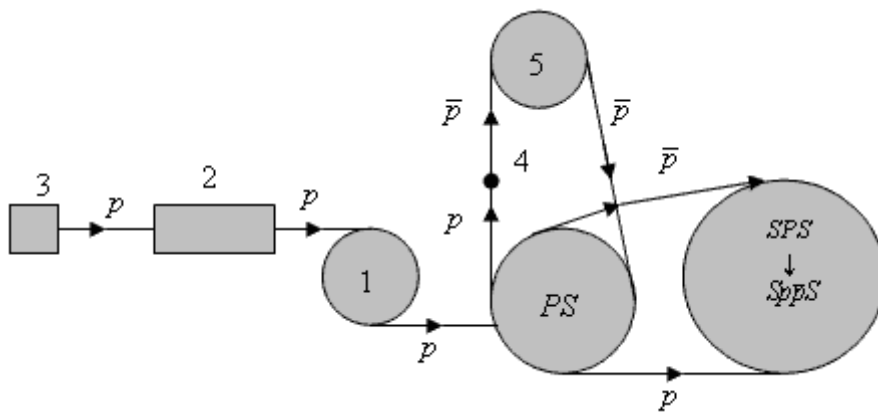
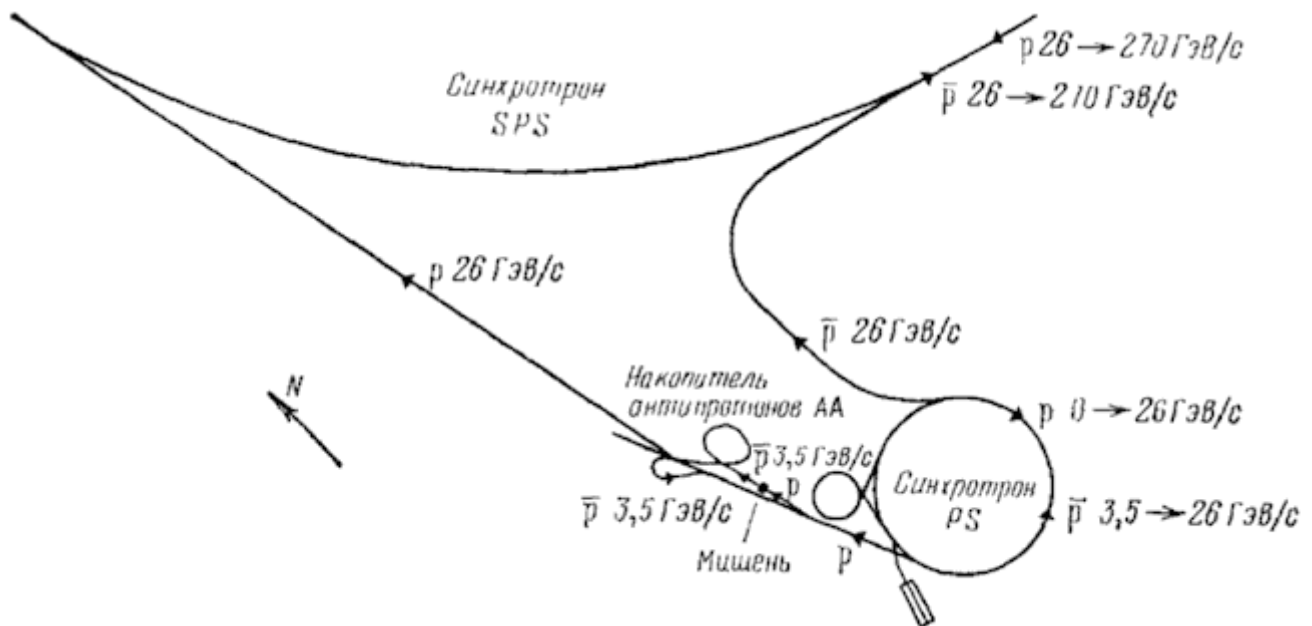


Рис. 13.4. Блок-схема ускорительного комплекса $Sp\bar{p}S$ (не в масштабе).

$Sp\bar{p}S$ – основное кольцо протон-антипротонного суперсинхротрона на энергию 270 ГэВ.

PS – протон-антипротонный синхротрон на энергию 26 ГэВ.

1 – предварительный синхротрон (бустер) на энергию 800 МэВ, 2 – линейный ускоритель протонов на энергию 50 МэВ. 3 – источник ионов, 4 – мишень для получения антипротонов с энергией 3.5 ГэВ. 5 – накопитель антипротонов с энергией 3.5 ГэВ



Синхротрон $Sp\bar{p}S$

Ускоритель $\text{Sp}\bar{\text{p}}\text{S}$ был создан в результате модернизации протонного суперсинхротрона SPS. Ускоритель размещён на глубине 50 м под землёй в тоннеле диаметром 4 м. Радиус кольца ускорителя 1.1 км (соответственно длина кольца 6.9 км). По окружности ускорителя было расположено в периодической последовательности 108 идентичных структур, состоящих из ~ 800 отклоняющих дипольных магнитов и более 200 фокусирующих квадрупольных магнитов. Пучок фокусировался попеременно в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Точность установки фокусирующих магнитов была 0.1 мм. Величина отклоняющего магнитного поля в процессе ускорения увеличивалась от 0.045 до 1.8 Тл.

В ускоритель $\text{Sp}\bar{\text{p}}\text{S}$ протоны и антипротоны поступали уже ускоренными до энергии 26 ГэВ в протонном синхротроне PS. В свою очередь в PS они инжектировались из предварительного синхротрона меньших размеров (бустера), в котором энергия протонов достигала 800 МэВ. В бустер протоны попадали из линейного ускорителя на энергию 50 МэВ. В линейный ускоритель они поступали от газоразрядного источника ионов. Таким образом, $\text{Sp}\bar{\text{p}}\text{S}$ являлся ускорительным комплексом, состоящим из четырёх последовательных ускорителей. При создании $\text{Sp}\bar{\text{p}}\text{S}$ комплекс был дополнен системой генерации и накопления антипротонов.

Антипротоны рождались протонами, ускоренными до энергии 26 ГэВ в PS, падавшими на медную мишень (доля антипротонов в общем числе адронов, возникавших в мишени, составляла 10^{-8}). Далее магнитные и электрические поля отбирали антипротоны с энергией 3.5 ГэВ, и они поступали в накопитель антипротонов. Накопители (накопительные кольца) – это устройства для накопления и длительного удержания (часы, дни) пучка заряженных частиц на стационарной замкнутой орбите в высоком вакууме при постоянной энергии. Накопленные антипротоны с энергией 3.5 ГэВ направлялись в PS и затем в $\text{Sp}\bar{\text{p}}\text{S}$, где они, как и протоны, ускорялись до 270 ГэВ, двигаясь в одной и той же ускорительной камере в противоположных направлениях.

Для того чтобы максимально увеличить эффективность использования пучков антипротонов, применялась процедура «охлаждения» антипротонного пучка, которая уменьшала разброс в траекториях и энергиях отдельных, в результате чего пучки антипротонов становились более плотными, моноэнергетическими. В результате вероятность столкновения протонов и антипротонов существенно возрастала. Охлаждение происходило в антипротонном накопителе и осуществлялось стохастическим методом, предложенным [Ван дер Меером](#). Специальный датчик в определённой точке вблизи орбиты антипротонов отслеживал их параметры и при отклонении траектории антипротона от оптимальной посылал сигнал на корректирующее устройство, располагавшееся через полоборота от датчика.

В основном ускорительном кольце $\text{Sp}\bar{\text{p}}\text{S}$ в вакууме 10^{-11} торр вращалось по три сгустка протонов и антипротонов. Их пересечения и столкновения происходили в нескольких точках орбиты, окруженных детекторами продуктов реакции. Длина сгустка была 20 см, площадь поперечного сечения – $3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$, число частиц в сгустке 10^{10} - 10^{11} . Время между столкновениями – 3.8 мкс. Так как вероятность взаимодействия при каждом столкновении мала ($\sigma \approx 10^{-26} \text{ см}^2$), пучки циркулировали в ускорительной камере многие часы.

В коллайдере $\text{Sp}\bar{\text{p}}\text{S}$ энергии $\text{p}\bar{\text{p}}$ -пучков были выбраны равными 270 ГэВ. На первый взгляд, кажется, что суммарная энергия сталкивающихся протона и антипротона ($270 + 270 = 540 \text{ ГэВ}$) намного превышает требуемые для рождения W- и Z-бозонов пороговые энергии (80 и 90 ГэВ). На самом деле энергия столкновения 540 ГэВ была подобрана оптимально для рождения промежуточных бозонов. Объясняется это тем, что необходимо учесть, что кварки (антикварки), составляющие протон (антипротон), несут лишь примерно половину его импульса. Оставшаяся половина импульса протона приходится на глюоны. Так как u - и d -кварки имеют примерно одинаковые массы, то на каждый из трёх кварков протона приходится 1/6 полной энергии ускоренных протона и антипротона. Таким образом, оптимальная энергия столкновения кварка и антикварка, которая в процессах может быть использована на рождение промежуточного бозона, составляет примерно 1/6 от величины 540 ГэВ, т. е. около 90 ГэВ.

Для регистрации событий распада W- и Z-бозонов были созданы две установки: UA1 и UA2, которые находились в разных точках столкновения $\text{p}\bar{\text{p}}$ -пучков и работали независимо. UA1 и UA2 несколько отличаются друг от друга. UA означает сокращённое словосочетание Underground Area – Подземная Зона. Экспериментальные установки, как и ускоритель, находились под землёй. Такое дублирование является характерным для экспериментов в физике высоких энергий и обеспечивает однозначность интерпретации результата эксперимента.

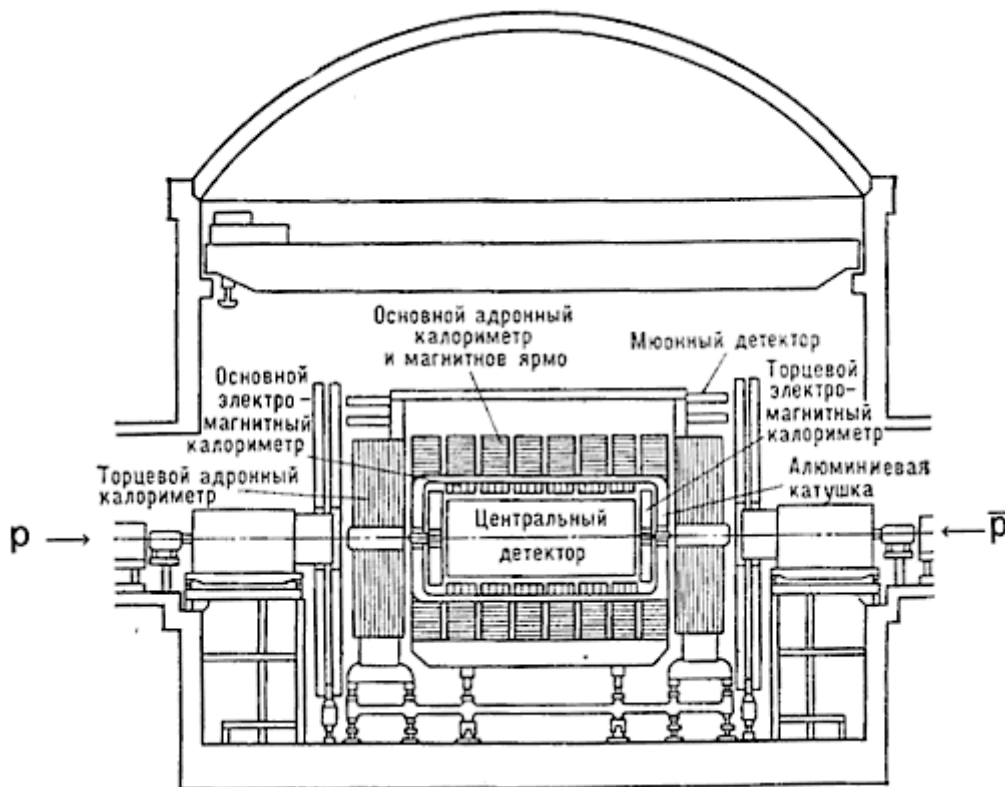


Рис. 13.5. –Схема установки UA1. Пучки протонов и антипротонов влетают в детектор с диаметрально противоположных сторон (справа и слева) и, двигаясь навстречу вдоль оси вакуумной трубы, сталкиваются в середине центрального детектора

Общий вид установки UA1 показан на рис. 13.5. UA1 является сложной системой детекторов различного типа общим размером $10 \times 5 \times 10 \text{ м}^3$ и массой 2000 тонн. Управление работой детектора и обработка информации с него осуществлялась 24-мя ЭВМ. Пучки протонов и антипротонов попадали в детектор с двух противоположных сторон и сталкивались в его центре. Точка соударения рр-пучков находилась –внутри центрального детектора, имевшего форму цилиндра длиной 5.8 м и диаметром 2.3 м.

В центральной части детектора располагались большие дрейфовые камеры, помещённые в магнитное поле. Общее число проволоочек в этих камерах было равно 23 000. Магнитное поле 0.7 Тл создавалось в объёме $7 \times 3.5 \times 3.5 \text{ м}^3$. Центральный детектор позволял восстановить траектории частиц, рождавшихся при рр-столкновениях, определить их импульсы и ионизационную способность. Максимальное время дрейфа электронов, возникающих при ионизации заряженной частицей атомов газовой смеси в дрейфовой камере, было 3.6 мкс, т. е. несколько меньше временного интервала 3.8 мкс между двумя последовательными столкновениями сгустков протонов и антипротонов.

Центральный детектор был окружён электромагнитным калориметром, состоявшим из чередующихся слоёв свинца и сцинтиллятора. В калориметре поглощались электроны, позитроны и фотоны и измерялась энергия этих частиц. Электромагнитный калориметр в сочетании с центральным детектором позволял различать электроны, позитроны и адроны.

Высокоэнергичные адроны проходили через электромагнитный калориметр и попадали в адронный калориметр, которым служило железное ярмо магнита, проложенное слоями сцинтилляторов. Информация с адронного и электромагнитного калориметров позволяла определить энергию и направление движения регистрируемых ими частиц.

За пределы адронного калориметра из заряженных частиц могли выйти только мюоны μ^\pm . Для их регистрации предназначался мюонный детектор, который являлся самой внешней детектирующей системой UA1. Мюонный детектор представлял собой несколько слоёв дрейфовых камер.

Детектор UA1 регистрировал и идентифицировал все частицы, кроме нейтрино и антинейтрино, вылетающие во всех направлениях, кроме тех, которые образуют углы $\leq 0.2^\circ$ относительно оси сталкивающихся рр-пучков. Уникальные возможности UA1 позволяли зарегистрировать практически все события взаимодействия протонов и антипротонов и реконструировать картину каждого из них.

Сечение рождения W -бозонов в $p\bar{p}$ -столкновении $\sigma(p\bar{p} \rightarrow W^\pm) \approx 5 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$. Лишь примерно 8% родившихся W -бозонов распадаются по каналу $W \rightarrow e + \nu$, который необходимо было обнаружить.

Рождение Z -бозонов и их распад по каналу $W \rightarrow e^+ + e^-$ происходит почти в 10 раз реже.

В 30-дневном сеансе в ноябре-декабре 1982 г. в результате анализа 1 млрд $p\bar{p}$ -соударений было зафиксировано 6 событий $W \rightarrow e + \nu$. Последовательность выделения этих шести событий из 10^9 $p\bar{p}$ -соударений была следующей. Вначале было отобрано около 10^6 событий, в которых вылетающие частицы имели импульсы $> 10 \text{ ГэВ/с}$ в поперечном направлении относительно оси $p\bar{p}$ -пучков. Из них было оставлено 140 000 событий, содержащих электрон или позитрон, которые идентифицировались по характеру ливня в электромагнитном калориметре. Из них отобрали 28 000 случаев, отвечавших появлению в электромагнитном калориметре ливня с поперечным импульсом $> 15 \text{ ГэВ/с}$. Затем оставили 2125 событий, в которых ливни в электромагнитном калориметре являлись продолжением чёткого одиночного трека заряженной частицы в центральном детекторе с поперечным импульсом $> 7 \text{ ГэВ/с}$. В результате применения ещё нескольких критериев было оставлено 39 самых надёжных событий, каждое из которых анализировалось «индивидуально». Конечный итог всего анализа – 6 событий образования и распада $W \rightarrow e + \nu$.

К тем же шести событиям привёл и альтернативный метод отбора событий. В нём из 2125 случаев были оставлены лишь те, в которых наблюдались большие (10-40 ГэВ/с) недостающие поперечные импульсы, уносимые нерегистрируемыми частицами. Этими частицами могли быть только нейтрино и антинейтрино.

Ещё 4 события $W \rightarrow e + \nu$ были найдены на установке UA2.

В следующих экспериментальных сеансах 1983 г. было получено уже несколько десятков событий рождения и распада W -бозонов. Кроме того, были обнаружены первые 13 случаев рождения и распада Z -бозонов. Из данных экспериментов были определены массы W - и Z -бозонов:

$$m_W c^2 = (81 \pm 2) \text{ ГэВ}, \quad m_Z c^2 = (93 \pm 2) \text{ ГэВ},$$

которые практически совпали с предсказаниями электрослабой теории. Характеристики W - и Z -бозонов приведены в таблице 13.1.

Таблица. 13.1

Характеристики W^\pm - и Z -бозонов

Характеристика	W^\pm -бозон	Z -бозон
Спин J	1	1
Электрический заряд	± 1	0
Масса, ГэВ	80.398 ± 0.025	91.1876 ± 0.0021
Ширина распада, ГэВ	2.141 ± 0.041	2.4952 ± 0.023
Каналы распада, %	$e^+ \nu$ 10.75 ± 0.13	$e^+ e^-$ 3.363 ± 0.004
	$\mu^+ \nu$ 10.57 ± 0.15	$\mu^+ \mu^-$ 3.366 ± 0.007
	$\tau^+ \nu$ 11.25 ± 0.20	$\tau^+ \tau^-$ 3.370 ± 0.08
	адроны 67.60 ± 0.27	$\nu \bar{\nu}$ 20.00 ± 0.06
		адроны 69.91 ± 0.06

1983 г. [К. Руббиа](#) и [С. ван дер Меер](#) с коллаборацией CERN UA1 открыли векторные W - и Z -бозоны. 1989 г. Измерения ширины резонанса Z -бозона показали, что существует три поколения кварков и лептонов.



Карло Руббиа
(р. 1934)



Симон ван дер Меер
(1925 – 2011)

Нобелевская премия по физике

1984 г. К. Руббиа и С. ван дер Меер. За решающий вклад в большой проект, осуществление которого привело к открытию квантов поля W и Z – переносчиков слабого взаимодействия.

На рис. 13.6 приводятся дифференциальные сечения образования струй в $p\bar{p}$ -столкновении в зависимости от поперечной энергии струи. Приведенные сечения являются обобщением большого числа экспериментов выполненных на различных ускорителях и на различных детекторах. Данные различных экспериментов хорошо согласуются между собой и проявляют устойчивую тенденцию к уменьшению сечения образования струи с увеличением её энергии.

Зависимость средних множественностей образующихся частиц в e^+e^- , $p\bar{p}$ и pp -столкновениях (рис. 13.7) растёт с увеличением энергии сталкивающихся частиц и достигает $\sim 30\text{--}35$ частиц на один акт взаимодействия в области энергий $\sqrt{s} = 10^3$ ГэВ.

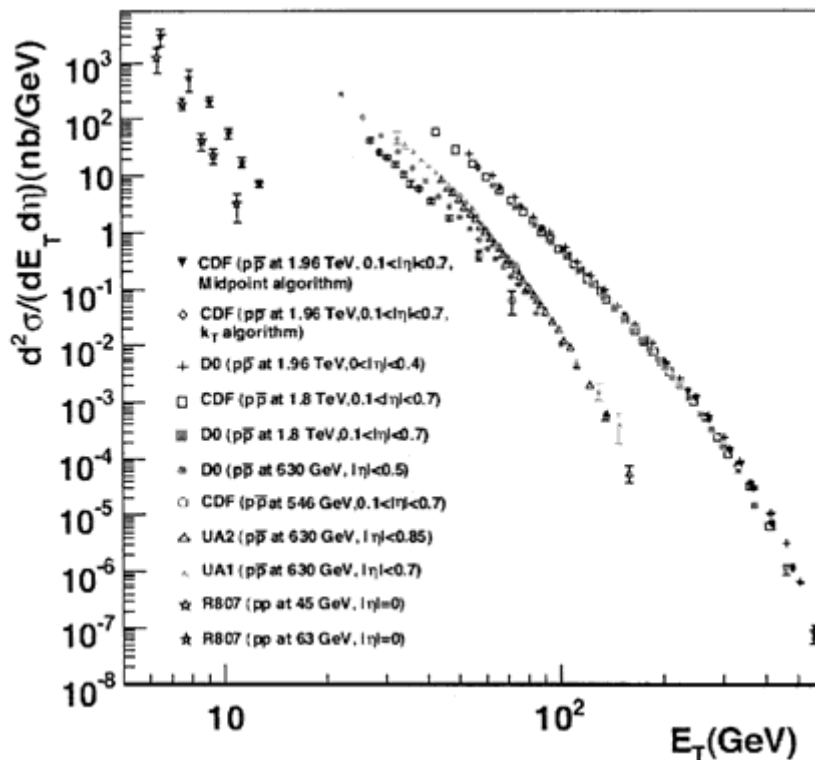


Рис. 13.6. Зависимости инклюзивных дифференциальных сечений образования струй от поперечной энергии струи.

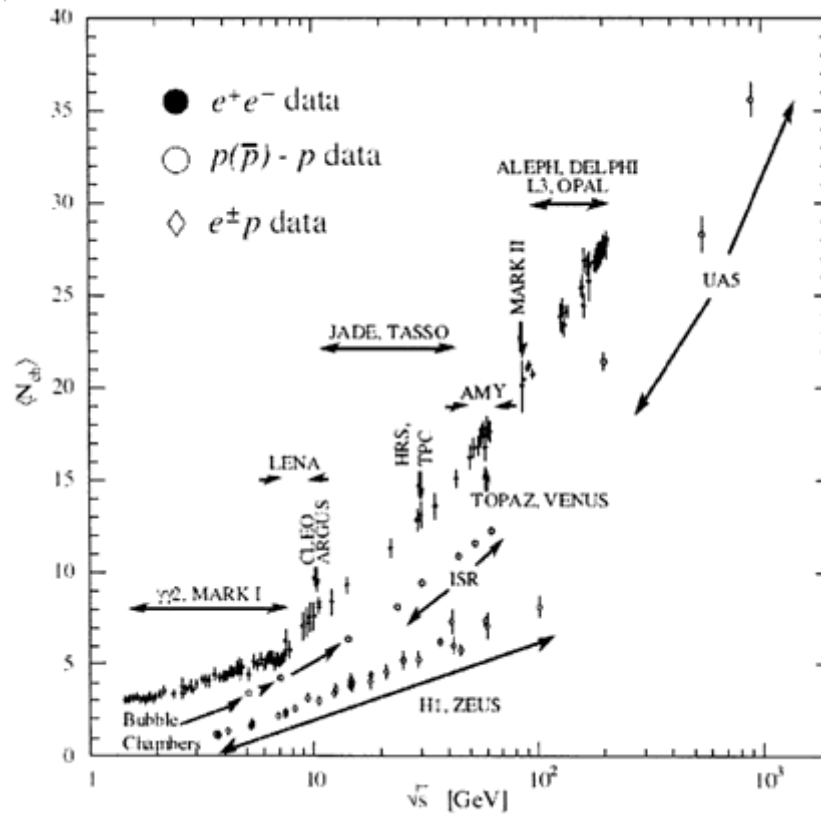


Рис. 13.7. Зависимости средних множественностей от \sqrt{s} для e^+e^- - и $p\bar{p}$ -аннигиляций и pp - и ep -столкновений.

[*] Руббиа К. «Экспериментальное наблюдение промежуточных векторных бозонов W^+ , W^- и Z^0 »
УФН 147 371–404 (1985)



14. Число поколений фундаментальных фермионов

Экспериментальное исследование Z -бозона имело особое значение в проверке Стандартной Модели и уточнении её параметров. Z -бозоны удобно генерировать в e^+e^- -аннигиляции:

$$e^+ + e^- \rightarrow Z.$$

Энергия столкновения в этом процессе контролируется со значительно большей точностью, чем в рождении Z -бозона в столкновении кварка и антикварка, входящих в состав протона и антипротона $p\bar{p}$ -коллайдера. Наиболее прецизионные данные о Z -бозоне были получены на двух e^+e^- -коллайдерах – SLAC (СЛАК, США) и LEP (ЦЕРН, Швейцария). Одним из наиболее существенных результатов этих исследований было определение числа лептонных поколений. Было показано, что существует только три поколения фундаментальных фермионов.

Время жизни Z -бозона $\approx 10^{-25}$ с и его можно наблюдать только по распаду на другие частицы. Z -бозоны распадаются на кварк-антикварковые ($q\bar{q}$) пары с образованием всех кварков, кроме t -кварка (его масса слишком велика), и пары лептон-антилептон всех поколений.

Z -бозон наблюдается в виде резонанса в кривой зависимости числа распадов Z -бозона от энергии столкновения e^+e^- . Максимум числа распадов приходится на энергию $E_{e^+} + E_{e^-} = m_Z c^2 \approx 91$ ГэВ.

Ширина Γ резонанса в сечении e^+e^- -взаимодействия связана с временем жизни резонанса τ соотношением

$$\Gamma \times \tau \approx \hbar.$$

Z -бозон, образовавшийся в результате процесса $e^+ + e^- \rightarrow Z$, распадается одним из трех способов:

- кварковые пары $Z \rightarrow q + \bar{q}$, где $q = d, u, s, c, b$, образующие адроны,

- пары заряженных лептонов $Z \rightarrow \begin{cases} e^+ + e^-, \\ \mu^+ + \mu^-, \\ \tau^+ + \tau^-. \end{cases}$

- нейтринные пары $Z \rightarrow \begin{cases} \nu_e + \bar{\nu}_e, \\ \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu, \\ \nu_\tau + \bar{\nu}_\tau. \end{cases}$

Каждый канал распада характеризуется своей шириной $\Gamma_{\text{hadron}}, \Gamma_{e\mu\tau}, \Gamma_{\text{neutrino}}$. Полная ширина распада Z -бозона Γ_Z есть сумма парциальных ширин:

$$\Gamma_Z = \Gamma_{\text{hadron}} + \Gamma_{e\mu\tau} + \Gamma_{\text{neutrino}}. \quad (14.1)$$

Эффективные сечения процессов $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \text{адроны}$ и $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow e\mu\tau$ определяются следующими соотношениями

$$\sigma_h(E) = \sigma_{ee} \frac{\left(\frac{\Gamma_Z}{2}\right)^2}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma_Z}{2}\right)^2} \cdot \frac{\Gamma_{\text{hadron}}}{\Gamma_Z}, \quad (14.2)$$

$$(14.3)$$

$$\sigma_{e\mu\tau}(E) = \sigma_{ee} \frac{\left(\frac{\Gamma_Z}{2}\right)^2}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma_Z}{2}\right)^2} \cdot \frac{\Gamma_{e\mu\tau}}{\Gamma_Z},$$

где σ_{ee} -сечение образования Z -бозона в e^+e^- -столкновении в максимуме резонанса. Каждое из сечений (14.2) и (14.3) как функция энергии имеет вид характерной резонансной кривой одной и той же формы и одной и той же ширины Γ_Z . Высота каждой из резонансных кривых (14.2) и (14.3) в максимуме определяется величиной соответствующей парциальной ширины – Γ_{hadron} или $\Gamma_{e\mu\tau}$.

Адронные каналы распада Z -бозона и его распада на пары заряженных лептонов можно измерить экспериментально. Поэтому величины Γ_{hadron} и $\Gamma_{e\mu\tau}$ известны из эксперимента. Нейтринный канал распада $\Gamma_{\nu\bar{\nu}}$ ненаблюдаем из-за малого сечения взаимодействия нейтрино с веществом детектора.

Парциальная ширина $\Gamma_{\nu\bar{\nu}}$ ненаблюдаемых процессов, связанных с нейтрино, определяется вычитанием измеренных наблюдаемых парциальных ширин Γ_{hadron} и $\Gamma_{e\mu\tau}$ из полной ширины распада Z -бозона Γ_Z , определенной из энергетической формы сечений $\sigma_h(E)$ (14.2) и $\sigma_{e\mu\tau}(E)$ (14.3):

$$\Gamma_{\nu\bar{\nu}} = \Gamma_Z - \Gamma_{hadron} - \Gamma_{e\mu\tau}. \quad (14.4)$$

В соответствии со Стандартной Моделью заряженные лептоны всех поколений одинаково участвуют в слабых взаимодействиях. Поэтому лептоны e , μ , τ вносят одинаковый вклад Γ_ν в парциальную ширину $\Gamma_{e\mu\tau}$. Это свойство слабого взаимодействия подтверждено экспериментально и носит название *emt-универсальность*. В соответствии с этим можно записать

$$\Gamma_{e\mu\tau} = 3\Gamma_\nu. \quad (14.5)$$

Нейтрино всех типов также должны одинаково взаимодействовать с Z -бозоном и вносить одинаковый вклад Γ_ν в ширину его распада. Если ненаблюдаемые процессы связаны только с нейтрино, то должно выполняться соотношение

$$\Gamma_{neutrino} = N_\nu \Gamma_\nu, \quad (14.6)$$

где N_ν -число сортов нейтрино, равное числу поколений лептонов и кварков.

Стандартная Модель позволяет рассчитать величину Γ_ν и из соотношения (14.6) найти N_ν .

Стандартная Модель позволяет рассчитать также все другие парциальные ширины распада Z -бозона - Γ_{hadron} , $\Gamma_{e\mu\tau} = 3\Gamma_\nu$ и полную ширину распада Z -бозона Γ_Z . Экспериментальные данные о Z -бозоне в сравнении с предсказаниями Стандартной Модели приведены в табл. 14.1. Из таблицы видно, что наблюдаемые характеристики Z -бозона хорошо описываются Стандартной Моделью, в частности, подтверждена *emt-универсальность* слабого взаимодействия. Величина $\Gamma_{\nu\bar{\nu}}$, рассчитанная в рамках Стандартной Модели в предположении трех типов нейтрино, практически полностью совпала с экспериментальным значением. Это доказывает, что в распаде Z -бозона участвует только три типа нейтрино.

Таблица 14.1

Характеристики Z -бозона

Характеристика		Эксперимент	Стандартная Модель
$m_Z c^2$, ГэВ		91.1876 ± 0.0021	91.1874 ± 0.0021
Γ_Z , ГэВ		2.4952 ± 0.0023	2.4972 ± 0.0012
Γ_{hadron} , ГэВ		1.7444 ± 0.0020	1.7435 ± 0.0011
Γ_l , МэВ	e^+e^-	83.91 ± 0.12	84.024 ± 0.025

	$\mu^+\mu^-$	83.99 ± 0.18	
	$\tau^+\tau^-$	84.08 ± 0.22	
$\Gamma_{e\mu\tau}$, МэВ		251.95 ± 0.26	252.072 ± 0.075
$\Gamma_{\nu\bar{\nu}}$, МэВ		499.0 ± 1.5	501.81 ± 0.13
Γ_{ν}/Γ_l		-	1.991 ± 0.001

На рис. 14.1 показано сечение реакции $\sigma_h(E)$ (3.67) в интервале энергий e^+e^- -столкновения 88–94 ГэВ.

Экспериментальные точки описываются резонансной кривой с шириной на половине высоты $\Gamma_Z \approx 2.5$ ГэВ. Сплошная кривая, проходящая по экспериментальным точкам, соответствует числу типов нейтрино $N_\nu = 3$. Пунктирными линиями показаны формы резонансов в случае 2-х и 4-х поколений нейтрино.

Данные по распаду Z-бозона устанавливают, что число *легких типов нейтрино*, т. е. нейтрино, масса которых $m_\nu c^2 < m_Z c^2/2 \approx 45$ ГэВ равно $N_\nu = 3$. Однако полностью исключить существование нейтрино с большими массами нельзя.

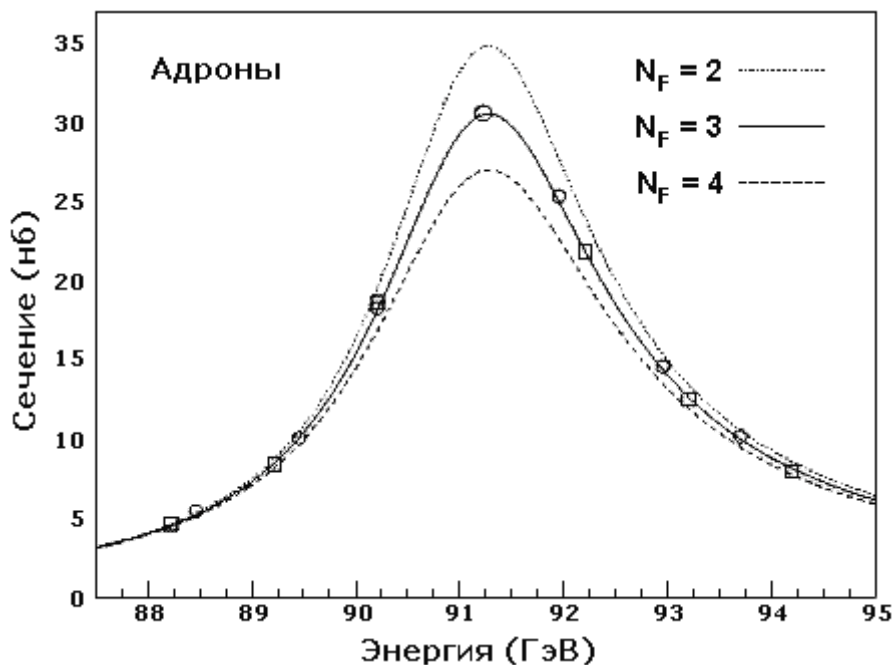


Рис. 14.1. Резонансная кривая образования Z-бозона в адронном канале.

Заключение о существовании трёх поколений фундаментальных фермионов согласуется с данными о количестве поколений фундаментальных фермионов, полученными независимо из анализа распространенности водорода и гелия во Вселенной. Так как число типов нейтрино вносит существенный вклад в плотность энергии и скорость остывания Вселенной после Большого взрыва, оно определяет соотношение между количеством нейтронов и протонов, образующихся в момент дозвездного нуклеосинтеза и, следовательно, соотношение между количеством ядер ^4He и ^1H , образующихся в первые минуты эволюции Вселенной. Наблюдаемое соотношение ядер ^4He и водорода ^1H , равное примерно 0.1, говорит о том, что число легких типов нейтрино может быть два или три и противоречит наличию четырех и более типов нейтрино.



15. Антиядра $A \geq 2$

Антидейтрон

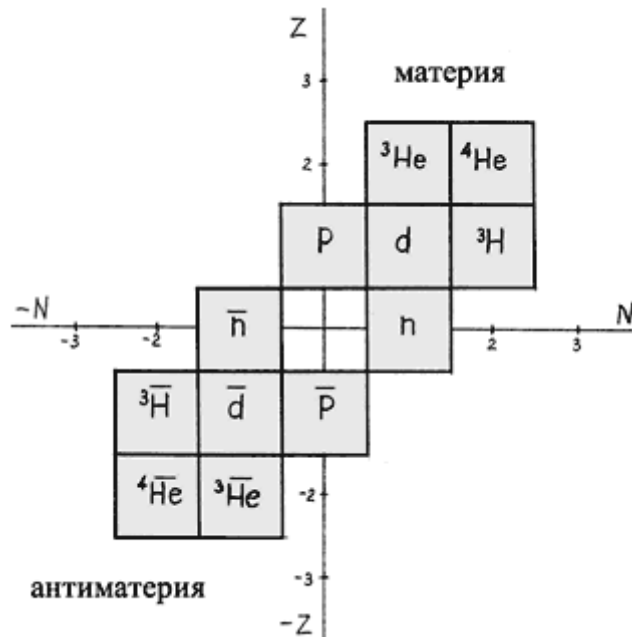


Рис. 15.1. N-Z диаграмма частиц материи и антиматерии.

После открытия антипротона и антинейтрона на очереди оказались поиски связанного состояния двух антинуклонов – антидейтрона.

В 1965 г. антидейтрон был получен практически одновременно в двух исследовательских группах на протонном синхротроне ЦЕРН и в Брукхевенской национальной лаборатории (Phys. Rev. Lett. T14 N24, 1965).

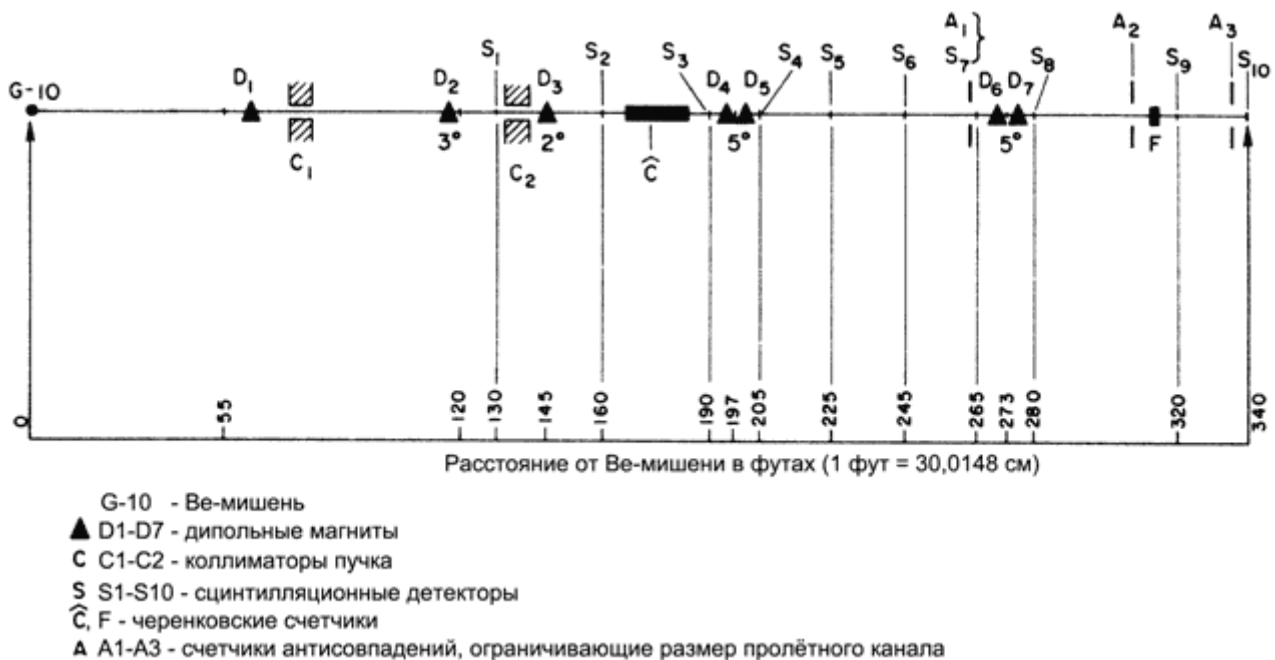


Рис. 15.2. Схема эксперимента по наблюдению антидейтрона.

Для анализа отрицательно заряженных частиц в лаборатории Брукхевен был создан специальный канал, в котором располагались детекторы, позволяющие анализировать пролетающие частицы по энергии, оставляемой в детекторах, и времени пролёта. Схематически расположение детекторов показано на рис. 15.2.

Детектирующая система состояла из

- 10 сцинтилляционных счётчиков S_1-S_{10} ,
- двух черенковских счётчиков \hat{C} и F ,
- семи магнитов D_1-D_7 , формирующих пучок частиц с определённым значением импульса,
- двух систем контроля частиц, рассеянных из пучка, A_1 и A_2 .

Общая пролётная длина канала, в котором детектировались отрицательно заряженные частицы, составляла ~ 120 метров.

На пути пучка располагались два коллиматора C_1 и C_2 . Антидейтроны и отрицательно заряженные частицы образовывались при взаимодействии пучка протонов с энергией 30 ГэВ с бериллиевой мишенью. Для наиболее благоприятного разделения антидейтрона и колоссального количества π^- -мезонов, составляющих основной фон, с помощью дипольных магнитов D_1-D_7 выделялись частицы с импульсом от 4.5 до 6.0 ГэВ/с.

Идентификация антидейтронов и выделение их из фона, обусловленного в основном отрицательно заряженными пионами π^- , происходила следующими методами.

- Измерялось время пролёта между счетчиками S_1S_{10} (расстояние 210 футов) и между счётчиками S_2S_9 (расстояние 170 футов). Кроме того, контролировалось одинаковое время пролёта между тремя сцинтилляционными счетчиками, расстояние между которыми составляло 100 футов.
- Вся система дополнительно калибровалась по пучку положительно заряженных дейтронов и протонов, которые направлялись по тому же каналу при изменении направления магнитного поля магнитов D_1-D_7 . На рис. 15.3a,b,c показаны время-пролетные спектры, измеренные между счётчиками S_2 и S_9 при трёх значениях импульса отрицательно заряженных детектируемых частиц 5.0 ГэВ/с, 5,4 ГэВ/с и 6,0 ГэВ/с. На рис. 15.3d показано как корреляция времен пролёта между счетчиками S_2S_9 и S_1S_{10} частиц с массой дейтрона позволяет надежно отделить частицы с массой дейтрона от фона.

На рис. 15.3f показана корреляция временных спектров частиц с единичным отрицательным зарядом и калибровочным пучком дейтронов с импульсом $p = 6.0$ ГэВ/с.

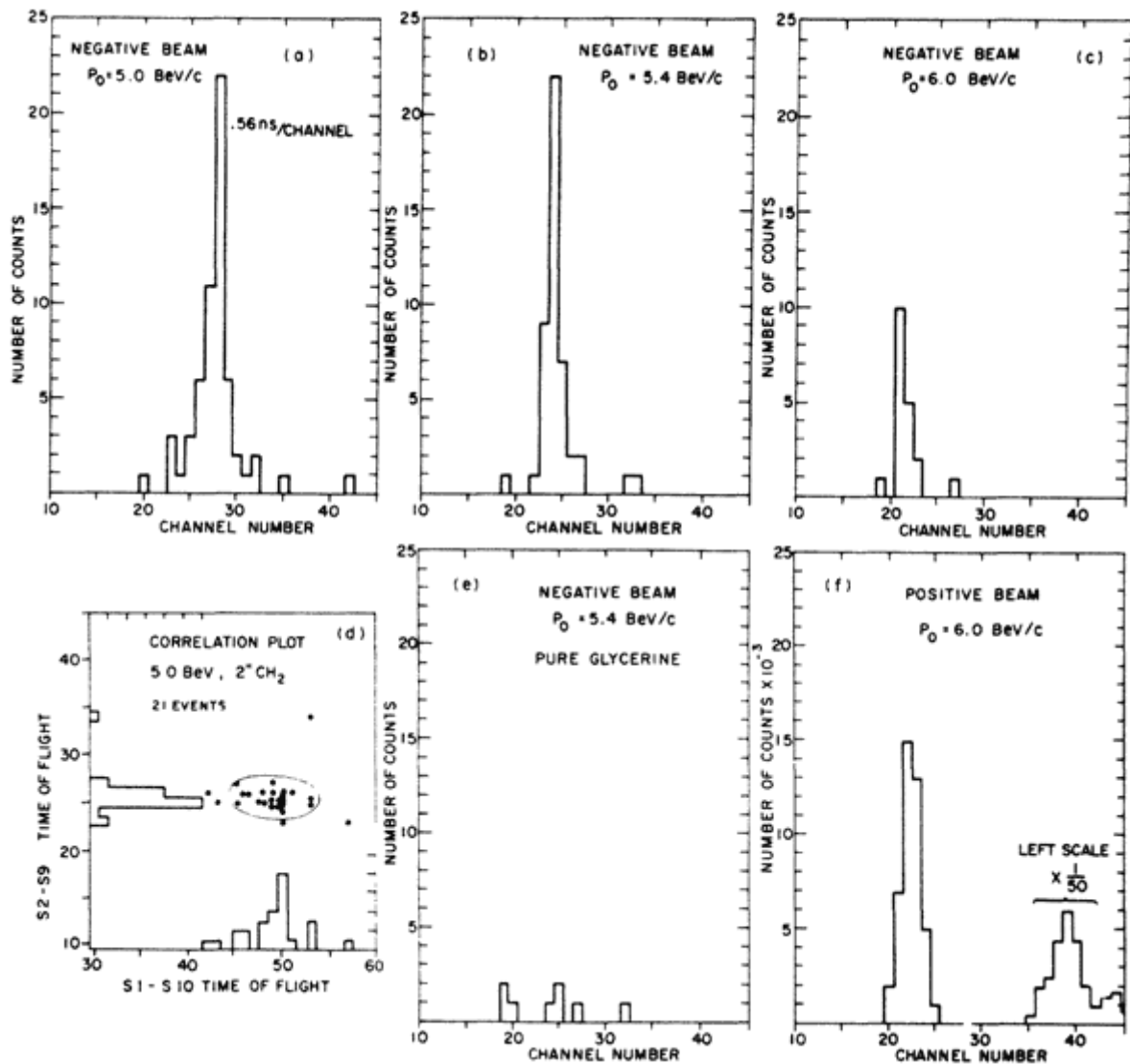


Рис. 15.3. Время-пролётные спектры антинейтронов.

Для дополнительного контроля полученных результатов были использованы следующие критерии.

- Во всех случаях регистрации антинейтронов положения максимумов временных спектров антинейтронов и нейтронов совпадали с точностью $\Delta t = \pm 0.56$ нс.
- Положение максимума во временном спектре антинейтронов смещалось с 21,5 канала при импульсе $p = 0$ ГэВ/с к 23,5 каналу при $p = 5.4$ ГэВ/с и к 26 каналу при импульсе $p = 5.0$ ГэВ/с, что находилось в согласии с оценками изменения скорости антинейтрона с изменением его импульса

$$\frac{d\beta}{dp} = \beta^3 \frac{m^2}{p^3} = 1.7.$$

- Изменялись условия детектирования частиц в черенковских детекторах, что позволяло дополнительно контролировать селекцию π^- и \bar{d} по скорости.
- Дополнительно на пути пучка отрицательно заряженных частиц помещался поглотитель CH_2 толщиной 5 г/см^2 для анализа поглощения в пучке π^- -мезонов и антинейтронов.

Система детектирования антинейтронов была построена таким образом, чтобы регистрировать антинейтроны, образующиеся в Ве-мишени в диапазоне импульсов антинейтрона $p = (4.5 \div 6.0)$ ГэВ/с. Окончательные результаты эксперимента суммированы в таблице 15.1.

Таблица 15.1

Импульс	Число событий
---------	---------------

регистрируемых частиц p (ГэВ/с)		Отношение выходов \bar{d}/π^-
4.5	41	$(3.0 \pm 1.5) \cdot 10^{-8}$
5.0	118	$(3.9 \pm 0.8) \cdot 10^{-8}$
5.4	55	$(2.4 \pm 1.0) \cdot 10^{-8}$
6.0	17	$(6.0 \pm 3.0) \cdot 10^{-8}$
9.0	2 ± 2	$(1 \pm 1) \cdot 10^{-10}$

Из приведенных в таблице 15.1 результатов можно сделать окончательное заключение о том, что в эксперименте наблюдались отрицательно заряженные частицы с массой, с точностью $\pm 3\%$ совпадающей с массой дейтрона.

После дополнительно внесённых поправок на распад π^- -мезонов в пролетном канале и аннигиляцию антидейтронов в счётчиках получено отношение выходов антидейтронов \bar{d} и отрицательно заряженных π^- -мезонов

$$\bar{d}/\pi^- = (5.5 \pm 1.5) \cdot 10^{-8} \quad (p = 5 \text{ ГэВ/с}),$$

что соответствует дважды дифференциальному сечению

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} = 7 \cdot 10^{-33} \frac{\text{см}^2}{\text{ср} \cdot \text{ГэВ/с}}$$

на одно ядро мишени Ве.

В последней строке таблицы 15.1 приводятся результаты поиска ядер антитрития $^3\bar{\text{H}}$, которые должны были наблюдаться при импульсе регистрируемых частиц $p = 9 \text{ ГэВ/с}$. Из приведенных данных следует, что ядра антитрития обнаружить не удалось.

Антигелий $^3\bar{\text{He}}$

Ввод в действие ускорителя Института физики высоких энергий (Серпухов) позволил начать эксперименты по обнаружению ядер антигелия $^3\bar{\text{He}}$, состоящих из двух антипротонов и одного антинейтрона. Пороги реакций образования антиядер $^1\bar{\text{H}}$, $^2\bar{\text{H}}$, $^3\bar{\text{He}}$, $^4\bar{\text{He}}$ под действием пучка ускоренных протонов указаны в таблице 15.2.

Таблица 15.2

Пороги реакций рождения $^1\bar{\text{H}}$, $^2\bar{\text{H}}$, $^3\bar{\text{He}}$, $^4\bar{\text{He}}$ в реакциях под действием протонов

Регистрируемые антиядра	Порог реакции, ГэВ
Антипротон $^1\bar{\text{H}}$	5.6
Антидейтрон $^2\bar{\text{H}}$	15
Антигелий-3 $^3\bar{\text{He}}$	28
Антигелий-4 $^4\bar{\text{He}}$	45

Для того, чтобы получить достаточное число античастиц, энергия пучка протонов должна быть выше порога реакции. Оценки показывают, что увеличение энергии протонов с 30 ГэВ до 70 ГэВ при пороге реакции 28 ГэВ увеличивает выход реакции с образованием антигелия $^3\bar{\text{He}}$ на порядок. Кроме того, результаты экспериментов, выполненных в Брукхевене, показали, что при энергии пучка ускоренных протонов 30 ГэВ выход антидейтронов падает на 5 порядков по сравнению с выходом антипротонов. Предварительные оценки показывали, что выход ядер антигелия $^3\bar{\text{He}}$ должен

составлять $5 \cdot 10^{-11}$ от выхода π^- -мезонов.

Основные проблемы, возникающие при регистрации ${}^3\overline{\text{He}}$:

- низкий выход реакции образования ${}^3\overline{\text{He}}$,
- высокий уровень фона π^- -мезонов и других отрицательно заряженных частиц.

Расположение канала регистрации образующихся ядер ${}^3\overline{\text{He}}$ показано на рис. 15.4.

Ядра антигелия ${}^3\overline{\text{He}}$ образовывались на мишени из Al, расположенной внутри камеры ускорителя. Пучок отрицательно заряженных частиц, образовавшихся в реакции $p + \text{Al}$, выводился и направлялся в систему регистрации. С помощью отклоняющих магнитов выделялись частицы с импульсом 10 ГэВ/с для однократно заряженных частиц и 20 ГэВ/с для двукратно заряженных ядер антигелия ${}^3\overline{\text{He}}$.

Заряженные частицы детектировались с помощью сцинтилляционных и черенковских детекторов. Так как выход света в сцинтилляционных и черенковских счетчиках зависит от заряда частицы ($\sim Z^2$), импульс от дважды заряженного ядра ${}^3\overline{\text{He}}$ был в 4 раза больше, чем импульс от однократно заряженной частицы, что служило дополнительным критерием для идентификации ${}^3\overline{\text{He}}$.

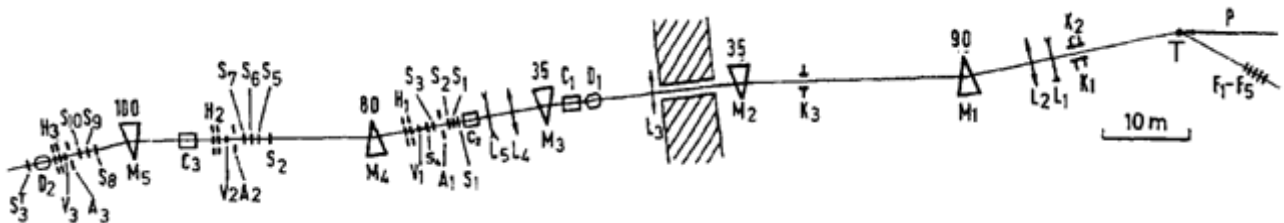


Рис. 15.4. Экспериментальная установка для регистрации ядер антигелия ${}^3\overline{\text{He}}$. Продукты реакции образуются в результате бомбардировки протонами мишени T. Затем пучок вторичных частиц ограничивается коллиматорами K1–K3. Магниты M1–M5 и магнитные линзы L1–L5 служат для анализа импульсов и фокусировки частиц. Черенковские счетчики D1, D2 и C1–C3 используются для идентификации тяжелых частиц и определения их заряда. Заряд частиц определялся дополнительно с помощью 10 сцинтилляционных счетчиков S1–S10. Время пролёта частицей определенного фиксированного расстояния регистрировалось сцинтилляционными счетчиками S1^T–S3^T. Счетчики V1–V3, F1–F5 и детекторы H1–H3 используются для контроля прохождения частиц через детектирующую установку и формирования временных сигналов.

В канале регистрации находилось 10 сцинтилляционных счетчиков S1–S10, разделенных на три группы отклоняющими магнитами M3–M5. В каждом сцинтилляционном счетчике измерялась амплитуда импульса пролетающей частицы. Анализ показал, что использование сцинтилляционных счётчиков, включенных в систему детектирования, позволило подавить счет от однократно заряженных частиц в 10^6 раз, сохраняя эффективность регистрации ${}^3\overline{\text{He}}$ близкой к 100%.

Пороговые черенковские счетчики C1–C3 использовались для подавления регистрации частиц со скоростью большей, чем скорость ядер ${}^3\overline{\text{He}}$. Счетчик C1 использовался для подавления сигналов от мюонов, пионов и каонов. Счетчики C2 и C3 подавляли регистрацию всех частиц с массой меньшей, чем масса ${}^3\overline{\text{He}}$. Использование пороговых черенковских счетчиков C1–C3 привело к подавлению фона от легких частиц в $\sim 10^7$ раз.

Два дифференциальных счетчика D1 и D2, расположенные в начале и в конце системы регистрации, использовались как детекторы времени пролёта и амплитудного анализа сигнала от пролетающей через систему частицы.

Для отделения сигналов ядер ${}^3\overline{\text{He}}$ от огромного фона отрицательно заряженных частиц использовался времяпролётный метод регистрации частиц. Так как в регистрирующем канале с помощью магнитов M1–M5 был сформирован пучок частиц с импульсом 10 ГэВ/с для однократно заряженных частиц и 20 ГэВ/с для ядер антигелия, они имели различное время пролёта фиксированных пролетных расстояний.

Использовались три расстояния –

- 49 метров между счетчиками S1 и S3,
- 27 метров между счетчиками S2 и S3,
- 63 метра между счетчиками D1 и D2.

Разрешающее время времяпролетной методики – $0.5 \cdot 10^{-9}$ с.

Из $2.4 \cdot 10^{11}$ частиц прошедших через регистрирующую систему было надежно идентифицировано 5 случаев, удовлетворяющих по всем критериям ядрам ${}^3\overline{\text{He}}$.

- Масса (${}^3\overline{\text{He}}$) = $(1.00 \pm 0.03) \cdot 3m_p$.
- Электрический заряд $Z = (1.99 \pm 0.03) \cdot Z_e$.
- Отношение числа ядер антигелия ${}^3\overline{\text{He}}$ ($p = 20$ ГэВ/с) к числу π^- -мезонов ($p = 10$ ГэВ/с) равно $2 \cdot 10^{-11}$, что соответствует дифференциальному сечению образования антигелия ${}^3\overline{\text{He}}$.

$$\frac{d^2\sigma({}^3\overline{\text{He}})}{d\Omega dp} = 2.0 \cdot 10^{-35} \frac{\text{см}^2}{\text{ср} \cdot \text{ГэВ/с}}$$

на одно ядро Al или

$$\frac{d^2\sigma({}^3\overline{\text{He}})}{d\Omega dp} = 2.2 \cdot 10^{-36} \frac{\text{см}^2}{\text{ср} \cdot \text{ГэВ/с}}$$

на один нуклон.

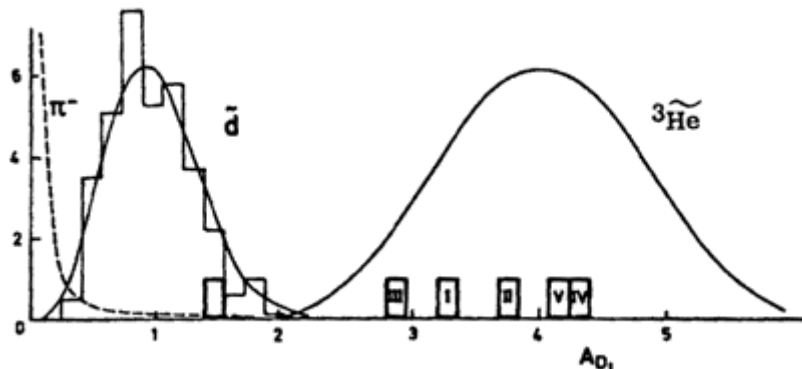


Рис. 15.5. Энергетический спектр черенковского детектора D1 показывает надежное выделение сигналов от ядер антигелия ${}^3\overline{\text{He}}$.

На рис. 15.5 показан спектр сигналов с черенковского счетчика D1. Гистограмма показывает спектр антидейтронов, полученный при калибровке установки частицами с единичным электрическим зарядом с импульсом регистрируемых частиц $p = 13.3$ ГэВ/с. Сплошная кривая соответствует распределению Пуассона. Пунктирная кривая показывает фон от отрицательно заряженных пионов. Кривая с максимумом при A_{D1} – вычисленный спектр ядер антигелия ${}^3\overline{\text{He}}$.

Прямоугольники показывают все 5 случаев зарегистрированных ядер антигелия ${}^3\overline{\text{He}}$. Приведенные данные свидетельствуют о надежности регистрации ядер антигелия.

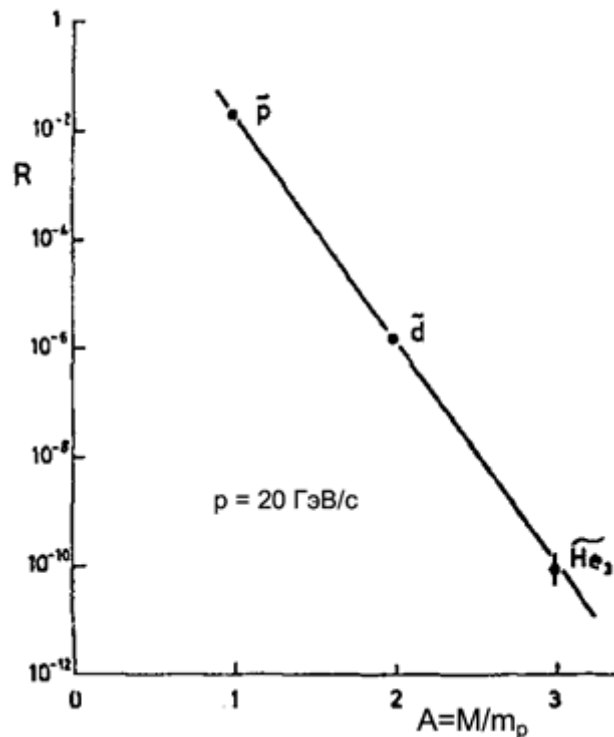


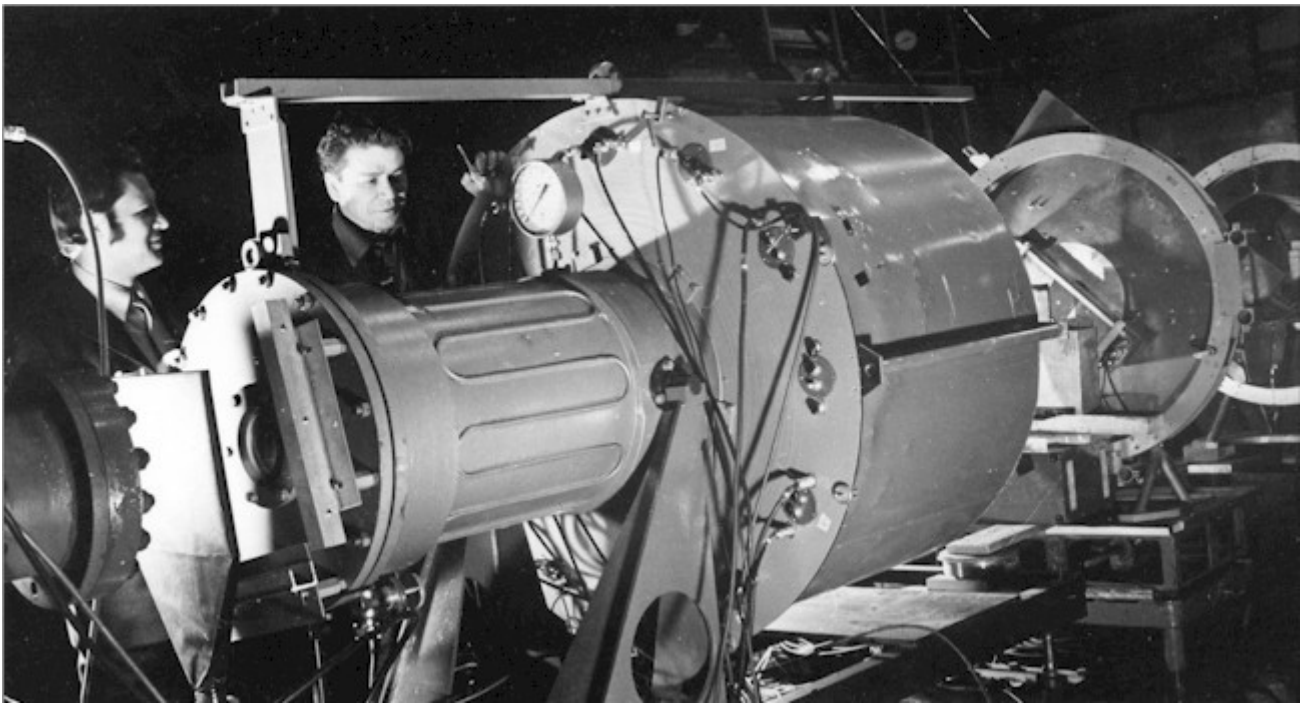
Рис. 15.6. Зависимость выхода антипротонов \bar{p} , антинейтронов \bar{n} и ядер антигелия ${}^3\bar{\text{He}}$ от массового числа A .

На рис. 15.6 показана экспериментально измеренная зависимость выхода различных антиядер от их массы. По оси x отложена масса антиядра, отнесенная к массе антипротона. Точки показывают вероятности образования антипротона (\bar{p}), антинейтрона (\bar{n}) и антигелия (${}^3\bar{\text{He}}$). Прямая линия, проходящая через экспериментальные точки показывает, что вероятность образования антиядер уменьшается в 10^4 раз при каждом увеличении массы антиядра по сравнению с массой антипротона на единицу.

Антитритий ${}^3\bar{\text{H}}$

Ядра антитрития впервые были обнаружены на ускорителе ИФВЭ (Серпухов) в 1973 г. Группой физиков под руководством В. Рыкалина и В. Петрухина. Ядра ${}^3\bar{\text{H}}$ обнаружены на той же установке, что и ядра антигелия ${}^3\bar{\text{He}}$. Однако их наблюдение оказалось гораздо более сложной задачей, т.к. ядра ${}^3\bar{\text{H}}$ имеют единичный отрицательный заряд, совпадающий с фоном отрицательных частиц π^- , K^- , \bar{p} , \bar{n} . Поэтому в этих экспериментах основной упор был сделан на изучении отличия скорости пролета ядер антитрития от других частиц с единичным отрицательным зарядом. В результате эксперимента, длившегося несколько месяцев, было обнаружено 4 ядра антитрития.

В 2011 г. ядра антитрития также наблюдались в эксперименте ALICE на LHC.



Установка, с помощью которой обнаружено новое ядро антивещества – ядро антитрития. Слева направо: В.И. Рыкалин, В.И. Петрухин

Антигелий ${}^4\overline{\text{He}}$

В марте 2011 г. появилось сообщение, что коллаборация **STAR** (**Solenoidal Tracer At RHIC**), в эксперименте со встречными пучками ядер .Ауна .релятивистском. коллайдере. тяжёлых ионов. **RHIC** (**Relativistic Heavy Ion Collider**.) зарегистрировала ядра антигелия ${}^4\overline{\text{He}}$.

До начала ноября 2010 г., когда Большой адронный коллайдер **LHC** (**Larger Hadron Collider**.) перешёл в режим столкновений тяжёлых ионов Pb и энергия сталкивающихся ядер была увеличена до 1.4 ТэВ/нуклон, RHIC был наиболее высокоэнергичным коллайдером тяжёлых ионов в мире.

Ускорение и ионизация ядер золота ($Z = 49$) в коллайдере RHIC осуществлялись в несколько этапов. В начале ионы золота Au ($Z = 49$), ионизированные до $Q = +31$, ускорялись в тандеме до энергии приблизительно 1 МэВ/нуклон. Затем ионы поступали в бустер и ускорялись до энергии 95 МэВ/нуклон, после чего они дополнительно ионизируются до $Q = +77$ и поступают в **AGF** (**Alternating Gradient Facility** – синхротрон с переменным градиентом). Ускоренные до 10.8 ГэВ/нуклон в AGF ионы полностью ионизируются ($Q = +79$) и поступают в два встречных кольца коллайдера RHIC. В конце ускорения в RHIC, энергия столкновения Au+Au.в с.ц.м. достигает 100 ГэВ/нуклон.

Коллайдер RHIC имеет два кольца длиной 3.8 км. Пучки пересекаются в шести местах. В четырех из них находятся детекторы.

- **STAR** (**Solenoidal Tracker At RHIC**) – многоцелевой детектор, предназначенный для общего анализа событий, изучения корреляций частиц и их идентификации.
- **PHENIX** (**Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment**) – детектор для исследования редких событий. Он более быстрый по сравнению с детектором STAR и, соответственно, у него меньшее мертвое время при больших нагрузках.
- **PHOBOS** имел наибольший диапазон регистрации частиц по псевдобыстроте. Измерения на этом детекторе закончились в 2005 г.
- **BRAHMS** (**Broad Range Hadron Magnetic Spectrometer**) предназначен для измерения заряженных адронов в широком диапазоне псевдобыстрот и поперечных импульсов. Измерения на этом детекторе закончились в 2006 г.

Один из основных детекторных комплексов RHIC – детектор STAR предназначен. для детектирования заряженных и нейтральных частиц, образующихся в результате столкновения релятивистских тяжёлых ионов.

Основной частью детекторного комплекса STAR является время-проекционная камера **TPC** (**Time Projection Chamber**). TPC является основным средством идентификации частиц с помощью

измерения удельных потерь.. Внутри ТПС находятся вершинный трекер SVT (Silicon Vertex Tracker) и стриповый детектор SSD (Silicon Strip Detector).

Встречные пучки в центральную часть детектора STAR направляются по вакуумному каналу (RHIC beam pipe), расположенному на центральной оси детектора RHIC. Образующиеся в результате столкновения ускоренных ионов частицы последовательно пролетают через несколько детекторных систем, расположенных внутри время-проекционной камеры.

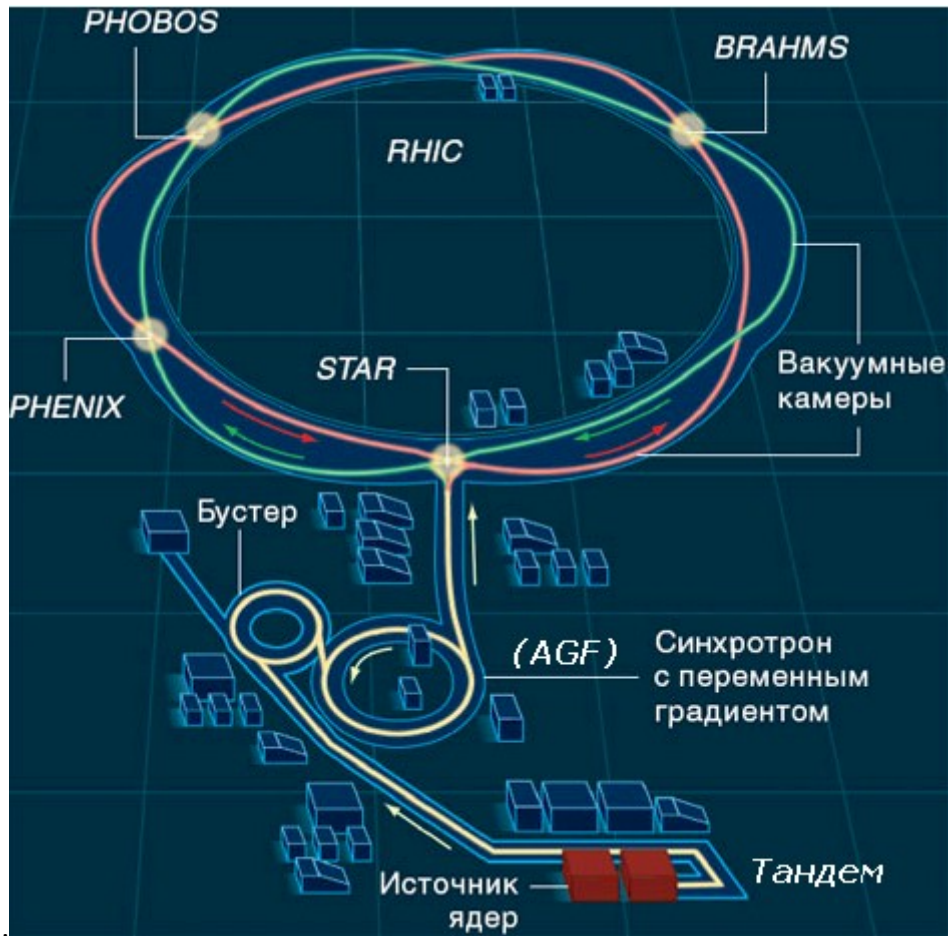


Рис. 15.7. Ускорительный комплекс RHIC и его детекторы. Ускорение ионов в ускорительном комплексе RHIC проходит в несколько этапов. Частично ионизованные ядра из источника ядер ускоряются в тандеме до энергии 1 МэВ/нуклон, затем ускоряются в бустере до энергии ≈ 100 МэВ/нуклон, затем полностью ионизованные и ускоренные до энергии ≈ 11 ГэВ/нуклон в синхротроне с переменным градиентом AGF поступают в два встречных кольца основного ускорителя RHIC. Энергия ускоренных ионов в коллайдере RHIC ≈ 100 ГэВ/нуклон. Пучки ускоренных ионов сталкиваются в 4 точках, в которых расположены 4 детектора – STAR, PHENIX, PHOBOS, BRAHMS.

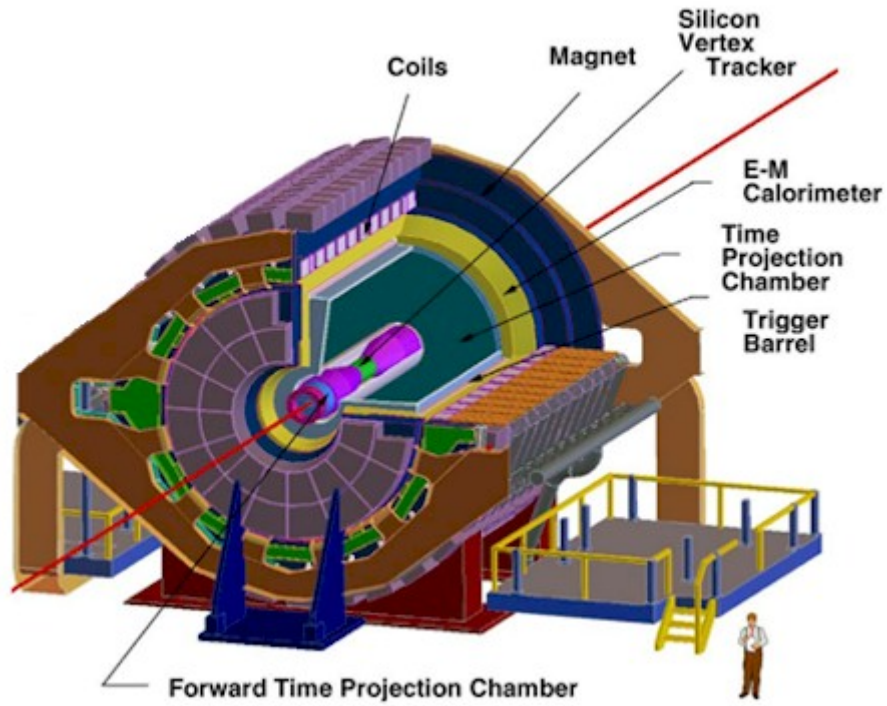


Рис. 15.8. Детектор STAR.

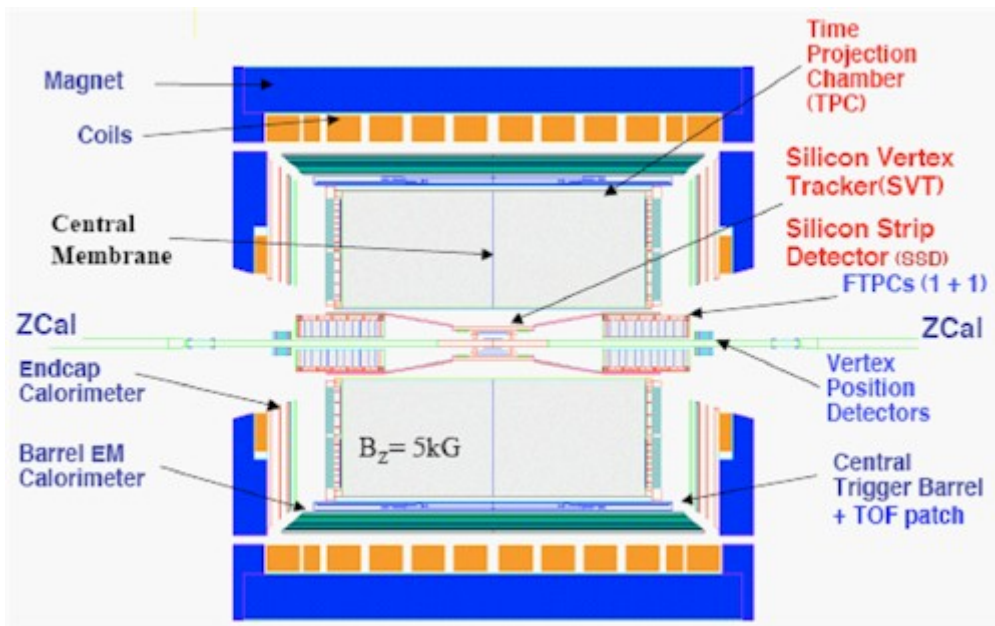


Рис. 15.9. Детектор STAR в разрезе

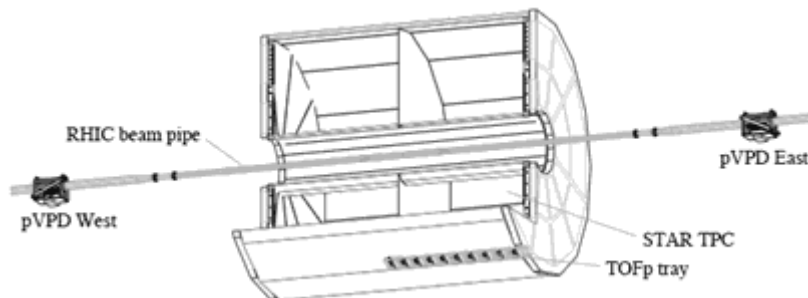


Рис. 15.10. Схематическое расположение время-проекционной камеры (STAR TPC) и внешней системы времени пролёта TOFp tray относительно вакуумного канала пучка ускорителя RHIC (RHIC beam pipe).

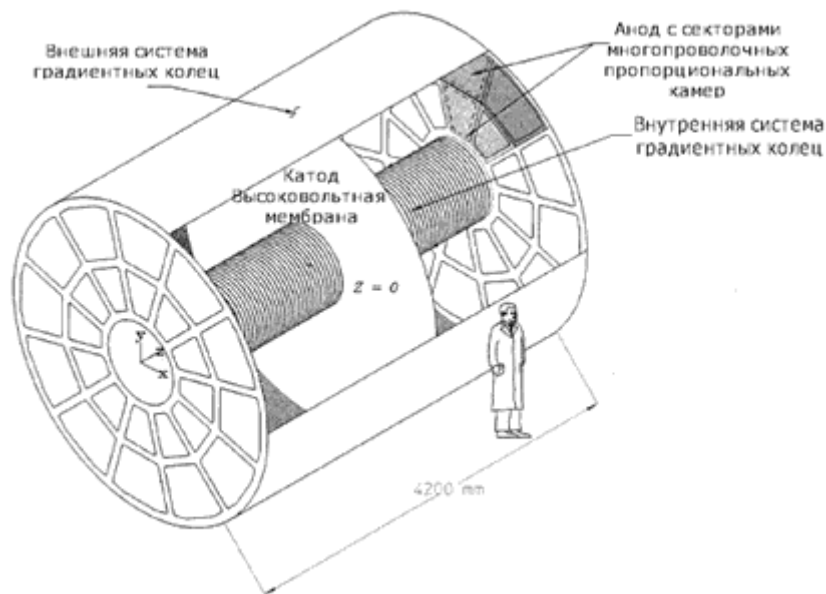


Рис. 15.11. Время-проекционная камера ТРС. С помощью системы градиентных колец между катодом и анодом формируется однородное электрическое поле.

TPC (Time Projection Chamber) показана на рис. 15.10 и 15.11.

Время-проекционная камера ТРС служит для построения траектории и идентификации образующихся в результате столкновения частиц. ТРС (длина 4.2 м, внешний диаметр 4 м, внутренний диаметр 1 м) расположена внутри тороидального магнита (до 0.5 Т) на расстоянии от 50 до 200 см от оси пучка. Объем ТРС заполнен газовой смесью (10% метана, 90% аргона). В центре камеры находится катод (Central Membrane) под потенциалом 28 кВ. В камере создано однородное электрическое поле параллельно оси пучка сталкивающихся частиц.

Время-проекционная камера это комбинация дрейфовой и пропорциональной камер. Когда заряженные частицы пролетают через объем, заполненный газовой смесью метана и аргона, они ионизируют газ, образуя ионизованные кластеры, в каждом из которых от 1 до 5 электронов. Трек релятивистской заряженной частицы, пересекающей объем время-проекционной камеры, состоит из цепочки таких кластеров. Электронные кластеры начинают дрейфовать к торцам цилиндра, при этом трехмерная форма траектории остается неизменной. Достигнув торцов цилиндра, электроны регистрируются расположенными там многопроволочными пропорциональными камерами. Поперечные координаты фиксируются пропорциональными камерами. Продольная координата определяется по времени дрейфа цепочки кластеров.

Внутри время-проекционной камеры находится несколько слоев детекторов, позволяющих улучшить пространственное и энергетическое разрешение детектора STAR. Наиболее близко к оси пучка находится вершинный детектор SVT.

SVT (Silicon Vertex Tracker) показан на рис. 15.12.

Вершинный детектор SVT находится внутри время-проекционной камеры. SVT состоит из 216 кремний-дрейфовых детекторов, образующих три цилиндрических слоя с радиусами приблизительно 6.9 см, 10.8 см и 14.5 см вокруг ионпровода в области столкновения ускоренных релятивистских ядер. SVT служит для прецизионного определения как первичной вершины взаимодействия, так и вторичной, при слабом распаде короткоживущих частиц. Пространственное разрешение детектора SVT составляет 20 мкм по каждой координате. Кроме того, SVT позволяет идентифицировать траектории частиц с небольшими импульсами, которые отклоняются магнитным полем и не попадают в ТРС. Высокое энергетическое разрешение SVT при измерении удельных потерь обеспечивает хорошую идентификацию частиц.

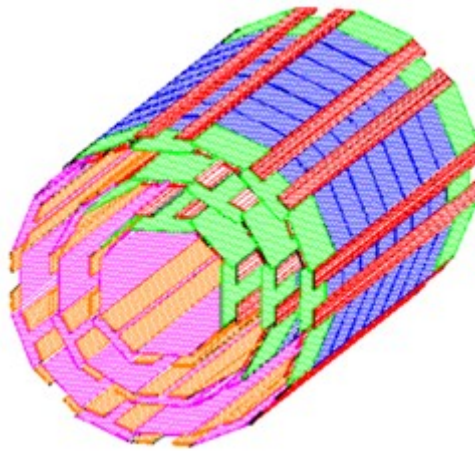


Рис. 15.12. Вершинный детектор SVT, состоящий из 216 кремниевых детекторов, образующих 3 цилиндрических слоя.

Кремний-дрейфовый детектор SVT представляет собой твердотельный аналог время проекционной камеры SVT покрывает область по псевдобыстроте $-1 \leq \eta \leq 1$ и по азимутальному углу $0 \leq \varphi \leq 2\pi$.

SSD (Silicon Strip Detector) показан на рис. 15.13.

Кремниевый стриповый детектор SSD расположен на расстоянии 230 мм от оси пучка и образует четвертый слой внутренней детектирующей системы, покрывая диапазон псевдобыстрот $|\eta| \leq 1.2$. Кремниевые пластинки с двусторонними стрипами (768 стрипов на каждой стороне) размещены на 20 держателях из углепластика, длиной 106 см, по 16 пластинок на каждом держателе. SSD позволяет улучшить точность определения точки взаимодействия и энергетических потерь заряженных частиц. Кроме того, позволяет согласовать параметры треков, полученные от SVT и TPC и увеличить количество точек для восстановления трека. В частности это помогает увеличить эффективность детектирование долгоживущих метастабильных частиц. Пространственное разрешение SSD лучше чем ≈ 30 мкм по R и φ и ≈ 860 мкм по Z.

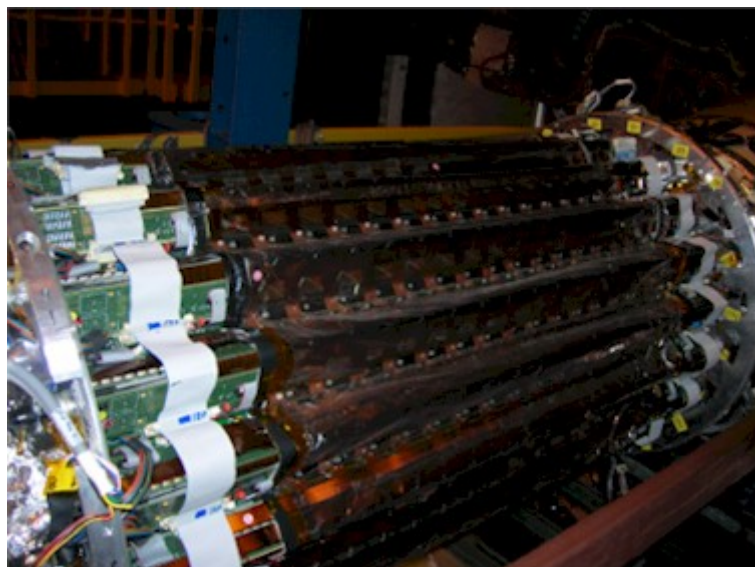


Рис. 15.13. Кремниевый стриповый детектор SSD.

Совместное разрешение систем SVT и SSD при определении удельных потерь $\sim 7\%$. Для большинства треков разрешение по импульсам $\delta p/p = 0.02$.

Возможности идентификации частиц в детекторном комплексе STAR были расширены за счет установки сегментированной системы времени пролета **TOF (Time Of Flight)**. Цилиндрический сегментированный детектор TOF окружает TPC. Все эти детекторы находятся в магнитном поле 0.5 Т.

Система TOF показана на рис. 15.10.

Идентификация частиц в системе TOF происходит с помощью информации о времени пролета, т.е. времени между возникновением события и попаданием частицы в определенный сегмент системы TOF.

В системе TOF детекторного комплекса STAR используются многослойные камеры с резистивными пластинами **MRPC** (**M**ultigap **R**esistive **P**late **C**hamber). Система содержит 3840 6-канальных MRPC расположенных на 120 полосах. Каждая полоса покрывает около 0.9 единиц по псевдобыстроте и $1/60$ по азимуту.

Трековая информация от TPC позволяет определить импульс частицы и длину траектории от точки взаимодействия до точки регистрации. Таким образом, для каждого трека по длине траектории и времени ее пролета определяется скорость β . Зная импульс, можно определить массу частицы, что позволяет проводить идентификацию частиц в заметно большем диапазоне импульсов, чем только с одной проекционной камерой.

Кроме перечисленных детекторов в детекторном комплексе STAR используются и другие детекторы, в частности детекторы триггерной системы.

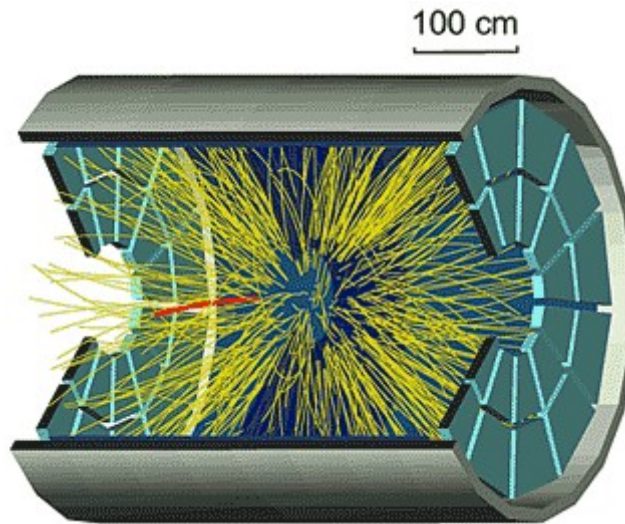


Рис. 15.14. Трехмерное изображение треков, в трековой системе, окруженной секционированной системой времени-пролета. Жирно выделен трек ${}^4\text{He}$.

В результате центральных столкновений ядер Au–Au образуется свыше 1000 первичных частиц. Кроме того, при взаимодействии первичных частиц с веществом детектора и распаде короткоживущих частиц дополнительно возникает большое число вторичных частиц. При каждом столкновении в детекторах получается гигантское количество информации. Однако не вся она представляет интерес. Более того, хранение всей этой информации невозможно из-за ограниченного объема памяти. Реализованная в STAR трехуровневая триггерная система служит для предварительного отбора «интересных» событий.

Идентификация частиц проводится двумя способами.

В первом способе используются данные по кривизне треков в магнитном поле и удельным потерям (dE/dx), полученным с помощью время-проекционной камеры TPC, вершинного трекера SVT и стрипового детектора SSD. Кривизна треков дает информацию о магнитной жесткости частицы $p/|Z|$. Удельные потери (dE/dx) пропорциональны массе частицы и обратно пропорциональны квадрату скорости (формула Бете-Блоха).

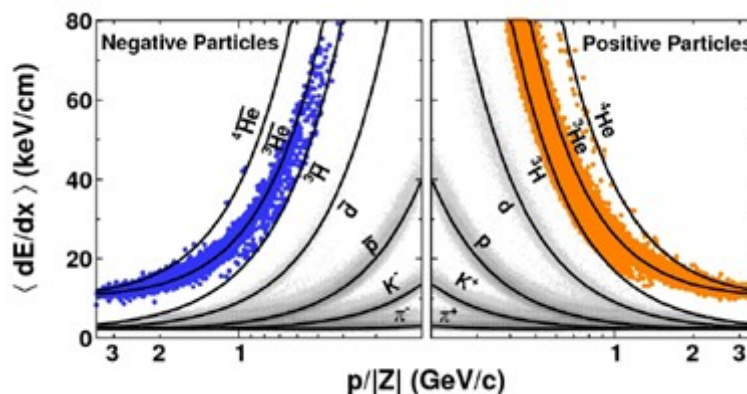


Рис. 15.15. Зависимость $\langle dE/dx \rangle$ от магнитной жесткости $p/|Z|$.

На рис. 15.15 показана зависимость энергетических потерь различных частиц (dE/dx) от магнитной жесткости частиц $p/|Z|$ (positive particles – правая часть рисунка) и античастиц (negative particles – левая часть рисунка).

Видно, что частицы (правая часть рисунка) ложатся на ожидаемые распределения жесткости, согласно формуле Бете-Блоха, что говорит о хорошей калибровке детектора. На левой части рис. 15.15 в области жесткости $p/|Z| < 1.4$ ГэВ/с, четыре события, которые можно ассоциировать с ${}^4\overline{\text{He}}$ хорошо отделены от ${}^3\overline{\text{He}}$. При жесткости большей 1.75 ГэВ/с распределения ${}^4\overline{\text{He}}$ и ${}^3\overline{\text{He}}$ сливаются. Для разделения событий в этой области импульсов частиц используется второй способ. Определяется время, необходимое частице для пролёта фиксированного расстояния, пропорциональное массе частицы и обратно пропорционально ее импульсу. Время пролёта частиц фиксировалось с помощью сегментированной системы времени пролёта. TOF с временным разрешением 95 пс, а длины треков – системой трековых детекторов TPC, SVT и SSD. В результате удалось разделить события ${}^4\overline{\text{He}}$ и ${}^3\overline{\text{He}}$ в области $p/|Z| > 1.75$ ГэВ/с. Совместное использование первого и второго методов идентификации позволило провести надёжную идентификацию в наборе из 0.5×10^{12} треков, образующихся в результате 10^9 столкновений Au+Au.

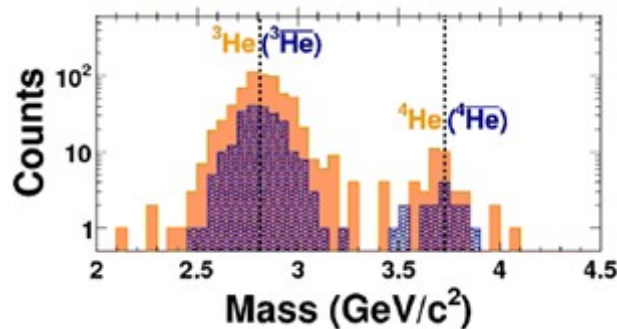


Рис. 15.16. Зависимость количества событий от массы детектируемых ядер (антиядер), определенная с помощью измерения времени пролёта.

На рис. 15.16 показана зависимость количества событий от массы частиц и античастиц, определенная с помощью измерения времени пролёта. Видно, что группы с $|Z| = 3$ и $|Z| = 4$ хорошо разделены. Массы ${}^3\text{He}({}^3\overline{\text{He}})$ 2.81 ГэВ/с² и ${}^4\text{He}({}^4\overline{\text{He}})$ 3.73 ГэВ/с² показаны вертикальными линиями. Область масс 3.35–4.04 ГэВ/с² соответствует трём доверительным интервалам идентификации ядер антигелия ${}^4\overline{\text{He}}$ с массой 3.73 ГэВ/с².

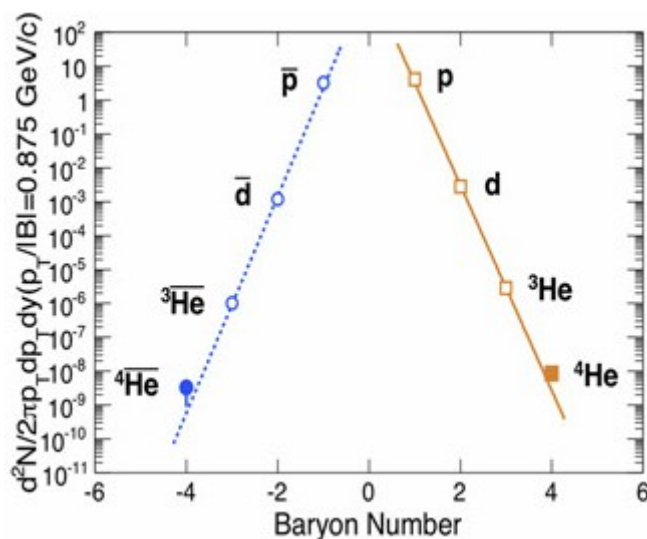


Рис. 15.17. Зависимость вероятности образования ядер (антиядер) от барионного числа.

Всего в детекторе STAR было зарегистрировано 18 ядер ${}^4\overline{\text{He}}$, из них 16 в 2010 г. и 2 ядра в 2007 г. На рис. 15.17 показаны только события 2010 г., т.к. в 2007 г. система TOF ещё не функционировала.

С помощью полученных экспериментальных данных удалось оценить зависимость выхода ядер от барионного числа. Подтверждено, что выход антиядер уменьшается приблизительно в 10^3 – 10^4 раз

с добавлением одного антинуклона, что находится в согласии с результатами, полученными в экспериментах на ускорителе Серпухова.

С 2010 г. на ускорителе LHC начались эксперименты по изучению кварк-глюонной плазмы в столкновениях тяжелых ионов свинца Pb. Для этих целей на LHC был построен специализированный детектор ALICE.

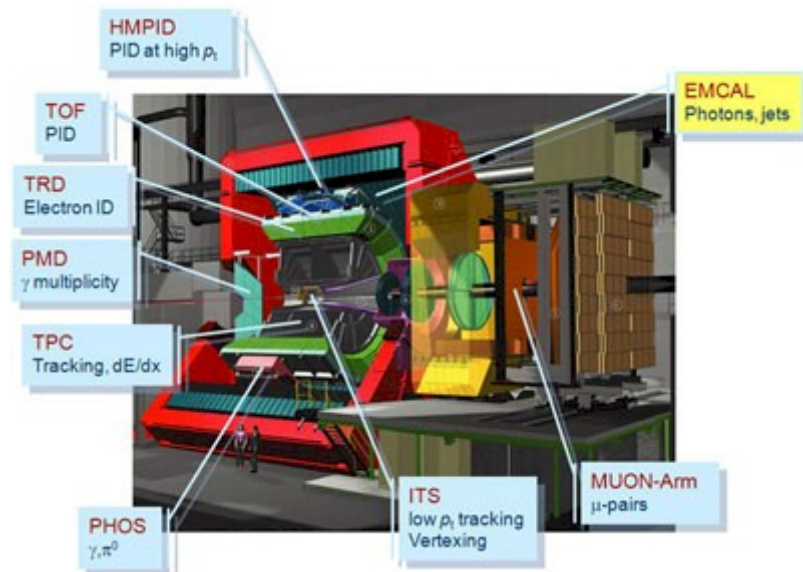


Рис. 15.18. Детектор ALICE.

Основное предназначение детектора ALICE – исследование механизма столкновения тяжелых ядер. Несмотря на то, что детектор построен по классической для такого типа детекторов схеме, его структура максимально оптимизирована для наблюдения треков и идентификации частиц от относительно малых импульсов ~ 100 МэВ/с до 100 ГэВ/с, что позволяет идентифицировать короткоживущие частицы, такие как гипероны, В и D-мезоны. Согласно теоретическим оценкам, полученным на основе данных RHIC, при энергиях, достижимых на LHC, число заряженных частиц, образующихся в одном столкновении тяжелых ядер, может варьироваться от 2000 до 6000. Детектор сегментирован так, что сможет надёжно разделять до 8000 заряженных частиц, образующихся в одном столкновении. Размеры детектора: длина 26 м, размеры в поперечной плоскости 16×16 м².

Схематическое устройство детектора показано на рис. 15.18. В центральной части детектора от точки столкновения ускоренных пучков к периферии детектора последовательно располагаются

- внутренняя трековая система, состоящая из 6 слоев кремниевых детекторов высокого разрешения – ITS (Inner Tracing System),
- основная трековая детектирующая система детектора время-проекционная камера TPC (Time Projection Chamber),
- детектор, регистрирующий переходное излучение для идентификации электронов TRD (Transition Radiation Detector),
- детектор идентификации частиц по времени пролёта TOF (Time Of Flight),
- система черенковских детекторов для идентификации частиц с большими импульсами HMPID (High-Momentum Particle Identification Detector),
- электромагнитный калориметр, состоящий из 18000 кристаллов из материала большой плотности вольфрамата свинца PHOS (PHOton Spectrometer),
- детектор фотонов PMD (Photon Multiplicity Detector),
- система триггерных сигналов, состоящая из сцинтилляционных и кварцевых счетчиков,
- две системы нейтронных и адронных калориметров расположены под углом $\sim 0^\circ$ на расстоянии 115 м от вершины столкновения пучков ZDC (Zero-Degree Calorimeter),
- мюонный спектрометр, состоящий из нескольких систем детекторов мюонов, фильтра для экранирования мюонного детектора, основная задача которого поглотить оставшиеся адроны (Absorber), и дипольного магнита.

Система ZDC предназначена для определения числа нуклонов, участвующих в столкновении, и тем самым определения насколько соударение ядер было центральным, т.к. параметр центральности

соударения определяет параметры образовавшейся кварк-глюонной плазмы.

Мюонный спектрометр оптимизирован так, чтобы максимально эффективно детектировать $\mu^+\mu^-$ -пары, которые образуются при распаде кваркониев – систем $c\bar{c}$ и $b\bar{b}$ -кварков. Кварконии вылетают из центральной области образующейся кварк-глюонной плазмы и, следовательно, несут информацию о максимальном давлении и температурах кварк-глюонной плазмы, доступных на LHC.

Схема регистрации частиц в детекторе ALICE во многом напоминает аналогичную схему детектора STAR. Время-проекционная камера TPC детектора ALICE представляет собой цилиндрический объем, охватывающий трековую систему определения координаты точки столкновения (рис. 15.19).

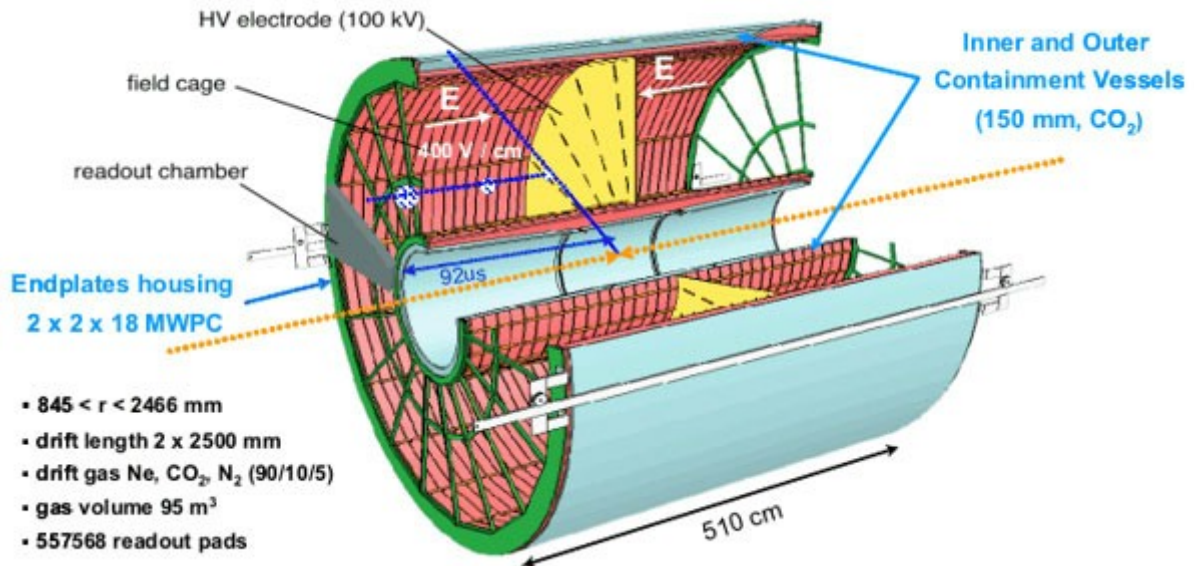


Рис. 15.19. Схематическое изображение время-проекционной камеры TPC детектора ALICE.

Радиальный размер камеры TPC $780 < r < 2780$ мм. Эффективный радиальный размер, в котором отбираются треки событий $845 < r < 2466$ мм. Длина эффективного объема составляет 5000 мм. Посередине камеры установлен ускоряющий электрод, разделяющий TPC на две части. На центральный электрод камеры подается напряжение 100 кВ, что создает градиент электрического поля между центральным электродом и торцевыми детекторами 400 кВ/см. На каждом торце TPC находится 36 многопроволочных пропорциональных камер, с которых считывается информация о треках, образующихся при столкновении тяжелых ядер. Камера TPC заполнена газовой смесью состоящей из углекислого газа (10%) и неона (90%). Когда заряженная частица пролетает через газовую среду TPC, она ионизует газ вдоль своей траектории. Образовавшиеся электроны начинают дрейфовать в электрическом поле к торцам камеры, где они регистрируются многопроволочными пропорциональными камерами, определяющими поперечные координаты трека и время прихода сигнала от трека, что позволяет воссоздать пространственную картину каждого из нескольких тысяч треков, образующихся при столкновении ядер. Для восстановления пространственной картины используется также информация с детектора переходного излучения TRD и время-пролетного детектора TOF. Смесь газов и дрейфовое напряжение подобраны так, чтобы минимизировать образование вторичных электронов при дрейфе электронов трека от центрального электрода к торцам. При этом обеспечивается малая радиационная длина и минимальная величина многократного рассеяния электронов. Время дрейфа электронов в TPC от центрального электрода, расположенного при потенциале 100 кВ, к торцевым считывающим детекторам составляет 88 мкс. Это время достаточно для подготовки TPC к регистрации следующего столкновения ионов. Полное число каналов считывания информации с торцевых проволочных пропорциональных камер ~ 557568 .

Подводя итоги поиска антиядер на ускорителях, следует отметить, что это чрезвычайно сложные и трудоемкие эксперименты на ускорителях, в которых необходимо создавать и использовать самую современную аппаратуру. Эксперименты требуют длительного времени работы ускорителя. Что же было получено в результате экспериментов по поиску антиядер? Обнаружение ядер антидейтерия было первым экспериментом, в котором было показано, что ядерное взаимодействие между антипротоном и антинейтроном не отличается от ядерного взаимодействия между протоном и нейтроном. Обнаружение ядер \bar{d} , ${}^3\bar{H}$, ${}^3\bar{He}$, ${}^4\bar{He}$ показало, что эти антиядра существуют. Но это уже до

начала экспериментов практически не вызывало сомнения. Нужны ли были такие эксперименты? Безусловно, нужны. Дело в том, что опыт истории физики учит, что часто в Природе обнаруживаются новые неожиданные явления, которые можно обнаружить только в результате тщательных экспериментов, может быть, и с очевидными результатами. Истина требует экспериментального подтверждения. Кроме того, необходимо было выяснить механизм образования янтядер, измерить относительные вероятности их образования, возможности образования антиядер в природных условиях. Ответы на эти вопросы чрезвычайно важны не только для понимания процесса эволюции Вселенной после Большого взрыва, а вообще для понимания механизма возникновения Вселенной.



20. Антиматерия во Вселенной

Почти всё, что мы детектируем на Земле и с помощью искусственных спутников, представляет собой вещество. Антивещество получается на Земле с помощью ускорителей высоких энергий. Так, например, были получены антипротоны, ядра антидейтрона, антигелия, антиатомы.

Астрономическими методами непосредственное наблюдение антиматерии невозможно, т.к. фотоны, рождающиеся при взаимодействии частиц антиматерии между собой, неотличимы от фотонов, рождающихся при взаимодействии частиц материи. Причина в том, что фотон является истинно нейтральной частицей и . В принципе материю от антиматерии можно отличить по наблюдению нейтрино ν и антинейтрино $\bar{\nu}$, однако в настоящее время такие наблюдения малореальны.

Если бы в ближайшем окружении Земли были области, в которых доминировала антиматерия, это должно было бы проявляться в виде аннигиляционных γ -квантов, которые образуются при аннигиляции материи и антиматерии. Важным аргументом в пользу преобладания материи над антиматерией являются космические лучи. Они являются частицами материи — протоны, электроны, атомные ядра, сделанные из протонов и нейтронов.

Образование частиц антивещества наблюдается в результате взаимодействия высокоэнергичных частиц космического излучения с атмосферой Земли. Античастицы образуются в областях с повышенной концентрацией энергии. Так, например, образование античастиц происходит в ядрах активных галактик. Как правило, в таких случаях частицы антиматерии появляются вместе с частицами материи. На следующей стадии происходит образование и аннигиляция частиц вещества и антивещества. Так, например, фотон с энергией больше 1 МэВ может в поле атомного ядра образовать электрон-позитронную пару. Образовавшийся позитрон при встрече с электроном аннигилирует, образуя чаще 2 и реже 3 γ -кванта.

Проблема существования антивещества во Вселенной является фундаментальной проблемой физики, которая связана с проблемой образования и развития Вселенной.

Существуют различные гипотезы относительно того, почему наблюдаемая Вселенная почти полностью состоит из материи. Существуют ли области Вселенной, в которых преобладает антиматерия? Можно ли использовать антиматерию? Причина очевидной асимметрии вещества и антивещества в видимой Вселенной одна из самых больших нерешенных загадок в современной физике. Процесс, посредством которого возникает эта асимметрия между частицами и античастицами называется бариогенезисом.

До 50-х годов XX века преобладало мнение, что во Вселенной одинаковое количество материи и антиматерии. Однако в середине 60-х годов работы в области теории Большого Взрыва поколебали эту точку зрения. Действительно, если в первые моменты существования горячей и плотной Вселенной количество частиц и античастиц было одинаковым, то их аннигиляция привела бы к тому, что во Вселенной осталось бы только излучение. В настоящее время большинство физиков согласно с тем, что в результате нарушения CP-симметрии во Вселенной в первые мгновения эволюции частиц образовалось несколько больше, чем античастиц — примерно одна частица на 10^9 пар частица-античастица. В итоге после аннигиляции осталось небольшое количество частиц.

Другая возможность объяснить доминирование вещества в «ближней» Вселенной это предположить, что антивещество сосредоточено в дальних плохо исследованных областях Вселенной. В 1979 году [Флойд Стекер](#) (Floyd Stecker) предположил, что асимметрия вещества и антивещества могла возникнуть спонтанно в первые моменты после Большого взрыва, когда вещество и антивещество разлетелись в разные стороны.

Так как электромагнитное излучение одинаковым образом взаимодействует как с материей, так и с антиматерией, планеты, звезды и галактики из материи и антиматерии в электромагнитном излучении выглядят одинаково. Поэтому нужны другие методы поиска антивещества во Вселенной. Одним из таких методов является наблюдение антиядер в космическом пространстве. Это должны быть антиядра с массовым числом $A > 4$. Если бы удалось зарегистрировать вблизи Земли ядра антигелия, мы получили бы достаточно сильное свидетельство в пользу существования во Вселенной областей повышенного содержания антивещества.

Почему для поиска антиматерии следует искать ядра антигелия или более тяжелые ядра? Дело в том, что антипротоны могут образовываться при взаимодействии ультрарелятивистских протонов или других ядер космических лучей. В энергетическом спектр таких антипротонов (обычно их называют вторичными) должен наблюдаться широкий максимум в области 2 ГэВ. Другими

источниками антипротонов, которые называют первичными, могут быть аннигиляция гипотетических суперсимметричных частиц, из которых, как предполагается состоит темная материя, – нейтрально и/или испарение «первичных» черных дыр. Парная аннигиляция нейтрально может приводить к рождению кварк-антикварковых струй, с последующей их адронизацией и образованием антипротонов. Первичные черные дыры могли образовываться в ранней Вселенной. Такие черные дыры с массой 10^{14-15} могут довольно интенсивно испарять частицы (излучение Хокинга). Вклад таких первичных антипротонов в регистрируемый энергетический спектр можно пытаться обнаружить в низкоэнергетичной области < 1 ГэВ.

Поток вторичных антипротонов можно оценить в зависимости от принятой модели Галактики. Он достигает максимума при энергии ~ 10 ГэВ. В области энергией до нескольких сотен ГэВ по характеру спектра есть надежда получить информацию как о бариогенезе так и/или об аннигиляции суперсимметричных частиц и/или WIMПов.

Образование антидейтронов под действием космических лучей существенно менее вероятно. Спектр вторичных антидейтронов должен быть сдвинут в область больших энергий по сравнению со спектром вторичных антипротонов и быстро спадать при уменьшении энергии. Для первичных антидейтронов, образующихся при аннигиляции частиц темной материи и/или испарении первичных черных дыр, максимум спектра ожидается при энергии < 1 ГэВ. Таким образом, области первичных и вторичных антидейтронов должны быть хорошо разделены.

Вероятность образования ядер антигелия ${}^4\overline{\text{He}}$ под действием космических лучей исчезающе мало. Действительно, для этого должны в одном месте и практически одновременно образоваться два антипротона и два антинейтрона, причем их относительные скорости должны быть малы. В 1997 г. [Паскаль Шардонэ](#) (Pascal Chardonnet) оценил вероятность такого события. Согласно его оценкам, одно ядро антигелия ${}^4\overline{\text{He}}$ может образоваться на 10^{15} ультрарелятивистских протонов космических лучей. Среднее время ожидания такого события составляет 15 миллиардов лет, что сопоставимо с возрастом Вселенной.

Если во Вселенной на ранней стадии эволюции действительно образовались области пространства, в которых преобладает материя или антиматерия, то они должны разделяться, т.к. на границе этих областей образуется световое давление, которое разделяет вещество и антивещество. На границе между областями с материей и антиматерией должна происходить аннигиляция, соответственно излучаться аннигиляционные гамма-кванты. Однако современные гамма-телескопы такое излучение не фиксируют. Исходя из чувствительности телескопов, были проведены оценки. Согласно им, области антивещества не могут ближе 65 миллионов световых лет. Таким образом, таких областей нет не только в нашей галактике, но и в нашем скоплении галактик, включающей в себя кроме Млечного пути еще 50 других галактик.

Регистрация ядер антигелия образовавшихся на таких расстояниях представляет собой сложную проблему. Не так просто ядру антигелия долететь с такого далекого расстояния до детектора и быть зарегистрированным. В частности, оно может «запутаться» в галактических и межгалактических магнитных полях и таким образом никогда не отлететь далеко от места своего образования. Кроме того, антигелию ${}^4\overline{\text{He}}$ постоянно будет грозить опасность аннигиляции. И, наконец, детектор не слишком большая мишень, чтобы в него можно было легко попасть с такого гигантского расстояния. Поэтому эффективность регистрации ядер антигелия ${}^4\overline{\text{He}}$ крайне низка.

В условиях «путешествия» антигелия очень много неясного, что не позволяет оценить вероятности регистрации ядер ${}^4\overline{\text{He}}$. Всегда сохраняется возможность того, что будь детектор чуть более чувствительный, и открытие бы произошло.

Ясно только, что время «путешествия» антиядра небольшой энергии может быть меньше, чем время существования Вселенной. Поэтому охотиться надо за высокоэнергетичными антиядрами. Кроме того, у таких ядер больше шансов преодолеть галактический космический ветер.

Что касается позитронов и антипротонов, то их тоже могут излучать гипотетические области антиматерии и давать вклад в измеряемые вблизи Земли спектры. По сравнению с антипротонами позитроны сложнее регистрировать. Это связано с тем, что потоки протонов, которые являются источником фона, в 10^3 больше, чем потоки позитронов. Сигналы от позитронов, прилетевших от областей антиматерии, могут «потонуть» в сигналах от позитронов, возникших в результате других процессов. Между тем, происхождение позитронов в космических лучах также до конца не известно. Есть ли в космических лучах первичные позитроны? Есть ли связь между избытком антипротонов и позитронов? Для прояснения ситуации необходимо измерение спектров позитронов в широком энергетическом диапазоне.

Первый запуск прибора для исследования космических лучей в верхние слои атмосферы с помощью воздушного шара осуществил в 1907 году [Виктор Гесс](#). Вплоть до начала 50-х годов XX века изучение космических лучей было источником наиболее важных открытий в физике частиц. Начиная с 1979 г. в таких экспериментах наблюдались антипротоны (Bogomolov, E. A. et al. 1979, Proc. 16th Int. Cosmic Ray Conf. (Kyoto), vol. 1, p.330; Golden, R. L. et al. 1979, Phys. Rev. Lett., 43, 1196). Они открыли новые возможности в исследовании антиматерии и темной материи. В современных исследованиях космических лучей используются методики, разработанной для экспериментов на ускорителях.

До последнего времени почти вся информация об античастицах в космических лучах была получена с помощью детекторов, запускаемых в высокие слои атмосферы на воздушных шарах. При этом возникло подозрение, что антипротонов больше, чем следовало из оценок вероятности их возникновения в результате взаимодействия космических лучей с межзвездной средой (вторичных антипротонов). Предлагаемые для объяснения «избыточных» антипротонов механизмы давали различные предсказания для энергетических спектров антипротонов. Однако непродолжительное время полёта воздушного шара и наличие остатков земной атмосферы ограничивали возможности такого рода экспериментов. Данные имели большую неопределённость, кроме того, не простирались по энергии далее 20 ГэВ.

Для регистрации античастиц используются большие воздушные шары (до 3 млн. кубических метров), способные поднять на высоту ~40 км тяжелые детекторы массой до 3 т. Как правило, как Монгольфье они открыты внизу, и теряют гелий, при падении наружной температуры. В большинстве случаев продолжительность полета не превышает 24 часа. Кроме того, температуры атмосферы, после быстрого уменьшения с нуля до 20–25 км, начинают расти, достигая максимума на высоте ~40 км, после чего начинают снова уменьшаться. Так как при понижении температуры наружного воздуха объем воздушного шара уменьшается, максимальная высота подъема не может быть выше, чем ~40 км. На этой высоте атмосфера еще довольно плотная, и поток антипротонов с энергиями в несколько десятков ГэВ, образующихся при взаимодействии первичных космических лучей с остаточной атмосферой, превышает поток антипротонов, образующихся в галактической среде. Для более высоких энергий зарегистрированных частиц ошибки становятся слишком большими, чтобы получить надежные результаты.

В последнее время начали осуществляться более длительные полеты (до 20 дней). В них также используются открытые шары, но потери гелия были существенно снижены, за счет того, что запуски шаров-зондов осуществлялись в очень высоких широтах, вблизи полюсов, во время полярного дня. Однако, масса их полезной нагрузки, при полетах на высоту 40 км не превышает 1 т. Это слишком мало для измерения потоков антивещества при высоких энергиях. Для реализации сверхдлительных полетов на воздушных шарах (около 100 дней) предполагается использовать и закрытые шары. Они толще и тяжелее, не теряют гелия и могут выдержать разность давлений внутри и снаружи. Они могут поднимать относительно легкие инструменты, менее 1 т.



Рис. 20.1. Запуск шара-зонда с физической аппаратурой.

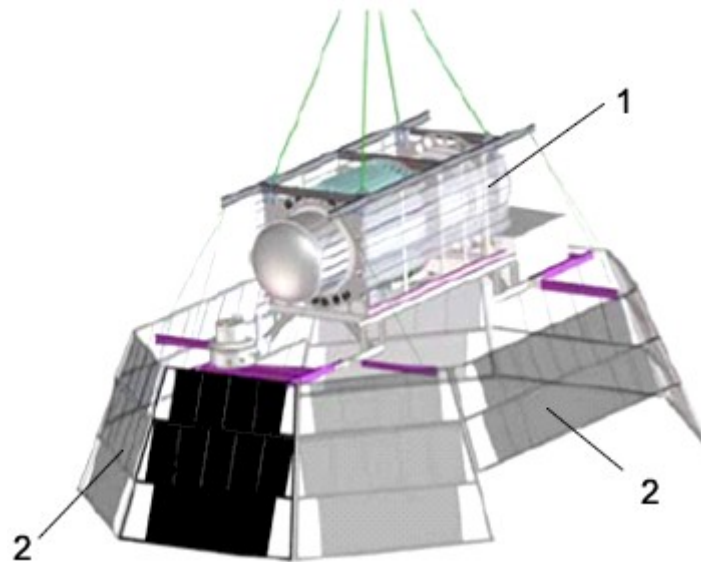


Рис. 20.2. Детектор космического излучения BESS-Polar II. Спектрометр (1) с солнечными батареями (2).

Поиск антигелия с помощью спектрометров на воздушных шарах осуществлялся в рамках эксперимента **BESS (Balloon-borne Experiment with Superconducting Spectrometer)** (рис. 20.2). С 1993 г. по 2000 г. спектрометры BESS неоднократно запускались в верхние слои атмосферы в северной Канаде. Длительность полетов была около одних суток. Спектрометр постоянно совершенствовался и повышалась чувствительность. Суммарная чувствительность для отношения гелий/антигелий, достигнутая в этой серии полетов $\sim 6.8 \times 10^{-7}$ в диапазоне жесткости 1-14 ГВ. В эксперименте BESS-TeV (2001 г.) диапазон жесткости спектрометра был увеличен до 500 ГВ и достигнута чувствительность 1.4×10^{-4} . Для увеличения статистики в 2004-2008 гг. многодневные полеты усовершенствованных спектрометров (0.6-20 ГВ) осуществлялись в Антарктике. В 2004-2005 гг. – в полете BESS-Polar I, длившемся 8.5 дней, была достигнута чувствительность 8×10^{-6} . В 2007-2008 гг. в полете BESS-Polar II (длительность измерений 24.5 дня) была достигнута чувствительность 9.8×10^{-8} . Суммарная чувствительность с учетом всех полетов BESS достигла величины 6.7×10^{-8} . Ни одного ядра антигелия обнаружено не было.

Магнитный спектрометр, который использовался в полете BESS-Polar II состоит сверхпроводящего соленоидального магнита со сверхтонкими стенками, центрального трекера (JET/IDC), время-пролетного годоскопа (TOF) и черенковского детектора (рис. 20.3).

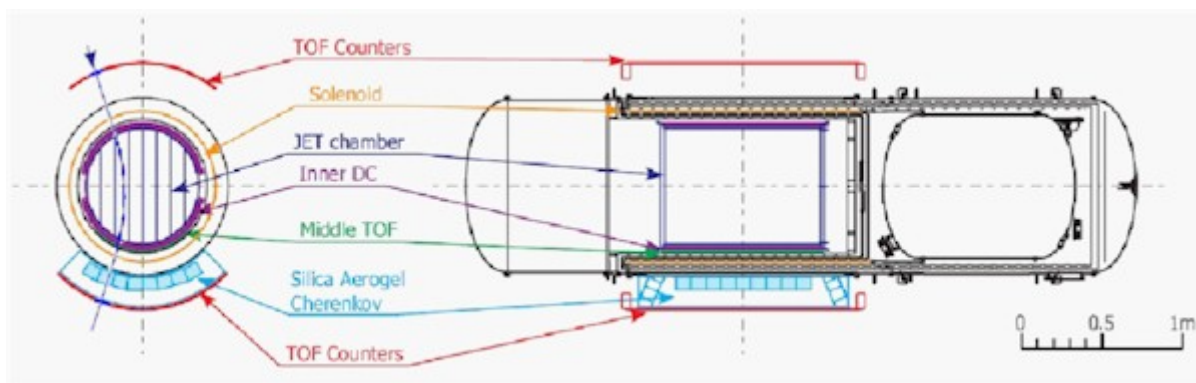


Рис. 20.3. Спектрометр эксперимента BESS-Polar II в разрезе.

Время-пролетный годоскоп позволяет измерять скорость (β) и энергетические потери (dE/dx). Он состоит из верхнего и нижнего пластиковых сцинтилляционных счетчиков, составленных из 10 и 12 сцинтилляционных полосок ($100 \times 950 \times 10$ мм). Временное разрешение системы времени пролета ~ 70 пс. Кроме того, есть еще третий сцинтилляционный счетчик (Middle-TOF), который находится внутри соленоида и состоит из 64 стержней пластикового сцинтиллятора. Он позволяет понизить энергетический порог регистрации, за счет частиц, которые не способны пролететь нижнюю часть соленоида.

Дрейфовые камеры находятся в однородном поле магнита. По 28 точкам, в каждой с точностью

200 мкм, рассчитывается кривизна траектории влетающей в спектрометр частицы, что позволяет определить её магнитную жесткость $R = pc/Ze$ и знак заряда.

Аэрогелиевый черенковский счетчик позволяет сепарировать сигналы от антипротонов и антидейтронов от фона e^-/μ^- .

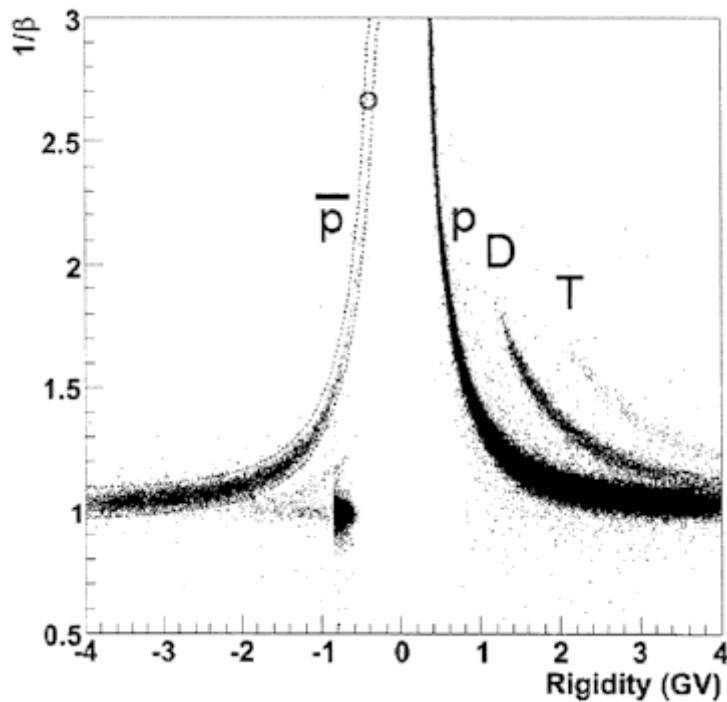


Рис. 20.4. Идентификация частиц в установке BESS.

Идентификация частиц проводится по массе (рис. 20.4), которая связана с измеренными с помощью время-пролетных счетчиков и дрейфовых камер жесткостью R , скоростью частицы β и потерями энергии dE/dx соотношением

$$M = RZ \sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1}.$$

Для этого выделяются соответствующие области на двумерных распределениях $dE/dx - |R|$ и $\beta^{-1} - R$.

Антипротонный радиационный пояс Земли

Коллаборацией PAMELA был обнаружен радиационный пояс вокруг Земли в области Южной Атлантической аномалии. Были измерены спектры антипротонов и протонов непосредственно в радиационном поясе и вне радиационного пояса (рис. 20.5, 20.6).

Показано, что антипротоны, которые регистрировались детекторными установками, установленными на баллонах и спутниках имеют вторичное происхождение. Они образуются в результате взаимодействия галактических космических лучей с межзвездным веществом или атмосферой в реакции $pp \rightarrow ppp\bar{p}$. Однако существенно больший вклад вносит распад альбедных антинейтронов (антинейтронов, поток которых направлен от Земли), возникающих в реакции $pp \rightarrow ppp\bar{n}$. Эти антинейтроны проходят сквозь геомагнитное поле и распадаются, образуя антипротоны $\bar{n} \rightarrow \bar{p} + e^+ + \nu_e$. Часть из образовавшихся антипротонов может быть захвачена магнитосферой, образуя радиационный пояс антипротонов. Так же как основным источником радиационного пояса протонов является распад нейтронов альбедо, так и распад антинейтронов приводит к образованию пояса антипротонов.

Из экспериментальных данных следует, что плотность антипротонов в радиационном поясе на 3–4 порядка больше, чем плотность антипротонов вне радиационного пояса. Форма спектра антипротонов, образованных непосредственно в результате взаимодействия галактических космических лучей практически совпадает с формой спектра антипротонов вне радиационного пояса антипротонов.

Проблема обнаружения антиматерии во Вселенной далека от решения. Активный поиск антиматерии предусмотрен в программах космических телескопов Ферми и др.

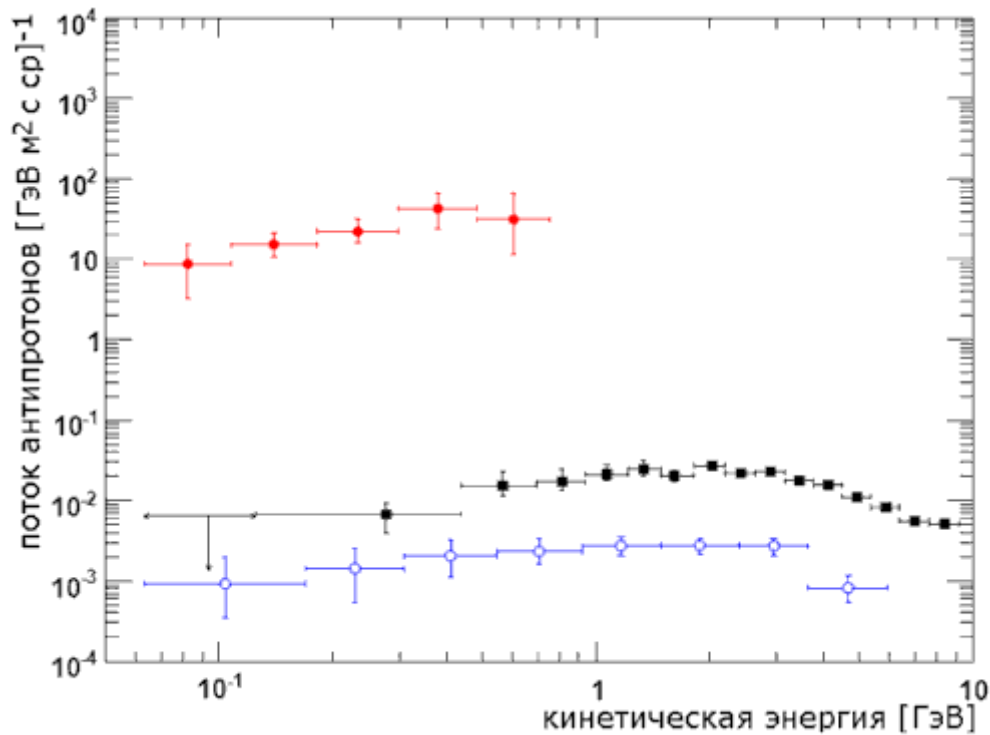


Рис. 20.5. Результаты измерений спектров антипротонов на установке PAMELA. Точки в верхней части рисунка – спектр антипротонов, захваченных в радиационный пояс, измеренный в области Бразильской радиационной аномалии, квадраты – спектр антипротонов галактических космических лучей, открытые кружки – спектр антипротонов вне аномалии.

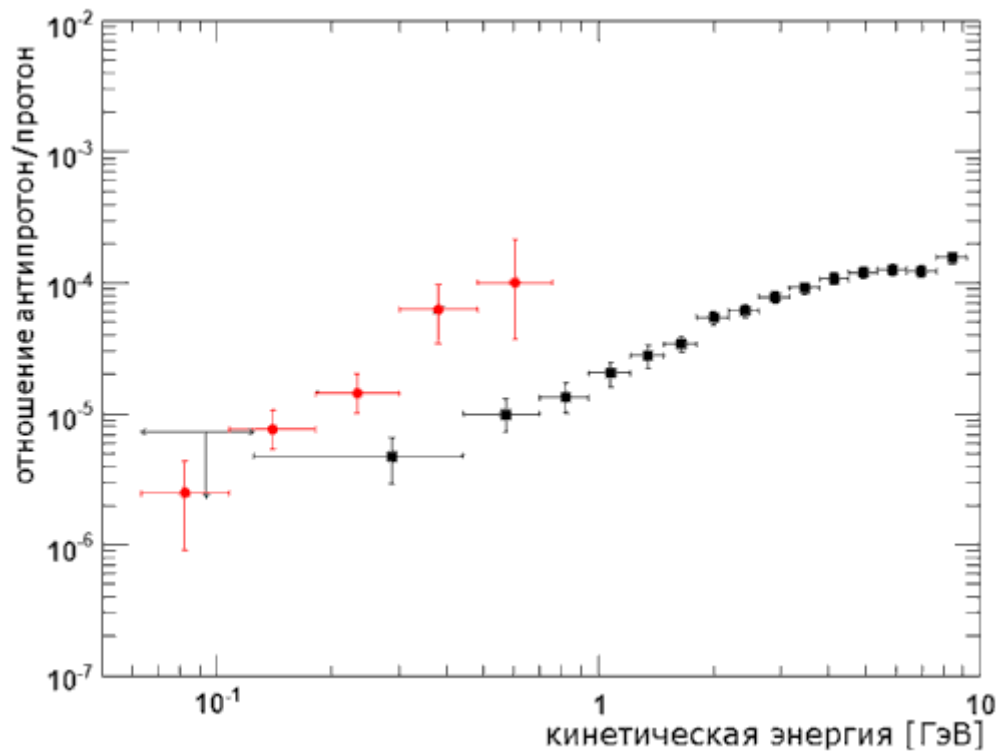
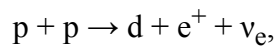


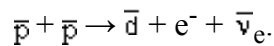
Рис. 20.6. Отношение количества антипротонов к количеству протонов. Кружки результаты измерения в области Бразильской радиационной аномалии, квадраты – для галактических антипротонов и протонов.

Принципиальная возможность обнаружения антиматерии во Вселенной связана с детектированием антинейтрино.

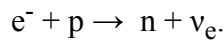
Реакция горения водорода в звездах сопровождается образованием нейтрино ν_e



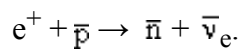
реакция горения антиводорода в антизвездах должна сопровождаться образованием антинейтрино $\bar{\nu}_e$



На последней стадии эволюции массивной звезды, когда в центре звезды кончается ядерное горючее и в результате взрыва Сверхновой образуются нейтронные звезды, также образуются интенсивные потоки нейтрино в реакции



Аналогичный процесс при взрывах Сверхновых антизвезд будет сопровождаться образованием интенсивного потока антинейтрино $\bar{\nu}_e$



Строящиеся в настоящее время подводные нейтринные телескопы, нейтринный телескоп в Антарктиде позволят сделать следующие шаги в поисках антиматерии во Вселенной.

Оценки, сделанные ещё в 1956 г. [Г. Бербиджем](#) и [Ф. Хойлом](#) [*] показали, что отношение антиматерии к материи в нашей галактике составляет меньше 10^{-7} . Проблема антиматерии во Вселенной может быть связана с проблемой темной материи во Вселенной.

[*] G.R.Burbidge, F. Hoyle. Nuovo Cimento 4, 558 (1956)



16. Антиводород

Антиматерия – это расширение основных идей физики античастиц на организацию антивещества. Антиматерия образуется так же, как обычная материя. Однако составляющие её «частицы» являются античастицами по отношению к обычной материи. Так, например, атом антиводорода состоит из антипротона и позитрона подобно тому, как атом водорода состоит из протона и электрона. Интерес к образованию и изучению антиматерии связан с тем, что позволяет проверить справедливость основных положений Стандартной модели, общей теории относительности. Согласно СРТ-инвариантности антиводород должен иметь такую же массу, абсолютную величину магнитного момента, как и обычный атом водорода. Энергетические спектры атомов водорода и антиводорода должны быть полностью идентичны. Атомы антиводорода должны в результате гравитационного взаимодействия с одинаковой силой притягиваться к частицам как материи, так и антиматерии. Однако все эти утверждения, кажущиеся на первый взгляд очевидными, должны быть проверены и подтверждены экспериментально. Поэтому образование и изучение свойств наиболее простого атома антиматерии – атома антиводорода – происходит в течение длительного времени в нескольких коллаборациях.

Впервые антиводород был получен в эксперименте, который был проведен в ЦЕРН на накопительном кольце антипротонов LEAR [G. Baur et al, Phys. Lett. B368, 251 (1996)].

Сфокусированный пучок протонов из протонного синхротрона (PS) с энергией 26 ГэВ падал на цилиндрическую (3×50 мм) иридиевую мишень. Образующиеся в мишени антипротоны с энергией 3.57 ГэВ поступали в накопительное кольцо **LEAR** (Low Energy Antiproton Ring). Пучок антипротонов накопительного кольца падал на внутреннюю струйную ксеноновую мишень. При взаимодействии антипротона с ядром ксенона происходило образование электрон-позитронной пары, причем позитрон рождался в одном из связанных состояний в поле антипротона. В эксперименте, который длился два месяца, было получено 11 атомов антиводорода с энергией ~ 1 ГэВ. Измеренное сечение процесса образования атомов антиводорода $\sim 6 \times 10^{-33} \text{ см}^2$.

Позже 30 атомов антиводорода были получены в аналогичном опыте в Лаборатории им. Э. Ферми – FermiLab.

Однако полученные как в ЦЕРНе, так и в Фермилабе атомы антиводорода имели слишком высокие энергии и плохо подходили для исследований их свойств. Проблема в том, что для удержания антипротонов в ловушках, их энергия должна быть порядка десятков кэВ, а для удержания антиатомов – порядка десятков эВ. Таким образом, необходимо было решить задачу замедления антипротонов и получить холодные атомы антиводорода.

В 2000 г. в ЦЕРН был запущен замедлитель антипротонов **AD** (Antiproton Decelerator), на котором удалось снизить энергию антипротонов с 3.5 ГэВ до 5.3 МэВ. Образующиеся при облучении протонами протонного синхротрона мишени-конверторе антипротоны с импульсами 3.57 ГэВ/с поступают в AD, где замедляются в три этапа

$$3.57 \rightarrow 2.0 \rightarrow 0.3 \rightarrow 0.1 \text{ ГэВ/с.}$$

На первом этапе применяется стохастическое охлаждение пучка, на последующих используется электронное охлаждение.

Стохастическое охлаждение, предложенное [Ван дер Меером](#) (1972), основано на введении затухания с помощью систем обратной связи. Измерительные электроды определяют отклонение частицы по какому-либо направлению. Сигнал, пропорциональный этому отклонению, усиливается и через систему обратной связи воздействует на частицу, вызывая затухание колебаний по соответствующему направлению. Например, для уменьшения разброса по импульсам Δp_{\parallel}

измеряется радиальное отклонение частиц, которое пропорционально Δp_{\parallel} . Сигнал измерительного электрода после усиления подаётся на ускоряющий зазор в момент прихода частицы, ускоряя или затормаживая её.

Электронное охлаждение – снижение эффективной температуры пучка ионов или протонов, циркулирующих в вакуумной камере ускорителя или накопителя, происходит в результате столкновений с электронами, движущимися вместе с ионами и имеющими меньшую температуру. [Г.И. Будкер](#) предложил в 1960 г. использовать электронное охлаждение для уменьшения эмиттанса пучков тяжёлых частиц. Идея метода заключается в следующем. В одном из прямолинейных промежутков вакуумной камеры накопителя, в которой циркулирует пучок тяжёлых частиц,

например, протонов, параллельно протонному пучку пропускается интенсивный пучок электронов, имеющих ту же среднюю скорость и малый разброс по импульсам (малую температуру). На общем участке траектории «горячий» газ протонов обменивается энергией с «холодным» электронным газом в результате кулоновских столкновений и охлаждается, это ведёт к уменьшению фазового объёма протонного пучка по всем степеням свободы и пучок протонов сжимается. Охлаждение продолжается до тех пор, пока температура протонов не станет равной температуре электронного пучка.

На выходе образуется $\sim(25-30) \times 10^6$ антипротонов в коротких ($\sim 100-500$ нс) импульсах каждые ~ 100 с. Пучок антипротонов из затем использовался в нескольких экспериментах

- ATHENA,
- ATRAP (Antihydrogen TRAP),
- ASACUSA (Atomic Spectroscopy And Collisions Using Slow Antiprotons),
- ACE (Antiproton Cell Experiment),
- ALPHA (Antihydrogen Laser PHysics Apparatus),
- AEGIS (Antihydrogen Experiment: Gravity, Interferometry, Spectroscopy).

В конце 2002 г. коллаборация ATHENA сообщила, что они получили «холодный» антиводород.

Для того, чтобы получить антиводород необходимо иметь источники антипротонов и позитронов, ловушку для антипротонов, аккумулятор для позитронов и ловушку-смеситель антипротонов и позитронов, в котором происходит образование атомов антиводорода. Обычно в качестве ловушек используются различные модификации ловушки Пеннинга, в которых удержание в радиальном направлении осуществляется с помощью сильного магнитного поля, а в аксиальном – с помощью электрического потенциала приложенного к цилиндрическим электродам. На рис. 16.1 показана схема эксперимента ATHENA (2004 г.).

Прежде чем попасть в ловушку, антипротоны проходят через алюминиевую фольгу, в которой их энергия уменьшается до энергий ≤ 10 кэВ. Ловушка, в которой поддерживается сверхвысокий вакуум, находится внутри сверхпроводящего магнита, стенки ловушки охлаждены до ~ 10 К. На рис. 16.1а показано как «ловятся» антипротоны.

На выходе ловушки устанавливается высокий потенциал, препятствующий вылету антипротонов (рис 16.1б). Когда сгусток антипротонов попадает в ловушку, высокий потенциал устанавливается и на входе ловушки (рис 16.1в). Антипротоны оказываются запертыми в ловушке. На следующем этапе происходит охлаждение антипротонов. Для этого антипротоны смешиваются с электронами, предварительно охлажденными до более низких температур, чем антипротоны. В результате кулоновского рассеяния происходит выравнивание температур антипротонов и электронов, т.е. охлаждение антипротонов (рис. 16.1г).

Источником позитронов является β^+ -радиоактивный изотоп ^{22}Na . Однако позитроны, прежде чем попасть в ловушку – аккумулятор позитронов, должны быть замедлены и иметь небольшой разброс по энергии. Замедление осуществляется с помощью N в твердой фазе. Для этого источник позитронов поддерживался при температуре $\sim 5-6$ К. После замедления энергия квазимонохроматических позитронов составляет ~ 2 эВ. При активности источника 40 мКи поток позитронов после замедления составлял $\sim 5 \times 10^6$ с $^{-1}$. Так как пучок позитронов непрерывный, метод, который использовался для ловушки антипротонов для ловушки-аккумулятора позитронов неприменим. Позитроны поступают в модифицированную ловушку Пеннинга-Малберга, в которой потенциал и давление газа (N_2) изменяются ступенчато (рис. 16.2). В области I позитроны испытывают неупругие взаимодействия с газом, теряют энергию (А) и не могут вылететь из ловушки, а попадают в область II, а затем и в область III, где и накапливаются.

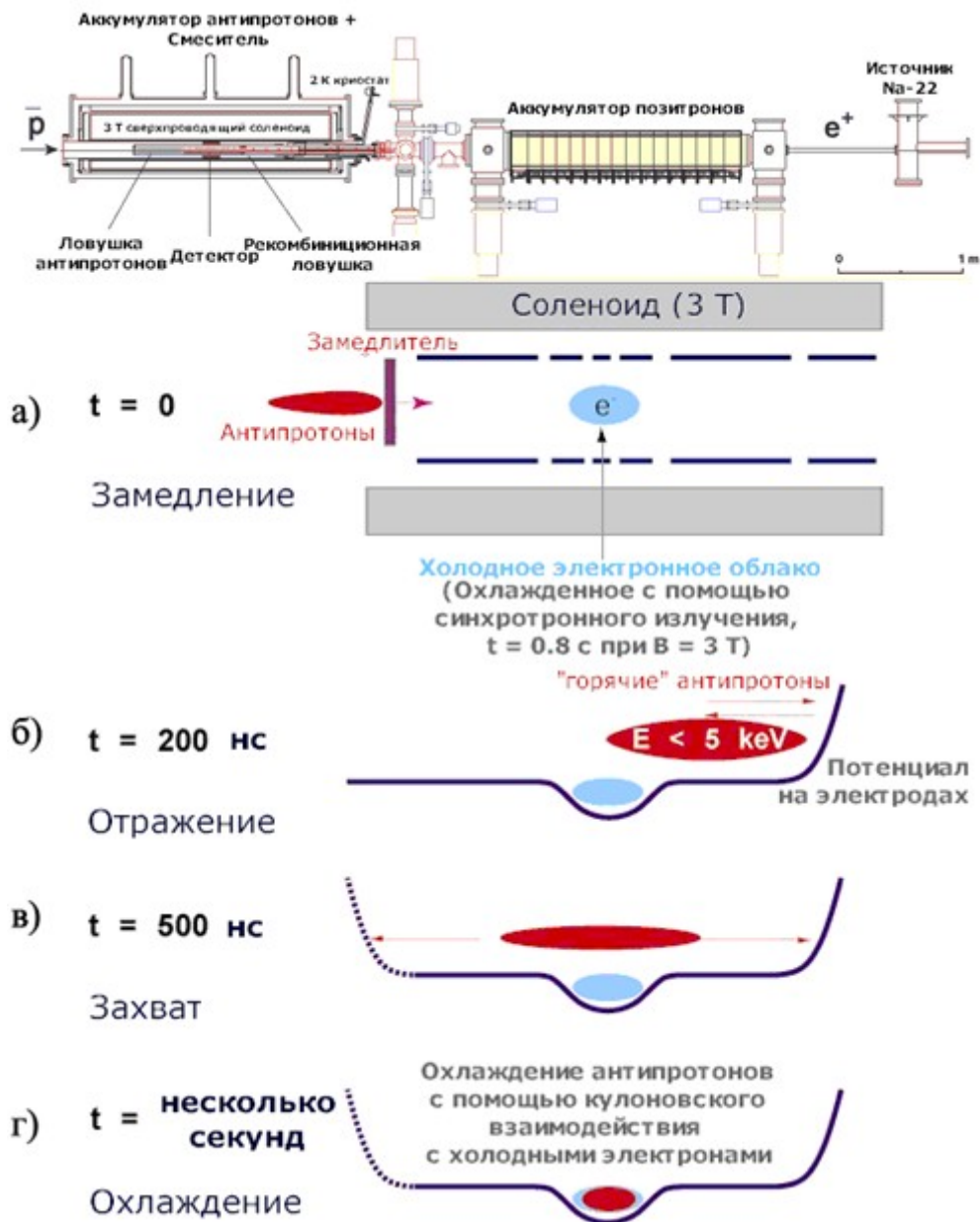


Рис. 16.1. Упрощенная схема образования холодных антипротонов.

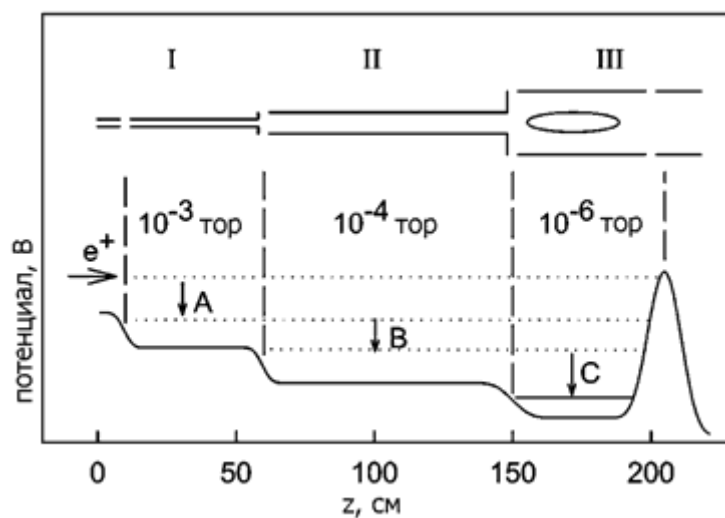


Рис. 16.2. Схема ловушки Пеннинга-Малберга, в которой происходит замедление и накопление позитрония.

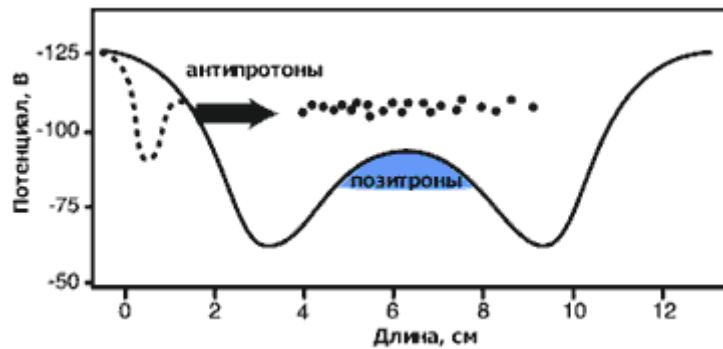


Рис. 16.3. Распределение потенциалов в рекомбинационной ловушке, в которой образуются атомы антиводорода.

В то время как антипротоны охлаждаются в первой ловушке, облако позитронов, которое формируется в аккумуляторе позитронов, инжектируется в рекомбинационную ловушку (рис. 16.3).

Распределение потенциала в рекомбинационной ловушке такое, что позволяет находиться в ней одновременно и антипротонам, и позитронам. В центре – ловушка для позитронов, по бокам – для антипротонов.

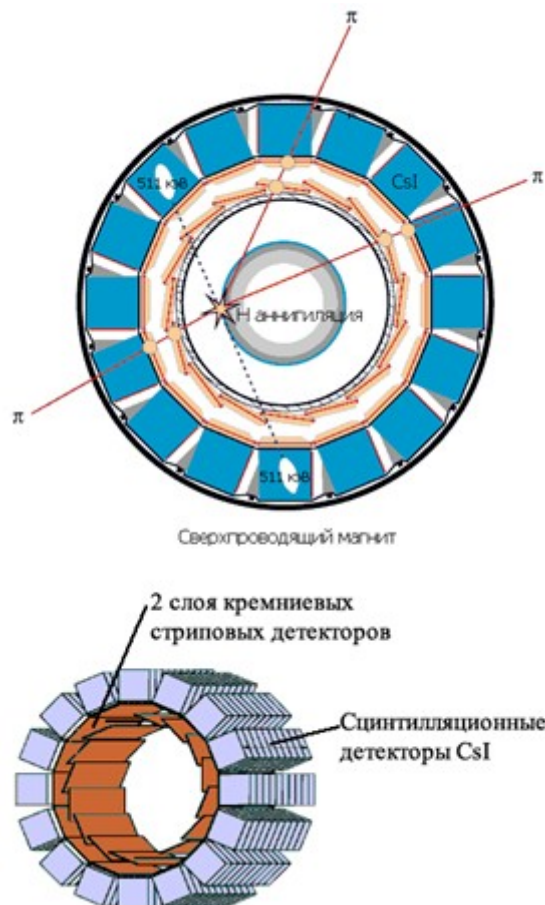


Рис. 16.4. Детектор аннигиляции позитронов и антипротонов. Пионы (сплошные линии), образующиеся при $p\bar{p}$ -аннигиляции, 2γ -кванта (пунктирные линии), образующиеся при e^+e^- -аннигиляции.

Когда антипротоны охладятся до нужной температуры, их смесь с электронами также перемещается в рекомбинационную ловушку. Теперь необходимо из ловушки убрать все электроны, с помощью которых происходило охлаждение пучка позитронов. Это необходимо, чтобы в рекомбинационной части ловушки не происходила e^+e^- -аннигиляция. Электроны удаляются с помощью серии быстрых изменений потенциала рекомбинационной ловушки. В результате кулоновского взаимодействия между антипротонами и более холодными позитронами происходит дальнейшее охлаждение антипротонов. При достижении теплового равновесия начинают образовываться атомы антиводорода, которые, будучи нейтральными, не чувствуют магнитных полей ловушки, покидают ловушку и аннигилируют на стенках рекомбинационной ловушки или на

остаточном газе. Аннигиляция атомов антиводорода регистрируется детектором (рис. 16.4).

Детектор окружает вакуумную систему рекомбинационной ловушки и находится внутри канала сверхпроводящего магнита. Детектор регистрирует продукты аннигиляции как антипротона, так и позитрона, которые происходят практически одновременно и в одном месте. В результате аннигиляции антипротона на нуклоне образуется 3–4 заряженных пиона с энергиями 50–900 МэВ. Пионы регистрируются системой из двух слоев кремниевых стриповых детекторов, что позволяет фиксировать две точки на каждой траектории. В каждом слое 16 детекторных модулей. В каждом модуле 128 стрипов с одной стороны (r-φ) и 128 с другой (z). Место аннигиляции антипротона определяется пересечением экстраполированных линий, построенных по точкам, полученным с помощью стриповых детекторов. Позитроны фиксируются по аннигиляционным γ -квантам. Они детектируются 192 сцинтилляционными детекторами CsI, которые расположены в 16 рядов по 12 детекторов в каждом и окружают стриповые детекторы. Индикатором образования антиводорода является регистрация двух гамма-квантов с энергией 511 кэВ в течение ~ 2 мкс вслед за аннигиляцией антипротона. Прямая линия, соединяющая геометрические центры двух кристаллов CsI, зафиксировавших γ -кванты с энергией 511 кэВ с точностью до ошибок должна проходить через точку, полученную в результате регистрации пионов.

В результате холодного синтеза было получено ~ 50000 атомов антиводорода. При этом полное число холодных антипротонов на входе ловушки составляло $\sim 1.5 \cdot 10^6$. Полученные результаты не позволяют пока идентифицировать квантовые состояния образующихся атомов антиводорода и могут рассматриваться пока лишь как доказательство возможности образования холодных атомов антиводорода в достаточно большом количестве.



17. Законы сохранения. С-, Р-, СР-симметрии. Распады K⁰-мезонов

Законы сохранения

В процессах взаимодействий и превращений частиц выполняются законы сохранения. Ряд законов сохранения *универсален*, т. е. выполняется всегда, при всех типах взаимодействий. Другие в некоторых взаимодействиях не выполняются. Как правило, если существует сохраняющаяся физическая величина, ей соответствует определенная инвариантность относительно операции симметрии.

К универсальным законам сохранения относятся законы, которые обусловлены инвариантностью уравнений движения *относительно* трансляций в пространстве и во времени. С этими типами симметрий – однородностью пространства и времени – связано существование законов сохранения импульса и энергии изолированных систем частиц. Изотропность трёхмерного пространства, т. е. инвариантность уравнений движения относительно вращений, приводит к закону сохранения момента количества движения.

Если преобразование волновой функции, отвечающее закону сохранения, имеет непрерывный характер, то соответствующий закон сохранения *аддитивен*, т.е. в реакции

$$a + b \rightarrow c + d + \dots$$

сохраняется сумма соответствующих квантовых чисел:

$$N_a + N_b = N_c + N_d + \dots = \text{const.}$$

Трансляции и повороты – непрерывные преобразования и соответствующие законы сохранения (энергии, импульса и момента количества движения) – аддитивны. Аддитивными сохраняющимися величинами являются также электрический заряд Q , барионное квантовое число (барионный заряд) B , лептонные квантовые числа (лептонные заряды) L_e, L_μ, L_τ , изоспин I , а также ряд других квантовых чисел, имеющих кварковую природу – странность s , очарование (charm) c , bottom b , top t .

Принципы симметрии в физике

1927 г. [Э. Вигнер](#) сформулировал закон сохранения пространственной четности.

1936 г. Э. Вигнер разработал теорию поглощения нейтронов атомными ядрами.



Эуген Вигнер
(1902 – 1995)

Инвариантность в физической теории

Мир очень сложен и человеческий разум явно не в состоянии полностью постичь его. Именно поэтому человек придумал искусственный прием – в сложной природе мира винить то, что принято называть случайным, – и таким образом смог выделить область, которую можно описать с помощью простых закономерностей. Сложности получили название начальных условий, а то, что абстрагировано от случайного, – законов природы. Каким бы искусственным ни казалось подобное разбиение структуры мира при самом беспристрастном подходе и даже вопреки тому, что возможность его осуществления имеет свои пределы, лежащая в основе такого разбиения абстракция принадлежит к числу наиболее плодотворных идей, выдвинутых человеческим разумом. Именно она позволила создать естественные науки.

Возможность абстрагирования законов движения из хаотического множества происходящих вокруг нас явлений основывается на двух обстоятельствах. Во-первых, во многих случаях удается выделить множество начальных условий, которое не слишком велико, но в то же время содержит все, что существенно для интересующих нас явлений. В классическом примере свободно падающего тела

можно пренебречь почти всеми условиями, кроме начального положения и начальной скорости падающего тела: его поведение будет всегда одним и тем же, независимо от степени освещенности, наличия вблизи от него других тел, их температуры и т. д. Выделение множества условий, оказывающих влияние на тот или иной эксперимент, отнюдь не является тривиальной задачей. Наоборот, умение выделить такие условия и составляет основу искусства экспериментатора.

Нобелевская премия по физике

1963 г. – Э. Вигнер. За вклад в теорию атомного ядра и элементарных частиц, в частности за открытие и применение фундаментальных принципов симметрии.

Таблица 17.1

Законы сохранения

Характеристика	Взаимодействие		
	Сильное	Электромагнитное	Слабое
Аддитивные законы сохранения			
Электрический заряд, Q	+	+	+
Энергия, E	+	+	+
Импульс, \vec{p}	+	+	+
Момент количества движения, \vec{J}	+	+	+
Барионный заряд, B	+	+	+
Лептонные заряды, L_e, L_μ, L_τ	+	+	+
Странность, s	+	+	-
Очарование (charm), c	+	+	-
Bottom, b	+	+	-
Top, t	+	+	-
Изоспин, I	+	-	-
Проекция изоспина, I_3	+	+	-
Мультипликативные законы сохранения			
Пространственная четность, P	+	+	-
Зарядовая четность, C	+	+	-
Инвариантность к обращению времени,	+	+	-

T			
Комбинированная четность, CP	+	+	-
CPT-инвариантность	+	+	+

С какими типами симметрий связаны законы сохранения квантовых чисел Q , B , L_e , L_μ , L_τ , I , s , c , b , t ? В настоящее время известен ответ лишь для электрического заряда Q и изоспина I . Сохранение изоспина в сильных взаимодействиях – следствие инвариантности этого взаимодействия относительно поворотов в изоспиновом пространстве. Сохранение электрического заряда есть следствие того, что не существует способа измерить абсолютное значение электрического потенциала и во всех соотношениях он является относительной величиной.

Наиболее неясная ситуация с барионным B и лептонными квантовыми числами L_e , L_μ , L_τ . Эти числа лежат в основе классификации частиц, однако нет серьёзных теоретических предпосылок для их строгого сохранения. Более того, в теориях объединения взаимодействий (теориях *Великого объединения*) законы сохранения барионного и лептонных чисел считаются нарушенными. В настоящее время оба этих закона сохранения выполняются в пределах точности проведённых измерений, т. е. эти законы сохранения имеют статус *эмпирических*. Обнаруженное явление осцилляции нейтрино – превращение нейтрино одного типа в другой указывает на то, что квантовые числа L_e , L_μ и L_τ по-видимому не сохраняются порознь и более общим законом сохранения будет закон сохранения суммы лептонных зарядов

$$L_e + L_\mu + L_\tau = L_e' + L_\mu' + L_\tau'.$$

Если преобразование волновой функции, отвечающее закону сохранения, дискретно, то соответствующий закон сохранения *мультипликативен*, т. е. в реакции сохраняется произведение соответствующих характеристик (квантовых чисел)

$$N_a \times N_b = N_c \times N_d \dots = \text{const.}$$

Дискретными преобразованиями являются операции пространственной инверсии \hat{P} , зарядового сопряжения \hat{C} , комбинированного преобразования $\hat{C}\hat{P}$, операция обращения времени \hat{T} и $\hat{C}\hat{P}\hat{T}$ -преобразование. Инвариантность относительно дискретных преобразований приводит к соответствующим квантовым числам. Так инвариантность относительно пространственной инверсии приводит к квантовому числу чётность P . Все взаимодействия, кроме слабого, инвариантны относительно пространственной инверсии и для них справедлив закон сохранения пространственной чётности. Ещё одно дискретное преобразование – операция зарядового сопряжения \hat{C} , изменяющая знаки зарядов частиц. С инвариантностью относительно этого преобразования связано квантовое число зарядовой чётности C .

В таблице 17.1 дан перечень законов сохранения с указанием выполнения законов сохранения в различных взаимодействиях. Значок «+» показывает, что квантовое число (величина) сохраняется в данном взаимодействии, т.е. данное взаимодействие инвариантно к рассматриваемому преобразованию. В противном случае приводится значок «-».

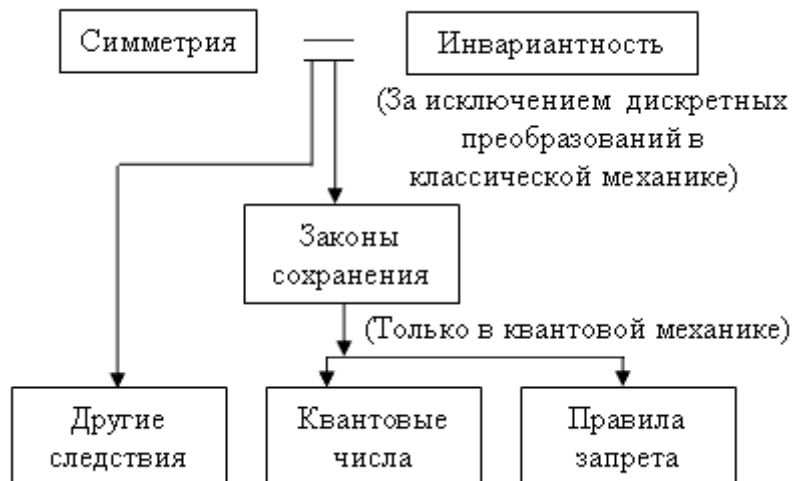
Первые шесть законов сохранения, приведенных в таблице 17.1, универсальны, т. е. выполняются во всех взаимодействиях. Изоспин сохраняется только в сильном взаимодействии. Остальные аддитивные величины не сохраняются в слабом взаимодействии. Не сохраняются в слабом взаимодействии и все три типа чётности – пространственная P , зарядовая C и комбинированная CP .

$\hat{C}\hat{P}\hat{T}$ -преобразование, являющееся совместным действием \hat{C} , \hat{P} - и \hat{T} -преобразований, основано на фундаментальных принципах квантовой теории поля. В силу инвариантности системы относительно $\hat{C}\hat{P}\hat{T}$ -преобразования, если в природе происходит какой-либо процесс, с такой же вероятностью должен происходить процесс, в котором частицы заменены на античастицы, проекции их спинов имеют противоположный знак, а начальное и конечное состояния поменялись местами. Из CPT-инвариантности следует, что энергетически спектры и угловые распределения продуктов распада частиц и античастиц должны быть одинаковыми, массы частицы и античастицы должны

быть равны, времена жизни одинаковы, электрические заряды и магнитные моменты частицы равны по абсолютной величине и могут различаться только знаком.

Чень-Ин Янг: «Существование законов симметрии находится в полном соответствии с нашим жизненным опытом. Понятия о простейших симметриях – изотропности и однородности пространства – появились на заре человеческого сознания.

Инвариантность законов механики при переходе к равномерно движущейся системе координат (известная также как инвариантность относительно преобразования Галилея) явилась примером первой лишенной простоты симметрии. Эта симметрия является одним из исходных принципов ньютоновской механики. Следствия, вытекающие из этого принципа симметрии, интенсивно разрабатывались физиками в прошлом веке и привели к ряду важных результатов. Хорошим примером из этой области служит теорема, гласящая, что в изотропном твердом теле могут быть только два модуля упругости.



Соотношение между законами сохранения и симметрией

Другого типа следствиями из законов симметрии являются законы сохранения. В настоящее время общеизвестно, что, вообще говоря, принцип симметрии (или, что то же самое, принцип инвариантности) приводит к закону сохранения. Например, инвариантность физических законов относительно пространственных трансляций приводит к закону сохранения импульса, а инвариантность относительно пространственных вращений приводит к сохранению момента. В то время как важность этих законов сохранения была полностью понята, их тесная связь с законами симметрии не была полностью установлена вплоть до начала XX века.

В связи с созданием специальной и общей теории относительности законы симметрии приобрели новое значение: между законами симметрии и динамическими законами физика связь оказалась значительно более тесной и взаимоопределяющей, чем в классической механике, где, по существу, законы симметрии явились только следствиями динамических законов, случайно обладавших симметрией. В релятивистской теории также было существенно расширено число законов симметрии путем включения таких законов, которые на основе обыденных представлений явились отнюдь не очевидными: скорее их справедливость выводилась на основании сложных экспериментов (или в дальнейшем подтверждалась сложными экспериментами).

Позвольте мне подчеркнуть, что для физиков являлась могучим источником вдохновения идейная простота и внутренняя красота симметрии, обнаруживаемой в сложных экспериментах. Появлялась надежда, что природа таит в себе определенную упорядоченность, которую можно постигнуть.

Однако вплоть до появления квантовой механики принципы симметрии были распространены в физике не очень широко. Квантовые числа, которые определяют состояния системы, часто совпадают с квантовыми числами, определяющими симметрию системы. Действительно, трудно переоценить ту роль, которую играют принципы симметрии в квантовой механике. Сошлемся на два примера: общее строение периодической системы элементов по существу является прямым следствием изотропности закона Кулона; существование античастиц – а именно позитрона, антипротона и антинейтрона – теоретически предсказывалось как следствие инвариантности физических законов по отношению к преобразованию Лоренца. В обоих случаях кажется, что

природа использует преимущество простоты математического представления законов симметрии. Чувство глубочайшего уважения к мощи законов симметрии никогда не ослабевает у того, кто обдумывал изящество и красоту безупречных математических доказательств и сопоставлял это со сложными и далеко идущими физическими следствиями» [4].

Пространственная инверсия Р. Чётность

Операция пространственной инверсии Р заключается в преобразовании

$$x, y, z, \vec{p}, \vec{J} \xrightarrow{P} -x, -y, -z, -\vec{p}, \vec{J}.$$

Операция Р изменяет знак любого полярного вектора

$$\begin{array}{ccc} \vec{r} & \xrightarrow{P} & -\vec{r}, \\ \vec{p} & \xrightarrow{P} & -\vec{p}. \end{array}$$

Аксиальные векторы при пространственной инверсии не изменяются

$$\vec{J} \xrightarrow{P} \vec{J}.$$

Операция пространственной инверсии переводит систему в зеркально симметричную. Зеркальная симметрия наблюдается в процессах под действием сильного и электромагнитного взаимодействий. Зеркальная симметрия в этих процессах означает, что в зеркально симметричных состояниях переходы реализуются с одинаковой вероятностью. Это означает симметричность распадов относительно плоскости перпендикулярной спину, т.е. угловые распределения распадов поляризованных ядер симметричны под углами θ и $(\pi - \theta)$ относительно спина ядра.

Зеркальная симметрия гамильтониана взаимодействия не исключает процессы, в которых зеркальная симметрия нарушена. Примером могут служить некоторые молекулы, которые вращают плоскость поляризации света в противоположные стороны. Это так называемое спонтанное нарушение симметрии. Симметрия гамильтониана относительно зеркального отражения проявляется в том, что наряду с левополяризирующими молекулами существуют и правополяризирующие молекулы, являющиеся зеркальным отражением друг друга. Нарушение зеркальной симметрии связано с вырождением основного состояния и распространением света в среде, состоящей только из правополяризованных или левополяризованных молекул.

Инвариантность гамильтониана системы \hat{H} относительно пространственного отражения – инверсии (замены $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$) приводит к закону сохранения чётности и квантовому числу *чётность*.

Все свойства системы частиц определяются видом гамильтониана \hat{H} и волновой функции $\psi(\vec{r})$, которая является решением соответствующего уравнения Шредингера. В приведенных ниже соотношениях (17.1)–(17.23) \vec{r} обозначает совокупность координат всех А частиц, входящих в состав системы, т. е. $\vec{r} \equiv \vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A$.

Инвариантность системы к пространственной инверсии означает, что выполняется соотношение для плотности вероятности найти систему в определенной точке многомерного пространства:

$$|\psi(\vec{r})|^2 = |\psi(-\vec{r})|^2. \quad (17.1)$$

В результате возникают два возможных преобразования волновой функции в результате пространственной инверсии:

$$\psi(-\vec{r}) = \psi(\vec{r}), \quad \psi(-\vec{r}) = -\psi(\vec{r}). \quad (17.2)$$

В первом случае волновая функция системы четная, во втором – нечётная. Соотношения (17.2) можно записать в виде одного равенства

$$\psi(-\vec{r}) = p\psi(\vec{r}),$$

где $p = \pm 1$ – квантовое число *чётность*.

Квантовое число четность является собственным значением оператора пространственной инверсии. Определим оператор пространственной инверсии \hat{P} (оператор чётности) для системы частиц следующим образом:

$$\hat{P}\psi(\vec{r}) = \psi(-\vec{r}). \quad (17.3)$$

Если подействовать на левую и правую части соотношения (17.3) ещё раз оператором \hat{P}

$$\hat{P}^2\psi(\vec{r}) = \hat{P}\psi(-\vec{r}) = \psi(\vec{r}), \quad (17.4)$$

получится исходное состояние системы, т. е. \hat{P}^2 – оператор тождественного преобразования.

Оператор \hat{P} , волновая функция $\psi(\vec{r})$ и квантовое число четности p в силу инвариантности системы относительно пространственного отражения должны быть связаны уравнением на собственные значения

$$\hat{P}\psi(\vec{r}) = p\psi(\vec{r}). \quad (17.5)$$

Из (17.4) и (17.5) следует, что

$$\hat{P}^2\psi(\vec{r}) = p^2\psi(\vec{r}) = \psi(\vec{r}),$$

т. е. $p^2 = 1$ и собственные значения оператора четности \hat{P} $p = \pm 1$.

В результате получаем

$$\hat{P}\psi(\vec{r}) = \psi(-\vec{r}) = \begin{cases} \psi(\vec{r}), & p = +1, \\ -\psi(\vec{r}), & p = -1 \end{cases} \quad (17.6)$$

или

$$\begin{aligned} \psi(-\vec{r}) &= \psi(\vec{r}) - \text{чётные функции (состояния)}, \\ \psi(-\vec{r}) &= -\psi(\vec{r}) - \text{нечётные функции (состояния)}. \end{aligned}$$

В рассмотренном случае волновая функция $\psi(\vec{r})$ была волновой функцией системы точечных (бесструктурных) частиц. В общем случае волновая функция отдельной частицы имеет вид

$$\Psi = \phi\psi(\vec{r}), \quad (17.7)$$

где ϕ описывает внутреннее состояние частицы, а $\psi(\vec{r})$ – перемещение частицы в пространстве как целого. Представление волновой функции Ψ в форме (17.7) следует из того, что гамильтониан частицы можно представить как сумму гамильтонианов $\hat{H}\psi + \hat{H}\phi$, где $\hat{H}\psi$ описывает бесструктурную частицу, а $\hat{H}\phi$ – внутреннюю структуру частицы.

Оператор чётности \hat{P} действует на каждый множитель волновой функции $\Psi = \phi\psi(\vec{r})$:

$$\hat{P}\Psi = \hat{P}\phi \cdot \hat{P}\psi(\vec{r}). \quad (17.8)$$

Если $\hat{H}\phi$ -инвариантен относительно операции инверсии в пространстве внутренних координат \vec{q} ,
то

$$(17.9)$$

$$\hat{P}_{\phi}(\vec{q}) = \pi(\vec{q}),$$

где π – внутренняя чётность частицы.

Волновая функция $\psi(\vec{r})$ орбитального движения частицы в центральном поле, т. е. движения с определённым орбитальным моментом l , может быть представлена в сферических координатах в виде разложения по сферическим координатам

$$\psi(\vec{r}) = R_{nl}(r) \cdot Y_{lm}(\theta, \varphi). \quad (17.10)$$

Инверсия $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ соответствует в сферических координатах преобразованию

$$\begin{aligned} r &\rightarrow r, \quad \theta \rightarrow \pi - \theta \text{ (полярный угол),} \\ \varphi &\rightarrow \pi + \varphi \text{ (азимутальный угол),} \end{aligned}$$

при котором радиальная часть волновой функции $R_{nl}(r)$ не изменяется, а $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ – собственная функция оператора орбитального момента количества движения (сферическая функция) – преобразуется следующим образом:

$$Y_{lm}(\pi - \theta, \varphi + \pi) = (-1)^l Y_{lm}(\theta, \varphi). \quad (17.11)$$

В результате получим

$$\hat{P}\Psi = \pi(-1)^l \Psi \quad (17.12)$$

Величина $(-1)^l$ называется *орбитальной чётностью*.

Волновую функцию системы A независимых частиц можно представить в виде произведения волновых функций отдельных частиц (в более общем случае, в виде линейной комбинации этих произведений):

$$\psi(1, 2, \dots, A) = \Psi_1 \cdot \Psi_2 \cdot \dots \cdot \Psi_A, \quad (17.13)$$

где $\Psi_1 = \phi_1 \psi(\vec{r}_1)$, $\Psi_2 = \phi_2 \psi(\vec{r}_2)$, ..., $\Psi_A = \phi_A \psi(\vec{r}_A)$. Таким образом, при движении частиц в центральном поле,

$$\hat{P}\psi(1, 2, \dots, A) = \pi_1 \pi_2 \dots \pi_A (-1)^{l_1} \cdot (-1)^{l_2} \dots (-1)^{l_A} \psi(1, 2, \dots, A),$$

полная чётность системы определяется четностью каждой частиц π_i и её орбитальным моментом l .

$$P = \pi_1 \cdot \pi_2 \cdot \dots \cdot \pi_A \cdot (-1)^{\sum l_i} \quad (17.14)$$

Для двух частиц

$$P_{12} = \pi_1 \pi_2 (-1)^{l_1 + l_2} = \pi_1 \pi_2 (-1)^L, \quad (17.15)$$

где $L = l_1 + l_2$ – орбитальный момент относительного движения частиц в системе их центра инерции.

Формулы (17.14), (17.15) можно применять к реакциям с частицами, когда частицы до и после столкновения можно считать невзаимодействующими, а также к ядру как системе нуклонов, рассматривая их как независимые частицы, находящиеся в общем ядерном потенциале.

Ядерный гамильтониан

$$(17.16)$$

$$\hat{H} = \sum_{\alpha=1}^A \frac{\hat{p}_{\alpha}^2}{2m_{\alpha}} + \sum_{\beta < \alpha} V(|\vec{r}_{\alpha} - \vec{r}_{\beta}|),$$

где

$$\hat{p}^2 = -\hbar^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right),$$

$V(|\vec{r}_{\alpha} - \vec{r}_{\beta}|)$ – потенциал взаимодействия нуклонов a и b , обладает инвариантностью к пространственной инверсии.

Инвариантность гамильтониана относительно пространственной инверсии (17.16) означает, что атомное ядро не изменяет своих свойств при $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ и ядерные состояния можно характеризовать определенной четностью, которая в ядерных взаимодействиях сохраняется.

Электромагнитные процессы также инвариантны относительно пространственной инверсии, и четность в них сохраняется. Это следует из того, что уравнения Максвелла не изменяются при преобразовании $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$. В отличие от сильных и электромагнитных взаимодействий гамильтониан слабого взаимодействия не обладает инвариантностью относительно зеркального преобразования $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$. Это означает, что в слабых взаимодействиях четность не сохраняется. Системы, в которых слабые силы играют большую роль, нельзя характеризовать определенной четностью.

Смысл имеют лишь относительные внутренние четности. Для протона, состоящего из трех кварков с положительной внутренней четностью и нулевыми относительными орбитальными моментами, естественно получаем внутреннюю четность $\pi(p) = +1$. Нейтроны также имеют внутреннюю четность $\pi(n) = +1$. Внутренние четности частиц определяют, исходя из их кваркового состава и орбитального момента l кварков в составе адрона.

Соотношение

$$\hat{P}\psi(\vec{r}) = \psi(-\vec{r})$$

справедливо для скалярных функций $\psi(\vec{r})$. При действии оператора \hat{P} на векторную функцию $\vec{A}(\vec{r})$ следует изменить не только знаки радиусов-векторов частиц ($\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$), но также и знаки всех трёх компонент вектора \vec{A} ($A_x \rightarrow -A_x$, $A_y \rightarrow -A_y$, $A_z \rightarrow -A_z$), что происходит при изменении направления всех координатных осей на противоположные. Поэтому для любого истинного (полярного) вектора имеет место соотношение

$$\hat{P}\vec{A}(\vec{r}) = -\vec{A}(-\vec{r}).$$

Для фотона внутренняя четность отрицательна $\pi(\gamma) = -1$. Это является следствием того, что электромагнитное поле векторное. Оно описывается векторным потенциалом \vec{A} , который эквивалентен волновой функции фотона, а для векторной функции

$$\hat{P}\vec{A}(\vec{r}) = -\vec{A}(-\vec{r}), \quad (17.17)$$

что позволяет приписать фотону $\pi(\gamma) = -1$.

Внутренние четности частиц и античастиц с полуцелым спином (фермионов) противоположны, с целым спином (бозонов) – одинаковы.

Внутренние четности частиц определяют из распадов и реакций с участием частиц с известной внутренней четностью на основе закона сохранения полной четности.

В. Вайснопф, Л. Родберг: «Новые недавно выполненные в ядерной физике опыты свидетельствуют о том, что некоторые основные свойства природы имеют далеко не тот характер, который им приписывали. В истории физики редко случалось, чтобы изменение основных принципов следовало из результатов всего лишь нескольких опытов.

Прежде чем обсудить сами опыты, мы рассмотрим основной закон, ли который посягают полученные результаты. Это закон четности. Он может быть выражен в следующей форме:

каждый процесс, происходящий в природе, может протекать и так, каким он виден отраженным в зеркале. Это значит, что природа зеркально симметрична. Зеркальное изображение любого объекта есть также возможный объект природы; движение любого объекта, рассматриваемого в зеркале, есть также движение, разрешаемое законами природы. Любой выполненный в лаборатории опыт может быть выполнен таким образом, каким он кажется в зеркале, и любой полученный при этом эффект должен быть зеркальным изображением действительного эффекта. Выразаясь кратко, законы природы инвариантны относительно отражения.

Опыт был выполнен в Государственном Бюро стандартов в Вашингтоне, где имеется криогенная техника для опытов при очень низких температурах. Опыт осуществили Ву из Колумбийского университета и Амблер, Хейворд, Хоппс и Хадеон из Государственного Бюро стандартов. Они ориентировали вращение ядер кобальта и сравнили электронные интенсивности в двух противоположных относительно оси вращения направлениях.

Этот опыт имеет несколько замечательных особенностей. Он принадлежит к тем опытам, произвести которые отважились бы немногие физики, ибо его результат «с очевидностью» следовал из зеркальной симметрии. Большие открытия всегда связаны с тем, что «очевидное» подвергается сомнению. В этом случае заслуга принадлежит двум физикам теоретикам – Ли из Колумбийского университета и Янгу из Института проблемных исследований, которые указали экспериментаторам на необходимость этого опыта. Ли и Янг предположили, что для некоторых слабых взаимодействий, подобных β -распаду, принцип четности может оказаться неверным» [1].

Несохранение пространственной четности в слабых взаимодействиях

1956 г. Янг Чжэньнин, Ли Цзундао предположили нарушение пространственной четности в слабых взаимодействиях.

1956 г. Ву Дзяньсюн открыла несохранение пространственной четности в бета-распаде.

Пространственная чётность P

Пространственная чётность сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях и не сохраняется в слабых взаимодействиях.

Нобелевская премия по физике

1957 г. – Янг Чжэньнин, Ли Цзундао. За глубокие исследования так называемых законов четности, которые привели к важным открытиям в области элементарных частиц.



Янг Чжэньнин
(р. 1922)



Ли Цзундао
(р. 1926)

Зарядовая чётность

Операция \hat{C} зарядового сопряжения – это операция замены знаков всех зарядов на противоположные

$$x, y, z, \vec{p}, \vec{J}, Q, B, L_e, L_\mu, L_\tau, s, c, b, t \xrightarrow{C} x, y, z, \vec{p}, \vec{J}, -Q, -B, -L_e, -L_\mu, -L_\tau, -s, -c, -b, -t$$

При этом пространственные координаты x, y, z , импульс \vec{p} и спин \vec{J} частицы не изменяются. Так, например, в случае барионов и лептонов изменение знака электрического заряда сопровождается изменением знаков барионного B и лептонных L_e, L_μ и L_τ зарядов и, как следствие, изменением знака магнитного момента $\vec{\mu}$. Абсолютная величина магнитного момента не изменяется.

Электрический заряд Q	$\pm Q \xrightarrow{\hat{C}} \mp Q$
Барионный заряд B	$+1 \xrightarrow{\hat{C}} -1$
Лептонные заряды L_e, L_μ, L_τ	$+1 \xrightarrow{\hat{C}} -1$
Спин J	$\vec{J} \xrightarrow{\hat{C}} \vec{J}$
Магнитный момент	$\pm \vec{\mu} \xrightarrow{\hat{C}} \mp \vec{\mu}$
	$\mp s \xrightarrow{\hat{C}} \pm s$
Квантовые числа s, c, b, t	$\pm c \xrightarrow{\hat{C}} \mp c$
	$\mp b \xrightarrow{\hat{C}} \pm b$
	$\pm t \xrightarrow{\hat{C}} \mp t$

Знаком перед магнитным моментом обозначен магнитный момент параллельный и антипараллельный вектору спина, т.е. спиральность частицы.

Операция зарядового сопряжения переводит частицу в античастицу и наоборот.

$$\begin{aligned}\hat{C}|частица\rangle &= |\text{античастица}\rangle, \\ \hat{C}|\text{античастица}\rangle &= |частица\rangle\end{aligned}\quad (17.18)$$

Это утверждение несправедливо для нейтрино – частиц, имеющих определённое значение спиральности[4].

Если операцию зарядового сопряжения применить дважды, то получится частица с исходными квантовыми числами:

$$\hat{C}^2|частица\rangle = \hat{C}|\text{античастица}\rangle = |частица\rangle. \quad (17.19)$$

Оператор \hat{C}^2 это оператор тождественного преобразования, имеющий собственные значения $c = \pm 1$. Действительно, уравнение на собственные значения имеет вид

$$\hat{C}|частица\rangle = c|частица\rangle. \quad (17.20)$$

Отсюда, рассматривая совместно (17.19) и (17.20), получаем $c = 1$ и $c = \pm 1$. Однако оператор \hat{C} далеко не всегда имеет собственные значения, т.е. не для всех частиц или систем частиц формально записанное соотношение (17.20) имеет физический смысл. Если подействовать оператором зарядового сопряжения \hat{C} на состояние $|\pi^+\rangle$, описывающее π^+ -мезон:

$$\hat{C}|\pi^+\rangle = |\pi^-\rangle. \quad (17.21)$$

Получаем состояние $|\pi^-\rangle$, отличное от исходного состояния $|\pi^+\rangle$. Поэтому для π^\pm -мезона невозможно выполнение уравнения (17.20). Это свойство оператора \hat{C} обусловлено тем, что он не коммутирует с оператором заряда.

Оператор зарядового сопряжения имеет собственные значения только для полностью нейтральных (истинно нейтральных) частиц, таких как фотон γ , нейтральные мезоны $q_1\bar{q}_1 = \pi^0, \eta, \eta', \rho, \phi, \omega$ и другие, а также для полностью нейтральных систем частиц $\pi^+\pi^-, e^+e^-$ и др. Для таких частиц (систем) соотношение (17.20) приобретает смысл и величина C , называемая *зарядовой чётностью*, равна

либо +1, либо -1. Зарядовая чётность c является мультипликативным квантовым числом.

Как приписать определённое значение зарядовой чётности истинно нейтральным частицам? Квант электромагнитного поля – фотон – описывается векторным потенциалом $\vec{A}(\vec{r}, t)$, который создается электрическими зарядами. При зарядовом сопряжении все заряды изменяют знаки, а значит, изменяет знак и создаваемый ими векторный потенциал \vec{A} . Поэтому, обозначая состояние фотона $|\gamma\rangle = |\vec{A}\rangle$, можно записать

$$\hat{C}|\vec{A}\rangle = -|\vec{A}\rangle. \quad (17.22)$$

Таким образом, зарядовая чётность фотона отрицательная

$$C(\gamma) = -1.$$

Используя то обстоятельство, что электромагнитное взаимодействие C-инвариантно и зарядовая чётность в этом взаимодействии сохраняется, можно приписать определённую зарядовую чётность π^0 -мезону. Так как π^0 распадается в результате электромагнитного взаимодействия на два фотона: $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, то он должен иметь положительную зарядовую чётность:

$$\hat{C}|\pi^0\rangle = \hat{C}|\gamma\rangle \cdot \hat{C}|\gamma\rangle = (-|\gamma\rangle) \cdot (-|\gamma\rangle) = +|\pi^0\rangle. \quad (17.23)$$

Таким образом, зарядовая чётность π^0 положительна

$$C(\pi^0) = +1.$$

Сохранение зарядовой чётности запрещает некоторые распады. Так, например, распад $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ за счёт электромагнитного взаимодействия невозможен, т.к. зарядовая чётность π^0 -мезона +1, в то время как зарядовая чётность трёх γ -квантов $(-1)(-1)(-1) = -1$.

Получим общее выражение для зарядовой чётности системы фермион-антифермион (позитроний e^+e^- или $q\bar{q}$). Для определённости рассмотрим систему кварк-антикварк с противоположно направленными спинами, т. е. состояние $|q_\uparrow \bar{q}_\downarrow\rangle$. Операция зарядового сопряжения изменяет природу обеих частиц, сохраняя их спиновые состояния: $q_\uparrow \xrightarrow{\hat{C}} \bar{q}_\uparrow, \bar{q}_\downarrow \xrightarrow{\hat{C}} q_\downarrow$. В результате получается состояние $|\bar{q}_\uparrow q_\downarrow\rangle$, которое возникло бы при перестановке кварка и антикварка с одновременным обменом их спинами. Система $q\bar{q}$ является собственным состоянием оператора \hat{C} . Поэтому можно записать

$$\hat{C}|q_\uparrow \bar{q}_\downarrow\rangle = |\bar{q}_\uparrow q_\downarrow\rangle = C_{q\bar{q}}|q_\uparrow \bar{q}_\downarrow\rangle. \quad (17.24)$$

Для того чтобы вернуться из состояния $|\bar{q}_\uparrow q_\downarrow\rangle$ в исходное состояние $|q_\uparrow \bar{q}_\downarrow\rangle$, нужно осуществить замену $q \leftrightarrow \bar{q}$ и вновь поменять спиновые состояния кварков, т. е. одновременно переставить частицы и их спины. Операция перестановки q и \bar{q} в системе их центра масс эквивалентна операции пространственной инверсии, т.е. приводит к появлению перед волновой функцией системы множителя полной чётности системы P . В данном случае $P = P_q P_{\bar{q}} (-1)^L = (+1)(-1)(-1)^L = -(-1)^L = (-1)^{L+1}$, где P_q и $P_{\bar{q}}$ -внутренние чётности кварка и антикварка (соответственно +1 и -1), а L -их относительный орбитальный момент. Что касается перестановки спинов кварков, то, если спины кварков параллельны ($S=1$), то спиновая функция системы симметрична, т. е. не изменяет знак при перестановке спинов. Если спины кварков антипараллельны ($S=0$), то спиновая функция антисимметрична, т.е. изменяет знак при перестановке спинов. Обе эти ситуации учитываются введением множителя $(-1)^{S+1}$ перед волновой функцией системы при перестановке спинов кварков. Таким образом, зарядовая чётность системы кварк-антикварк $C_{q\bar{q}}$ (и любой другой системы

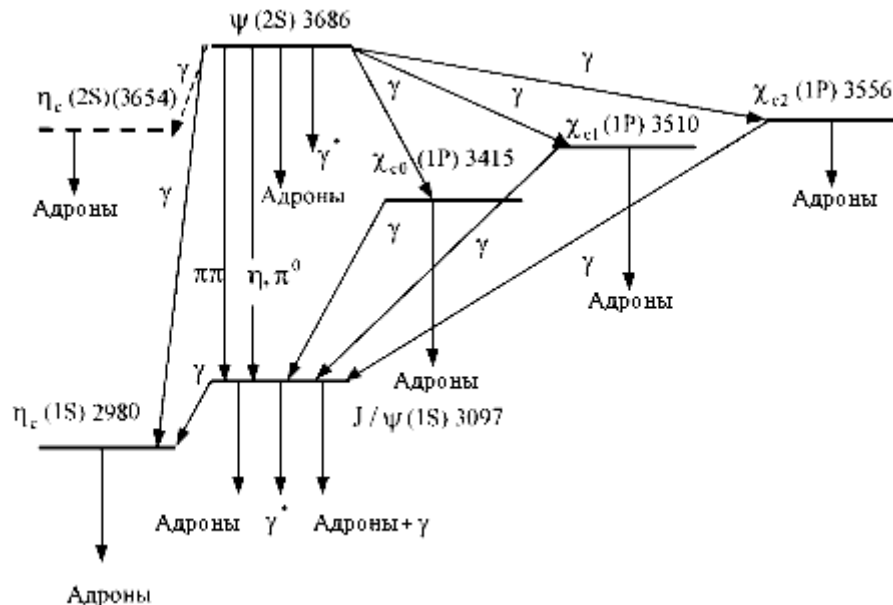
фермион-антифермион) является произведением множителя полной чётности системы $(-1)^{L+1}$ и множителя $(-1)^{S+1}$, учитывающего характер симметрии спиновой волновой функции системы:

$$C_{q\bar{q}} = C_{e^+e^-} = (-1)^{L+1}(-1)^{S+1} = (-1)^{L+S}. \quad (17.25)$$

Из закона сохранения зарядовой четности следует, какое число фотонов образуется при распаде парапозитрония и ортопозитрония.

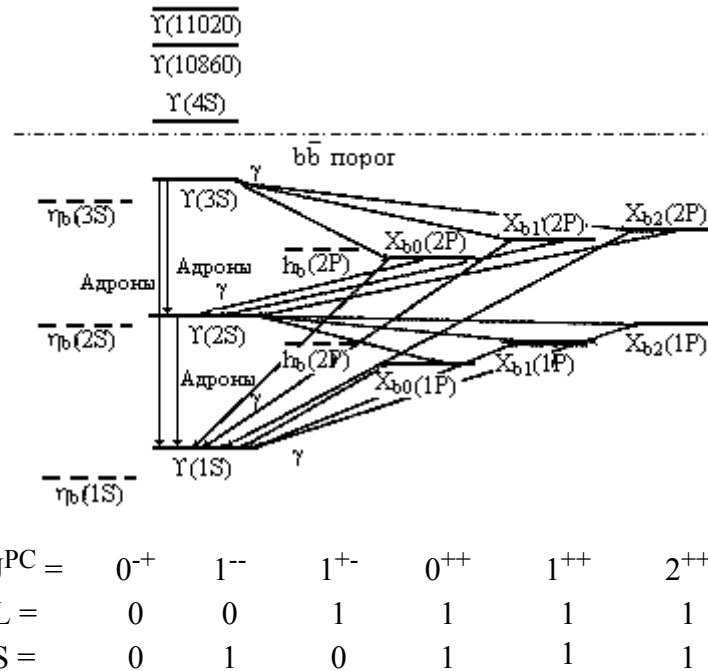
Распад позитрония происходит в результате аннигиляции входящих в его состав e^+ и e^- , т. е. за счет сохраняющего зарядовую чётность процесса $e^+ + e^- \rightarrow$ фотоны, обусловленного электромагнитным взаимодействием. У парапозитрония $L=S=0$, а у ортопозитрония $L=0, S=1$. Поэтому зарядовая чётность парапозитрония $C_{\text{пара}} = (-1)^{L+S} = (-1)^0 = +1$, а ортопозитрония $-C_{\text{орто}} = (-1)^{L+S} = (-1)^1 = -1$. Поскольку зарядовая чётность фотона $C_\gamma = -1$, то парапозитроний может распадаться только на чётное число фотонов, а ортопозитроний – на нечётное число фотонов. Наиболее вероятен распад с минимально возможным числом фотонов. Распад с одним фотоном в конечном состоянии запрещён законами сохранения энергии и импульса. Поэтому парапозитроний преимущественно распадается на 2 фотона, а ортопозитроний – на 3 фотона.

Кварк-антикварковая ($q_i\bar{q}_j$) структура мезонов делает возможным существование истинно нейтральных мезонов. Все аддитивные квантовые числа (электрический и барионный заряды, кварковый аромат) в мезоне, состоящем из кварка и антикварка одного типа, в сумме равны нулю.



$J^{PC} =$	0^{-+}	1^{--}	0^{++}	1^{++}	2^{++}
$L =$	0	0	1	1	1
$S =$	0	1	1	1	1

Рис. 17.1. Связанные состояния $s\bar{s}$.

Рис. 17.2. Связанные состояния $b \bar{b}$.

На рис. 17.1 и 17.2 показаны связанные состояния чармония ($c \bar{c}$) и боттомония ($b \bar{b}$). Приведены спины \vec{J} , четности P , зарядовые четности C , орбитальный L и спиновый S моменты системы кварк-антикварк.

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}.$$

Зарядовая чётность C

Зарядовая чётность сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях и не сохраняется в слабых взаимодействиях.

Нейтрино. С-, Р-, СР-преобразования

Зарядовая симметрия означает, что если существует какой-либо процесс с участием частиц, то при замене их на античастицы (зарядовом сопряжении), процесс также существует и происходит с той же вероятностью. Зарядовая симметрия отсутствует в процессах с участием нейтрино и антинейтрино. В природе существуют только левоспиральные нейтрино и правоспиральные антинейтрино. Если каждую из этих частиц (для определённости будем рассматривать электронное нейтрино ν_e и антинейтрино $\bar{\nu}_e$) подвергнуть операции зарядового сопряжения, то они перейдут в несуществующие объекты с лептонными числами и спиральностями.

$$\begin{aligned}\hat{C}\nu_e &= \hat{C}|L_e = +1, h = -1\rangle = |L_e = -1, h = -1\rangle, \\ \hat{C}\bar{\nu}_e &= \hat{C}|L_e = -1, h = +1\rangle = |L_e = +1, h = +1\rangle.\end{aligned}$$

Таким образом, в слабых взаимодействиях нарушаются одновременно P - и C -инвариантность. Однако, если над нейтрино (антинейтрино) совершить две последовательные операции – P - и C -преобразования (порядок операций не важен), то вновь получим нейтрино, существующие в природе. Последовательность операций \hat{P} и \hat{C} (или в обратном порядке) носит название CP -преобразования. Результат CP -преобразования (комбинированной инверсии) ν_e и $\bar{\nu}_e$ следующий:

$$\begin{aligned}\hat{C}\hat{P}\nu_e &= |L_e = -1, h = -1\rangle = \bar{\nu}_e, \\ \hat{C}\hat{P}\bar{\nu}_e &= |L_e = +1, h = +1\rangle = \nu_e.\end{aligned}$$

Таким образом, для нейтрино и антинейтрино операция, переводящая частицу в античастицу, это не операция зарядового сопряжения, а СР-преобразование.

Было высказано предположение, что хотя в слабых взаимодействиях нет отдельно Р- и С-инвариантности, но есть СР-инвариантность, т. е. инвариантность к преобразованию комбинированной инверсии $\hat{C}\hat{P}$. Ставилось большое число экспериментов по проверке СР-инвариантности в слабых процессах. Так, изучались распады покоящихся π^\pm -мезонов, идущие с нулевым относительным орбитальным моментом образующихся лептонов

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu.$$

Как известно, π^\pm имеет нулевой спин $s(\pi) = 0$. В то же время $s(\mu) = s(\nu) = 1/2$. Таким образом, если бы Р- и С-инвариантности наблюдались в слабых распадах π^\pm -мезонов, то были бы возможны четыре варианта распада покоящихся π^\pm , удовлетворяющих законам сохранения импульса и углового момента (рис. 17.3).

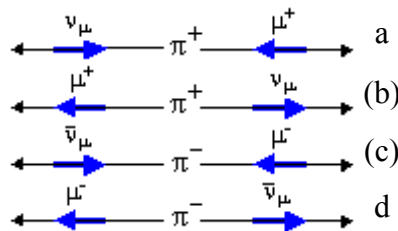


Рис. 17.3. Распады заряженных пионов, разрешённые Р- и С-инвариантностью. Взаимная ориентация векторов импульсов (черные стрелки) и проекций спинов на направление движения (синие стрелки)

Однако в природе реализуются лишь состояния а и d с «правильной» спиральностью, удовлетворяющие СР-инвариантности слабых взаимодействий для ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$. Вылетающие в этих случаях ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ в силу законов сохранения импульса и момента количества движения «навязывают» μ^+ и μ^- соответственно левую и правую спиральность. Такие спиральности образующихся в слабых взаимодействиях μ^+ и μ^- были бы запрещены, если бы мюоны были ультрарелятивистскими (т. е. имели скорости $v \approx c$). Однако распад пиона из состояния покоя идёт с малым энерговыделением (34 МэВ), мюоны рождаются нерелятивистскими и могут иметь как правую, так и левую спиральность.

Распады $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ и $\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$ должны были бы происходить чаще, чем распады $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ и $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$, т.к. в распадах с образованием $e^+ \nu_e$ и $e^- \bar{\nu}_e$ энерговыделение гораздо больше. Однако большое энерговыделение приводит к подавлению распадов с образованием электронов и позитронов, т.к. в этом случае рождаются релятивистские частицы.

Ультрарелятивистские фермионы, участвующие в любом слабом процессе, должны иметь значение спиральности $h = -1$ для частиц и $h = +1$ для античастиц. В указанных распадах нейтрино будут иметь спиральность $h = -1$. Поэтому из закона сохранения момента импульса следует, что спин e^+ должен быть направлен против его импульса. Позитрон образовался в результате слабого взаимодействия, и, следовательно, он должен был бы иметь $h(e^+) = -1$. Т.к. масса позитрона мала, распад $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ сильно подавлен. Но масса μ^+ существенно больше массы позитрона $m_\mu \gg m_e$. Поэтому он испускается в состоянии, которое является смесью состояний с «правильной» ($h = +1$) и «неправильной» ($h = -1$) спиральностями. Распад происходит благодаря примеси «неправильной» компоненты. Это позволяет объяснить подавление распада $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ по сравнению с распадом $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ в 10^4 раз. В распаде $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ доля состояний с «неправильной» спиральностью гораздо меньше, чем в распаде. Величина подавления распада имеет порядок v/c , где v – скорость заряженного лептона, образующегося в распаде π^\pm -мезона.

Распады нейтральных каонов. Нарушение СР-симметрии

Открытие несохранения комбинированной СР-четности было сделано при изучении свойств К-мезонов. Неожиданности начались с изучения образования и распада Λ -гиперона. В результате реакции $\pi^- + p$ вероятность рождения Λ -частицы оказалась большой по сравнению с её вероятностью распада

$$\Lambda \rightarrow \pi^- + p.$$

Λ рождались под действием π -мезонов в 10^{13} раз интенсивнее, чем распадались. Для объяснения этого явления Гелл-Манн, Пайс, Накано, Нишиджима независимо выдвинули гипотезу о том, что в отличие от триплета π -мезонов – π^+ , π^- и π^0 , существует два дублета К-мезонов (K^+ , K^0) и соответствующие им античастицы (K^- , \bar{K}^0), а не казавшийся вполне естественным триплет (K^+ , K^- , K^0). Для объяснения поведения Λ -гиперона и дублетов К-мезонов Нишиджима ввел новое квантовое число странность s , которое сохраняется в сильных взаимодействиях и не сохраняется в слабых взаимодействиях. Мезонам K^+ и K^0 была приписана странность $s = +1$

$$s(K^+, K^0) = 1,$$

а мезонам K^- , \bar{K}^0 и Λ -гиперону странность $s = -1$

$$s(K^-, \bar{K}^0, \Lambda) = -1.$$

Объединение К-мезонов в два дублета означало, что K^0 и \bar{K}^0 являются двумя разными частицами.

Исследования свойств нейтральных K^0 и \bar{K}^0 -мезонов представляет особый интерес, т. к. они позволяют изучить ряд уникальных проявлений принципов квантовой механики.

1. Линейные комбинации двух состояний также является состоянием системы. K^0 и \bar{K}^0 можно представить как суперпозицию двух других состояний K_1 и K_2 .
2. Распады K^0 и \bar{K}^0 -мезонов показали, что СР-симметрия не является точной симметрией.

Нейтральные мезоны K^0 и \bar{K}^0 являются частицей и античастицей. Единственное квантовое число, которым различаются K^0 и \bar{K}^0 , – это странность ($s(K^0) = +1$, $s(\bar{K}^0) = -1$). Поэтому обе частицы должны иметь одинаковые массы и одинаковые времена жизни. K^0 имеет кварковую структуру $d\bar{s}$, а \bar{K}^0 – $s\bar{d}$. Они по-разному ведут себя в сильном взаимодействии. Так, согласно закона сохранения странности в сильных взаимодействиях \bar{K}^0 -мезоны могут образовываться в реакции

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0, \quad \Delta s = 0 \quad (17.26)$$

в то время как для \bar{K}^0 -мезонов такая реакция запрещена

$$\pi^- + p \not\rightarrow \Lambda + \bar{K}^0, \quad \Delta s = -2 \quad (17.27)$$

\bar{K}^0 в сильных взаимодействиях могут образовываться в реакции

$$\pi^- + p \rightarrow n + \bar{K}^0 + K^0, \quad (17.28)$$

которая идёт при более высоких энергиях по сравнению с реакцией (17.26). Распады K^0 и \bar{K}^0 -мезонов происходят в результате слабого взаимодействия. При этом наблюдается ситуация показанная схематически на рис. 17.4.

Если пучком π^- -мезонов обстреливать мишень, то в результате реакции (17.26) из мишени будут вылетать Λ -гипероны и \bar{K}^0 -мезоны. Так как время жизни Λ -гиперонов $2.6 \cdot 10^{-10}$ с, они распадаются вблизи мишени на протон и π^- -мезон.

$$\Lambda \rightarrow \pi^- + p.$$

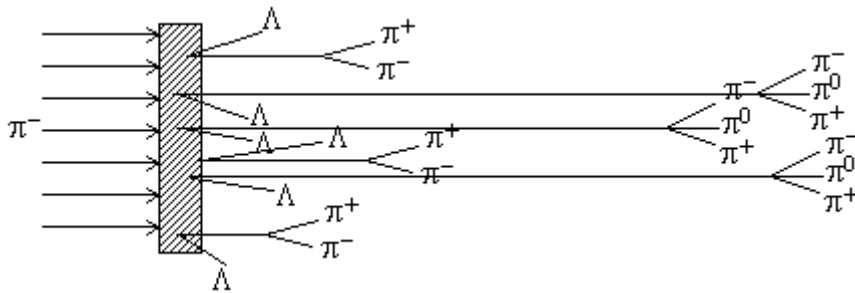


Рис. 17.4. Образование \bar{K}^0 мезонов в реакции $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + \bar{K}^0$.

Вблизи мишени наблюдаются также вилки $\pi^- \pi^+$ от распадов \bar{K}^0 -мезонов

$$K^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+.$$

Однако такие распады наблюдаются лишь для 50% образовавшихся K^0 -мезонов. В оставшихся 50% случаев K^0 распадается гораздо дальше от мишени на 3 π -мезона.

Операция зарядового сопряжения \hat{C} превращает K^0 в \bar{K}^0 , а \bar{K}^0 – в K^0 .

$$\hat{C} |K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle, \quad \hat{C} |\bar{K}^0\rangle = -|K^0\rangle.$$

Нейтральные каоны рождаются в сохраняющем изоспин и странность сильном взаимодействии, а распадаются в результате слабого взаимодействия на два или три пионы. В слабом взаимодействии странность может не сохраняться. Поэтому, находясь в свободном состоянии, K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны могут переходить друг в друга в результате двух последовательных виртуальных процессов с изменением странности в каждом из них на единицу $\Delta s = 1$.

В результате возникает смешивание состояний K^0 и \bar{K}^0 . Механизм этого смешивания можно описать с помощью кварковой диаграммы (рис. 17.5).

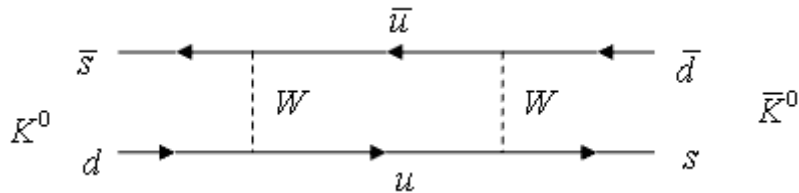


Рис. 17.5. Кварковая диаграмма, поясняющая механизм смешивания K^0 и \bar{K}^0 .

Действие операторов \hat{C} , \hat{P} и $\hat{C}\hat{P}$ на волновые функции K^0 и \bar{K}^0 можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \hat{C} |K^0\rangle &= -|\bar{K}^0\rangle, & \hat{C} |\bar{K}^0\rangle &= -|K^0\rangle, \\ \hat{P} |K^0\rangle &= -|K^0\rangle, & \hat{P} |\bar{K}^0\rangle &= -|\bar{K}^0\rangle, \\ \hat{C}\hat{P} |K^0\rangle &= |\bar{K}^0\rangle, & \hat{C}\hat{P} |\bar{K}^0\rangle &= |K^0\rangle, \end{aligned}$$

т. е. состояния K^0 и \bar{K}^0 не имеют определенного значения СР-четности. Однако из состояний K^0 и \bar{K}^0 можно построить линейную комбинацию состояний K_1^0 и K_2^0 , имеющую определенные значения СР-четности:

$$\begin{aligned} |K_1^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle), \\ |K_2^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle). \end{aligned}$$

CP-четности состояний K_1^0 и K_2^0

$$\begin{aligned}\hat{C}\hat{P}|K_1^0\rangle &= +1|K_1^0\rangle, \\ \hat{C}\hat{P}|K_2^0\rangle &= -1|K_2^0\rangle.\end{aligned}$$

K_1 и K_2 не являются частицей и античастицей и поэтому могут иметь разные характеристики распада.

Проанализируем выполнение закона сохранения комбинированной CP-четности в распадах \bar{K}^0 -мезонов на 2 и 3 π -мезона.

Двухпионные $\pi^+\pi^-$ и трехпионные $\pi^+\pi^-\pi^0$ системы при нулевом орбитальном моменте L являются собственными состояниями $\hat{C}\hat{P}$ -оператора. Для двухпионной системы

$$\pi^+\pi^-\text{-система, } L = 0.$$

Операция \hat{P} эквивалентна обмену $\pi^+\pi^-$ -мезонов местами. При таком обмене волновая функция приобретает множитель $(-1)^L$.

$$\hat{P}|\pi^+\pi^-\rangle = \hat{P}|\pi^+\pi^-\rangle \hat{P}|\pi^+\pi^-\rangle (-1)^L = +1 |\pi^+\pi^-\rangle.$$

Операция \hat{C} превращает π^+ в π^- и π^- в π^+ , т. е. она тоже эквивалентна обмену местами $\pi^+\pi^-$ -мезонов.

$$\begin{aligned}\hat{C}|\pi^+\pi^-\rangle &= (-1)^L |\pi^+\pi^-\rangle = +1 |\pi^+\pi^-\rangle, \\ \hat{C}\hat{P}|\pi^+\pi^-\rangle &= (-1)^{2L} |\pi^+\pi^-\rangle = |\pi^+\pi^-\rangle.\end{aligned}$$

Собственное значение $\hat{C}\hat{P}$ -оператора двухпионной системы в состоянии $L = 0$ равно +1.

Для трехпионной системы

$$\begin{aligned}\pi^+\pi^-\pi^0 \text{ система, } L = 0. \\ \hat{P}|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle &= \hat{P}|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle \hat{P}|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle (-1)^L = -1 |\pi^+\pi^-\pi^0\rangle, \\ \hat{C}|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle &= |\pi^+\pi^-\pi^0\rangle (-1)^L = +1 |\pi^+\pi^-\pi^0\rangle, \\ \hat{C}\hat{P}|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle &= -1 |\pi^+\pi^-\pi^0\rangle.\end{aligned}$$

Собственное значение $\hat{C}\hat{P}$ -оператора трехпионной системы ($L = 0$) равно -1.

Таким образом, состояния $|K_1^0\rangle$ и $|K_2^0\rangle$ имеют определенные значения CP-четности, но не имеют определенного значения странности s. Можно записать

$$\begin{aligned}|K^0\rangle &= (|K_1^0\rangle + |K_2^0\rangle)/\sqrt{2}, \\ |\bar{K}^0\rangle &= (|K_1^0\rangle - |K_2^0\rangle)/\sqrt{2}.\end{aligned}$$

Т.е. каждая из частиц K^0 и \bar{K}^0 является суперпозицией состояний K_1^0 и K_2^0 . Т.к. $CP(K_1^0) = +1$, в соответствии с законом сохранения комбинированной четности, K_1^0 распадается на 2 π -мезона. Среднее время жизни состояния $\tau(K_1^0) \simeq 0.9 \cdot 10^{-19}$ с. В свою очередь $CP(K_2^0) = -1$, поэтому K_2^0 распадается на 3 π -мезона, также без нарушения комбинированной четности. Время жизни K_2^0 должно быть больше времени жизни K_1^0 из-за меньшего фазового объема для продуктов распада ($\tau(K_2^0) \simeq 5 \cdot 10^{-8}$ с). Т.к. K^0 -мезон на 50% состоит из компоненты K_1^0 , то вблизи мишени наблюдаются распады этой компоненты на 2 π -мезона. На большем расстоянии от мишени наблюдается распад компоненты K_2^0 на 3 π -мезона.

В природе существует две линейно независимые комбинации состояний K_L^0 и K_S^0 , которые отвечают частицам с различными массами и средним временем жизни:

$$m(K^0) = 497.67 \text{ МэВ}$$

$$\tau(K_L^0) = 5.2 \cdot 10^{-8} \text{ с},$$

$$\tau(K_S^0) = 0.9 \cdot 10^{-10} \text{ с}.$$

Основные каналы распада K_S^0

$$K_S^0 \rightarrow \begin{array}{ll} \pi^+ \pi^- & 68.6\%, \\ \pi^0 \pi^0 & 31.4\% \end{array}$$

Основные каналы распада K_L^0

$$K_L^0 \rightarrow \begin{array}{ll} \pi^0 \pi^0 \pi^0 & 21.1\%, \\ \pi^+ \pi^- \pi^0 & 12.6\% \\ \pi^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu, \pi^- \mu^+ \nu_\mu & 27.1\% \\ \pi^+ e^- \bar{\nu}_e, \pi^- e^+ \nu_e & 38.8\% \end{array}$$

Рассчитанная в предположении сохранения CP-инвариантности разность масс K_L^0 и K_S^0

$$m(K_L^0) - m(K_S^0) = (3.491 + 0.009) \cdot 10^{-12} \text{ МэВ}.$$

Если CP-инвариантность имеет место, можно считать:

$$|K_S^0\rangle \equiv |K_1^0\rangle, \quad |K_L^0\rangle \equiv |K_2^0\rangle.$$

Однако, в 1964 г. Дж. Кронин и В.Фитч обнаружили, что в распадах нейтральных каонов происходит нарушение CP-инвариантности. Оказалось, что существует малая, но конечная вероятность распада K_L^0 -мезона на два π -мезона

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-,$$

в котором собственное значение \hat{CP} -оператора в конечном состоянии имеет CP = +1:

$$\frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(K_L \rightarrow \text{all})} = (2.03 \pm 0.04) \cdot 10^{-3}.$$

Этот результат означает, что нельзя отождествлять состояние K_S^0 с K_1^0 и K_L^0 с K_2^0

Вместо этого можно следующим образом определить состояния K_L^0 и K_S^0

$$\begin{aligned} |K_S^0\rangle &= \left(\frac{1}{1 + |\varepsilon_1|^2} \right)^{1/2} (|K_1^0\rangle + \varepsilon_1 |K_2^0\rangle), \\ |K_L^0\rangle &= \left(\frac{1}{1 + |\varepsilon_2|^2} \right)^{1/2} (|K_2^0\rangle + \varepsilon_2 |K_1^0\rangle), \end{aligned}$$

где ε_1 и ε_2 - малые комплексные числа.

1964 г. В. Фитч, Дж. Кронин обнаружили нарушение CP-четности в распадах K^0 -мезонов.

В. Л. Фитч: «Общий вид использованной нами в этих экспериментах аппаратуры показан на рис. 1. Она представляла собой двухплечевой спектрометр, в каждом плече которого до и после отклоняющего магнита расположены искровые камеры, фиксирующие траектории частиц.

Черенковские сцинтилляционные счетчики в обоих плечах были включены на совпадения и вырабатывали сигналы, запускающие искровые камеры, и треки частиц фотографировались на пленку. Аппаратура была расположена в пучке нейтральных частиц брукхейвенского протонного синхротрона на таком расстоянии, что K_1^0 -мезоны должны были уже распасться и в пучке оставались только K_2^0 -мезоны. Угол между плечами спектрометра был выбран так, чтобы обеспечить оптимальный режим детектирования нейтральных каонов, распадающихся на два заряженных пиона. На стадии регенерации на пути пучка нейтральных частиц ставились блоки из различных плотных материалов. Объем, в котором мог происходить последующий свободный распад K_2^0 -мезона на два пиона, был заполнен газообразным гелием с целью свести возможное взаимодействие к минимуму.

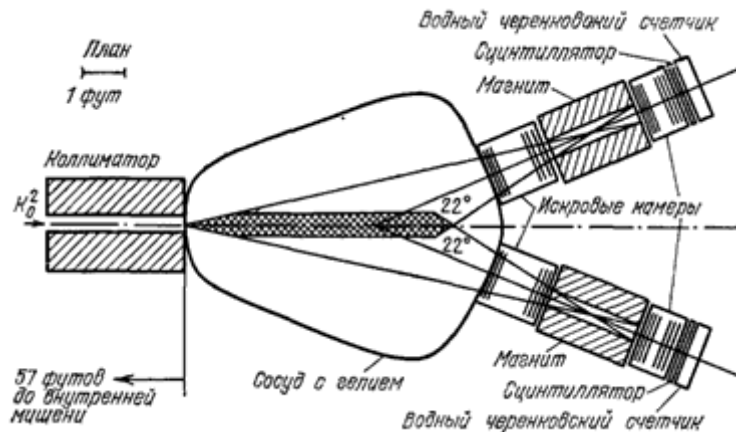


Рис.1. Общий вид установки.

Распад на два пиона выделялся среди огромного количества обычных трехчастичных распадов K_2^0 -мезонов по двум признакам. Во-первых, в этом случае вектор суммы импульсов двух зарегистрированных частиц должен был быть ориентирован по направлению первоначального пучка K_2^0 -мезонов, чего, вообще говоря, не должно наблюдаться при трехчастичном распаде; и, во-вторых, вычисленная по данным о продуктах распада масса «родителя» должна совпадать с массой K^0 -мезона. Полученные нами результаты представлены на рис. 2 и 3. На рис. 2 показала картина, которая получилась в результате обработки фотографий с помощью сравнительно грубого измерительного устройства. Появление пика событий вдоль направления пучка послужило стимулом для более точных измерений, результаты которых приведены на рис. 3. Из него явствует, что в соответствующем интервале масс зарегистрировано около 56 событий, в то время как фон равен всего лишь 11. Из этих данных мы заключили, что доля, которую составляют распады K_2^0 -мезона на два пиона по отношению ко всем модам распада с участием заряженных частиц, равна $2 \cdot 10^{-3}$. Это было первым свидетельством о возможности распада, который абсолютно запрещен CP-инвариантностью. Мы остро осознавали всю важность результата, и, я должен признаться, вначале сами в него не поверили. Потратив почти полгода на поиски альтернативных возможностей объяснения обнаруженного нами эффекта, мы убедились в их безрезультатности».

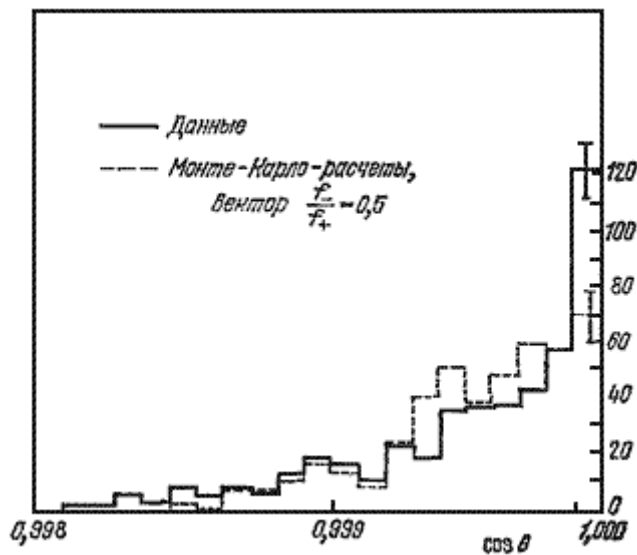


Рис. 2. Угловое распределение событий в соответствующем интервале масс.

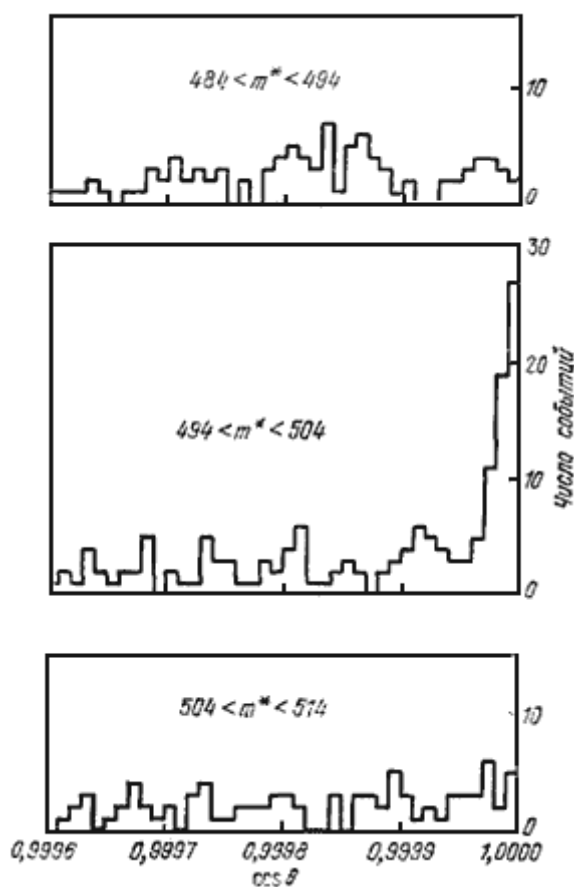


Рис.3. Угловое распределение событий, полученное после точной обработки, в трех интервалах масс.

Нарушение CP-четности невелико (доля распадов нейтральных каонов с нарушением CP-инвариантности $\approx 10^{-3}$), однако само его существование важно для фундаментальной физики.

Нобелевская премия по физике

1980 г. – В. Фитч, Дж. Кронин.

За открытие нарушения фундаментальных принципов симметрии в распаде нейтральных K-мезонов.

Вал Фитч
(р. 1923)Джеймс Кронин
(р. 1931)

Операция обращения времени

Операция обращения времени T сводится к замене $t \rightarrow -t$. Преобразование пространственных координат \vec{r} , импульса \vec{p} и момента импульса \vec{J} при операции обращения времени:

$$t, \vec{r}, \vec{p}, \vec{J} \xrightarrow{T} -t, \vec{r}, -\vec{p}, -\vec{J}.$$

В результате T -преобразования происходит изменение знаков импульса, момента импульса и меняются местами начальное и конечное состояния. Операция обращения времени превращает исходное движение в обратное.

Импульс и момент количества движения при обращении времени изменяют свои направления на противоположные, так как эти величины по определению содержат производные по времени $d\vec{r}/dt$ (импульс $\vec{p} = m(d\vec{r}/dt)$, момент количества движения $\vec{J} = [\vec{r} \times \vec{p}]$). При обращении времени энергия не изменяется.

На рис. 17.6 показано T -преобразование процесса распада π^- -мезона:

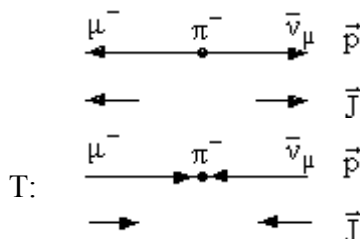


Рис. 17.6. T -преобразование процесса распада π^- -мезона.

Из требования T -инвариантности следует равенство сечений прямого и обратного процессов, что позволяет проверить выполнение T -инвариантности в различных процессах.

Спиральность частицы $h = \frac{\vec{J} \cdot \vec{p}}{|\vec{J}| |\vec{p}|}$ инвариантна по отношению к обращению времени, \vec{s} – спин частицы, \vec{p} – ее импульс.

При обращении времени как импульс, так и спин (момент количества движения) изменяют знаки. Следовательно, спиральность, являющаяся произведением этих величин, должна сохраняться.

Рассмотрим, как изменяются при операции обращения времени векторный и скалярный потенциалы, напряженность электрического и магнитного поля. По определению

$$\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \text{grad} \varphi$$

и

$$\vec{H} = \text{rot} \vec{A},$$

где φ и \vec{A} – скалярный и векторный потенциалы электромагнитного поля, \vec{E} – напряженность электрического поля и \vec{H} – напряженность магнитного поля. Уравнение движения заряда в электромагнитном поле будет

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = e\vec{E} + \frac{e}{c} [\vec{v}\vec{H}].$$

Уравнения движения инвариантны по отношению к обращению времени, поэтому вместе с заменой t на $-t$ надо изменить знак магнитного поля, то есть уравнение движения не изменяется, если провести замену

$$t \rightarrow -t, \quad \vec{E} \rightarrow \vec{E}, \quad \vec{H} \rightarrow -\vec{H}.$$

При этом скалярный потенциал не изменяется, а векторный потенциал изменяет знак:

$$\varphi \rightarrow \varphi, \quad \vec{A} \rightarrow -\vec{A}.$$

Таким образом, обращение времени оставляет скалярный потенциал и напряженность электрического поля неизменными, а векторный потенциал и напряженность магнитного поля при этом изменяют направление на противоположное.

Уравнения Максвелла Т-инвариантны. Сильное взаимодействие тоже Т-инвариантно. Одно из следствий Т-инвариантности – равные вероятности прямых и обратных реакций $a + b \leftrightarrow c + d$. Многочисленные проверки не обнаружили нарушения этого равенства. Однако точность таких проверок не слишком высока – обычно на уровне $10^{-2} - 10^{-3}$.

Обнаружение нарушения CP-инвариантности позволяет сделать очень важный для физики вывод о Т-инвариантности нашего мира. Дело в том, что существует CPT-теорема. Смысл CPT-теоремы можно свести к следующему утверждению: наш мир и мир, полученный из нашего путём зарядового сопряжения, пространственной инверсии и обращения времени, идентичны. То есть наш мир и мир, являющийся его зеркальным отражением с заменой всех частиц на античастицы и движением всех объектов в обратном направлении, идентичны. Любой мыслимый гамильтониан инвариантен относительно CPT преобразования. CPT-инвариантность является фундаментальным физическим принципом, который следует из требований специальной теории относительности и соблюдения принципа причинности.

CPT-теорема и нарушение CP-инвариантности приводят к дилемме. Либо нет Т-инвариантности (она должна нарушаться, если справедлива CPT-теорема), либо CPT-теорема не верна. Все известные факты свидетельствуют в пользу справедливости CPT-теоремы. CPT-инвариантность следует из общих принципов квантовой теории поля. Её нарушение потребовало бы радикально изменить такие основы этой теории, как принцип причинности и связь спина с квантовой статистикой. Простейшие тесты CPT-инвариантности – равенство масс и времён жизни частиц и античастиц. Лучший известный тест – ограничение на разность масс K^0 и её античастицы \bar{K}^0

$$\left| \frac{m_{K^0} - m_{\bar{K}^0}}{m_{K^0}} \right| \leq 10^{-18}.$$

Нарушение CP-инвариантности убедительно, хотя и косвенно, доказывает нарушение Т-инвариантности в распадах нейтральных каонов. Распад нейтральных каонов – не единственный известный процесс, в котором обнаружено нарушение CP-, а значит и Т-инвариантности.

Исследования распадов B^0 -мезонов показали, что и в этом случае также нарушается CP-четность.

Нарушение CP-симметрии в распадах В-мезонов наблюдалось в 2001 г. в эксперименте BaBar на ускорителе Стэндфордского центра линейных ускорителей SLAC (США) и в экспериментах на ускорителе KEK (Япония).

Объяснение причин нарушения CP-инвариантности в системе В-мезонов является одной из фундаментальных проблем физики. В частности на В-фабриках планируется исследование распадов

в области энергии $\Upsilon(4s)$ резонанса, который распадается на B^+B^- и $B^0\bar{B}^0$ -мезоны. Преимущество рождения B-мезонов на B-фабриках состоит в большом отношении числа нужных событий к фону. В частности на ускорителе LHC создан специальный детектор LHCb, предназначенный для изучения образования и распада прелестных частиц, содержащих b-кварк. Выяснение причин нарушения CP-четности является одной из фундаментальных проблем современной физики.

CP- и T-инвариантность

CP- и T-инвариантность сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях и не сохраняется в слабых взаимодействиях.

-
- [*] УФН, т. 66, вып. 1, стр. 79 (1958)
 - [†] УФН, т. 66, вып. 3, стр. 435 (1958)
 - [‡] Подробнее см. ниже.



18. Объединение взаимодействий

Современные идеи объединения различных взаимодействий берут начало от работ И. Ньютона. И. Ньютон открыл простой закон, согласно которому сила взаимодействия между двумя массивными телами пропорциональна их массам m_1 , m_2 и обратно пропорциональна квадрату расстояния r между ними:

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2},$$

где G - гравитационная постоянная Ньютона. С помощью этого закона он сумел рассчитать как закономерности падения тел, согласующиеся с наблюдениями Г. Галилея, так и закономерности движения планет, ранее установленные И. Кеплером. Так с помощью одного закона впервые удалось описать явления земных и космических масштабов.



Рис. 18.1. Этапы объединения взаимодействий

Следующий шаг в объединении взаимодействий был сделан Дж. Максвеллом, который показал, что электричество, магнетизм и свет можно описать системой дифференциальных уравнений, которые носят его имя. Уравнения Максвелла в гауссовой системе единиц имеют вид

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j},$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t},$$

$$\text{div } \mathbf{D} = 4\pi \rho,$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0,$$

где \mathbf{E} – напряженность электрического поля, \mathbf{H} – напряженность магнитного поля, \mathbf{D} – электрическая индукция, \mathbf{B} – магнитная индукция, ρ – плотность электрического заряда, \mathbf{j} – плотность электрического тока,

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H},$$

ϵ_0 – электрическая проницаемость среды, μ_0 – магнитная проницаемость среды. В вакууме $c = (\epsilon_0 \mu_0)^{-1/2}$.

Одним из приоритетов физики элементарных частиц на начальном этапе было установление закономерностей различных типов взаимодействий. Оказалось, что существует всего четыре типа фундаментальных взаимодействий: сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное, с помощью которых можно описать все известные в природе взаимодействия.

Электромагнитное и сильное взаимодействия можно описать с помощью обмена квантами соответствующих полей – фотонами и глюонами. Фотоны и глюоны являются калибровочными бозонами электромагнитного и сильного полей.

Одним из важных различий между электромагнитным и сильным взаимодействиями является то, что электромагнитное взаимодействие имеет два типа заряда – положительный и отрицательный, в то время как в сильных взаимодействиях – три цвета. Квантовое число цвет характеризует все сильно взаимодействующие частицы. В теории сильных взаимодействий для описания

взаимодействия между цветными частицами требуется 8 типов глюонов. Другим важным различием между сильным и электромагнитным взаимодействиями является то, что глюоны сами имеют цветовые квантовые числа, в то время как фотон – электрически нейтральная частица. Это различие имеет важные последствия, приводящие к таким явлениям как асимптотическая свобода и конфайнмент. На малых расстояниях сильные взаимодействия ослабевают (асимптотическая свобода), но при удалении кварков друг от друга на расстояния больше 10^{-13} см их связь возрастает (конфайнмент). Несмотря на то, что все сильновзаимодействующие частицы описываются на основе кварковой модели, никто не наблюдал изолированного свободного кварка.

Гипотеза о том, что слабое взаимодействие также обусловлено обменом некоторой заряженной частицей была, выдвинута еще в тридцатые годы XX века. Завершение эта идея получила в рамках единой теории, развитой в работах С. Вайнберга, А. Салама и Ш. Глэшоу, – электрослабой модели, связывающей электромагнитные и слабые взаимодействия,

В 1934 г. Э. Ферми создал теорию β -распада, в которой слабый процесс β -распада рассматривался как точечное четырехфермионное взаимодействие, описываемое с помощью константы Ферми

$$G_F = 1.17 \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}.$$

Вскоре были открыты и другие процессы слабых распадов, которые также хорошо описывались с помощью константы Ферми. Большое различие в вероятностях распада частиц λ в результате слабого взаимодействия объясняется различием в энергии ΔE , выделяющейся в результате слабого распада

$$\lambda \sim G_F^2 \cdot \Delta E^5.$$

В 1967 г. Ш. Глэшоу, С. Вайнберг, А. Салам предложили модель, объединяющую слабые и электромагнитные взаимодействия. В основе этой модели было предсказание четырех бозонов со спином $J = 1$, связанных между собой условиями симметрии. 3 бозона W^+ , W^- и Z^0 , имеющие большую массу, реализовывали слабое взаимодействие и один бозон, имеющий нулевую массу – γ -квант, реализовывал электромагнитное взаимодействие. Массы тяжелых бозонов возникали в результате взаимодействия с полем Хиггса.

Масса бозона W определяет связь безразмерной константы слабого взаимодействия g_w с константой Ферми G_F . Все слабые процессы до создания модели электрослабого взаимодействия описывались с помощью заряженных бозонов W^+ , W^- . Слабые процессы, происходящие под действием заряженных W^\pm -бозонов, называются процессами, идущими через заряженный ток. В модели Вайнберга – Салама – Глэшоу, наряду с заряженными бозонами, должен быть ещё один тяжелый нейтральный бозон Z^0 . Слабые процессы, происходящие под действием нейтрального Z^0 -бозона, называются процессами, идущими через нейтральный ток. Реакции под действием мюонных нейтрино через заряженные и нейтральные бозоны показаны на рис. 18.2, 18.3.

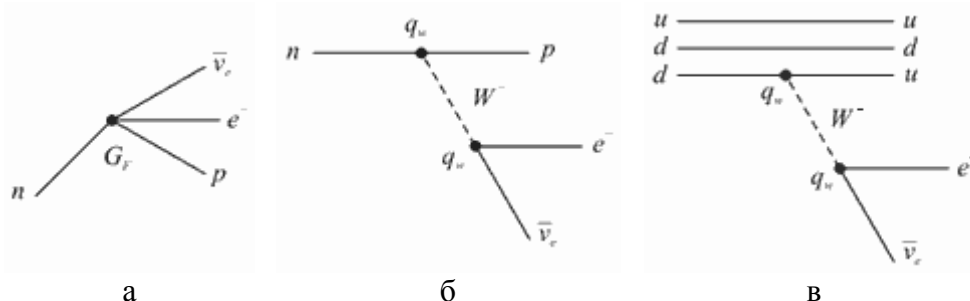


Рис. 18.2. Распад нейтрона: а) четырехфермионная модель Ферми, б) через промежуточный бозон W^- , в) в кварковой модели.

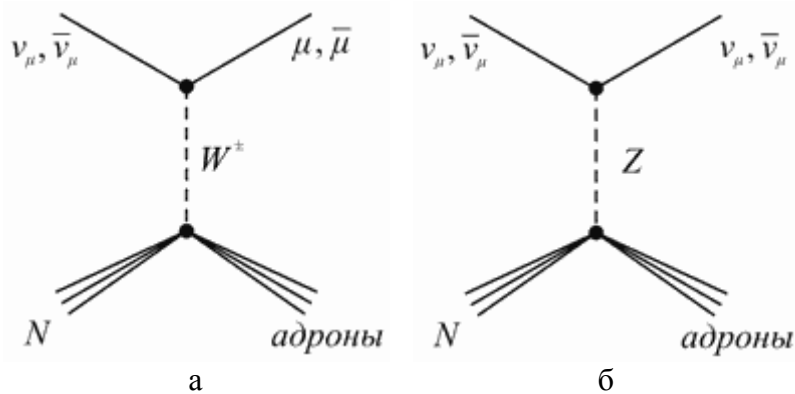


Рис. 18.3. Диаграмма слабого взаимодействия мюонных нейтрино (антинейтрино) с нуклоном N с образованием адронов в результате обмена заряженным бозоном W^\pm (заряженный ток) (а) и нейтральным бозоном Z (нейтральный ток) (б)

Отличие процессов с заряженным током от процесса с нейтральным током состоит в том, что в процессах с заряженными токами под действием нейтрино в конечном состоянии всегда появляется заряженный лептон того же семейства. В случае процессов с нейтральными токами нейтрино присутствует в начальном и конечном состоянии.

Нейтральные токи были открыты в 1973 г. в экспериментах на пузырьковой камере «Гаргамель», заполненной жидким фреоном. Эти результаты были затем подтверждены в других экспериментах.

Массы промежуточных бозонов $m(W^\pm)$ и $m(Z)$ в модели Вайнберга – Салама – Глэшоу выражаются через константу электромагнитного взаимодействия α , константу слабого взаимодействия Ферми G_F и угол Вайнберга θ_w

$$m^2(W^\pm) = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2} \sin^2 \theta_w \cdot G_F}, \quad m^2(Z) = \frac{m^2(W)}{\cos^2 \theta_w}.$$

Величина угла Вайнберга θ_w определяется из независимых экспериментов и при малых энергиях

$$\sin^2 \theta_w = 0.23.$$

Модель Вайнберга – Салама – Глэшоу предсказала массы промежуточных бозонов

Таблица 18.1

Зависимость констант взаимодействий от энергии

Энергия, ГэВ	Константа сильного взаимодействия α_s	Константа электромагнитного взаимодействия α_e	Константа слабого взаимодействия α_w
0.01	10	1/137	
0.1	1	1/135	1/27
1	0.40	1/133	1/28
100	0.12	1/128	1/30

Каждое взаимодействие характеризуется константой взаимодействия α_i , определяющей его силу. Однако изучение взаимодействия при всё более высоких энергиях показало, что константы взаимодействий α_i не являются константами, а зависят от энергии.

Уменьшение константы сильного взаимодействия α_s с ростом энергии – следствие антиэкранировки сильного (цветового) заряда, приводящей к асимптотической свободе. Антиэкранировка также имеет место и для слабого заряда и понижает α_w с ростом энергии.

Константа электромагнитного взаимодействия α_e из-за экранировки растёт с увеличением энергии.

Наиболее резко с энергией изменяется константа сильного взаимодействия. Величины, обратные константам взаимодействия, т.е. $1/\alpha_i$, согласно теории зависят от энергии логарифмически и соответствующие предсказываемые Стандартной моделью зависимости приведены на рис. 18.4.

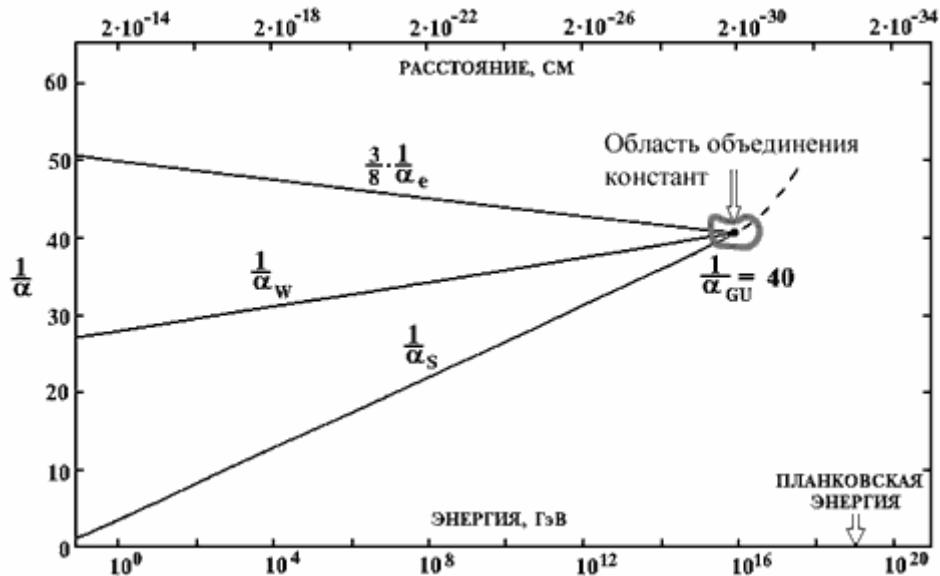


Рис. 18.4. Зависимость обратных величин констант взаимодействий от энергии.

Из этого рисунка видно, что константы различных взаимодействий, сильно различающиеся при низких энергиях, с ростом энергии сближаются при энергиях 10^{15} – 10^{16} ГэВ к общему значению

$$\alpha_{GU} \approx 1/40.$$

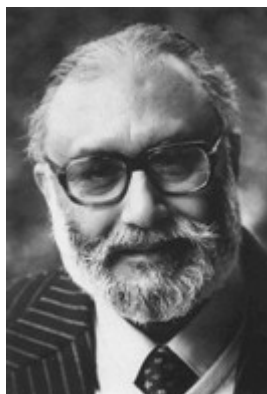
На этом основана надежда создать теорию, объединяющую сильное, электромагнитное и слабое взаимодействия. Концепции объединения этих трёх взаимодействий называют Великим Объединением - *Grand Unification (GU)*.

Электрослабая модель, объединившая электромагнитное и слабое взаимодействие, — лишь часть программы Великого Объединения.

1967 г. С. Вайнберг, А. Салам, Ш. Глэшоу создали модель электрослабого взаимодействия



Шелдон Глэшоу
(р. 1932)



Абдус Салам
(1926 – 1996)



Стивен Вайнберг
(р. 1933)

Нобелевская премия по физике

1979 г. — С. Вайнберг, А. Салам, Ш. Глэшоу. За вклад в теорию объединенного слабого и электромагнитного взаимодействия между элементарными частицами, включающий в том числе предсказание слабого нейтрального тока.



Ш. Глэшоу, А. Салам, С.Вайнберг на вручении Нобелевской премии (1979 г.)

На рис. 18.4 зависимость $1/\alpha_e$ приведена с коэффициентом $3/8$. Появление этого коэффициента связано с понятием *угла Вайнберга* θ_w (его называют также *слабым углом смешивания*). Этот угол можно определить через отношение элементарного электрического и слабого зарядов

$$e/g_w = \sin\theta_w.$$

$\sin\theta_w$, как и константы взаимодействий, изменяется с энергией. Из эксперимента получено, что при энергии $m_Z c^2 = 91$ ГэВ значение угла Вайнберга

$$\sin^2\theta_w = 0.231 \text{ (при } E = 91 \text{ ГэВ).}$$

Теории Великого Объединения (ТВО) предсказывают, что в области энергий предполагаемого объединения (10^{15} – 10^{16} ГэВ) угол Вайнберга увеличится до значения, определяемого соотношением

$$\sin^2\theta_w = 3/8 \text{ (при } E = 10^{15}\text{--}10^{16} \text{ ГэВ)}$$

Умножение $1/\alpha_e$ на величину $3/8$ обеспечивает «одновременное» попадание констант электромагнитного и слабого взаимодействия в область энергий Великого Объединения. При энергии Великого Объединения вместо сильного и электрослабого взаимодействий возникает единое взаимодействие. Существуют различные версии теории Великого объединения. Простейшая версия принадлежит Г. Джорджи и Ш. Глэшоу (1974 г.). Её называют минимальной SU(5)-моделью. Символ SU(5) означает *специальная унитарная пятимерная группа симметрии*. Фундаментальными фермионами этой модели являются уже известные 6 кварков и 6 лептонов. К четырём уже известным фундаментальным бозонам (W, Z, γ глюон) добавляются два новых – *переносчики сил Великого Объединения* бозоны X и Y, имеющие спин 1, и дробные электрические заряды (соответственно $+4e/3$ и $+e/3$). Барионный заряд X-бозона $B(X) = 0$. Таким образом, возникает новый «полный набор» фундаментальных частиц

6 кварков + 6 лептонов + 6 бозонов.

«Физики издавна стремились создать единую основополагающую теорию, которая объединила бы все известные силы. Каждому ясно, что такая теория могла бы открыть сущность связей между этими силами, объясняя в то же время их очевидное различие. Такая унификация пока еще не достигнута, но в последнее время имеется некоторый прогресс. Теперь слабые силы и электромагнитные могут быть поняты в рамках единой теории. Хотя эти силы остаются различными, в теории они становятся математически связанными. Однако то, что сейчас все четыре силы описываются посредством теорий, которые идентичны по своей структуре, в конечном итоге может

оказаться более важным. Таким образом, хотя физики все еще не могут найти единственного ключа ко всем известным замкам, по крайней мере, сейчас известно, что все необходимые ключи могут быть сделаны из одной болванки. Теории в этом единственном привилегированном классе официально названы как неабелевы теории с локальной симметрией».

Г. 'т Хофт.

«Калибровочные теории сил между элементарными частицами» УФН 135 479–512 (1981)



Герардус т'Хофт
(р. 1946)



Мартинус Вельтман
(р. 1931)

Нобелевская премия по физике

1999 г. – Г. т'Хофт, М. Вельтман.

За объяснение квантовой структуры электрослабых взаимодействий

Таблица 18.2

Фундаментальные бозоны минимальной SU(5)-модели

Частица	Античастица
W^+	W^-
Z	
γ	
$X(\kappa, 3, c)$	$\bar{X}(\bar{\kappa}, \bar{3}, \bar{c})$
$Y(\kappa, 3, c)$	$\bar{Y}(\bar{\kappa}, \bar{3}, \bar{c})$

Высокая степень симметрии проявляется, в частности, в безмассовости всех частиц при энергиях $>10^{15}$ ГэВ. Как и кварки, X- и Y-бозоны окрашены, т.е. находятся в одном из трёх цветовых состояний – красном, зелёном или синем. С учётом трёх цветовых состояний X- и Y-бозонов, а также наличия античастиц (у фотона, Z-бозона и двух глюонов со скрытым цветом частица совпадает с античастицей) «полный набор» фундаментальных бозонов SU(5)-модели насчитывает 24 частицы (табл. 18.2).

Важнейшее свойство X- и Y-бозонов состоит в том, что они участвуют в процессах, не сохраняющих барионный и лептонный заряды. Распады X- и Y-бозонов происходят с нарушением закона сохранения CP-четности. Эти бозоны, являясь переносчиками сил Великого Объединения, соединяют кварк-кварковые и кварк-лептонные пары (рис. 18.5), что одновременно нарушает законы сохранения барионного и лептонного зарядов.

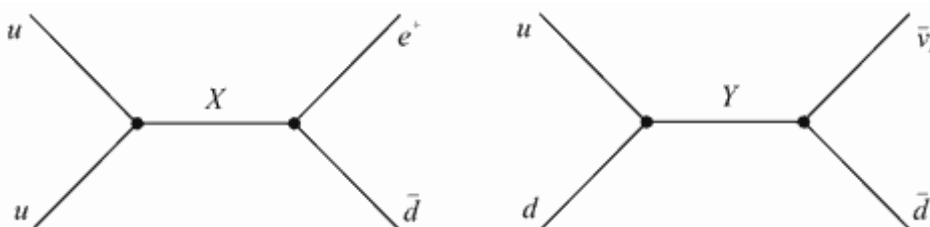


Рис. 18.5. Примеры диаграмм с участием X- и Y-бозонов

Несохранение барионного и лептонного зарядов и нарушение CP-четности в реакциях с участием X- и Y-бозонов могло привести к наблюдаемой асимметрии материи и антиматерии во Вселенной. Идея, объясняющая соотношение между числом реликтовых фотонов n_γ и числом барионов n_B

$$n_\gamma/n_B \approx 10^9$$

была впервые высказана А. Д. Сахаровым. Он же высказал идею о возможном несохранении барионного и лептонного зарядов.

А. Д. Сахаров: «Теория расширяющейся Вселенной, предполагающая сверхплотное начальное состояние вещества, по-видимому, исключает возможность макроскопического разделения вещества и антивещества; поэтому следует принять, что в природе отсутствуют тела из антивещества, т.е. Вселенная асимметрична в отношении числа частиц и античастиц (С-асимметрия). В частности, отсутствие антибарионов и предполагаемое отсутствие неизвестных барионных нейтрино означает отличие от нуля барионного заряда (барионная асимметрия). Мы хотим указать на возможное объяснение С-асимметрии в горячей модели расширяющейся Вселенной с привлечением эффектов нарушения CP-инвариантности. Для объяснения барионной асимметрии дополнительно предполагаем приближенный характер закона сохранения барионов.

... Возникновение С-асимметрии по нашей гипотезе является следствием нарушения CP-инвариантности при нестационарных процессах расширения горячей Вселенной на сверхплотной стадии, которое проявляется в эффекте различия парциальных вероятностей зарядово-сопряженных реакций. Этот эффект еще не наблюдался на опыте, но его существование представляется теоретически несомненным (первый конкретный пример – распад Σ^+ и Σ^- был указан [С. Окубо](#) еще в 1958 г.) и он должен, по нашему мнению, иметь важное космологическое значение.

Мы относим возникновение асимметрии к ранним стадиям расширения, которым соответствует плотность частиц, энергии и энтропии, постоянная Хаббла и температура порядка единицы в гравитационных единицах (плотность частиц $n \sim 10^{98} \text{ см}^{-3}$, плотность энергии $\epsilon \sim 10^{114} \text{ эрг/см}^3$ в обычных единицах)[*].».

Большая величина отношения n_γ/n_B объясняется практически полной аннигиляцией материи и антиматерии на начальном этапе развития Вселенной. Превышение числа барионов над числом антибарионов по оценкам составляло 10^{-9} . Уцелевшие в аннигиляции барионы составляют наблюдаемое в настоящее время вещество во Вселенной.

Распадные свойства X-бозонов могли привести к асимметрии вещества-антивещества во Вселенной. Допустим, что при высоких температурах ($T > 10^{28} \text{ К}$), соответствующих энергиям Великого объединения вначале было одинаковое число X- и \bar{X} -бозонов. Напишем основные каналы распадов X- и \bar{X} -бозонов с образованием uи-кварков и пары антикварк \bar{d} - позитрон e^+ .

Каналы распада X-бозона.

$$\begin{array}{llll}
 X & \rightarrow & u & + & u & \text{Вероятность распада } \alpha \\
 B = & 0 & 1/3 & & 1/3 \\
 Q = & +1/3 & +2/3 & & +2/3 \\
 X & \rightarrow & \bar{d} & + & e^+ & \text{Вероятность распада } 1-\alpha \\
 B = & 0 & -1/3 & & 0 \\
 Q = & +4/3 & +1/3 & & 1
 \end{array}$$

Соответствующие каналы распада \bar{X} -бозона.

$$\begin{array}{llll}
 \bar{X} & \rightarrow & \bar{u} & + & \bar{u} & \text{Вероятность распада } \beta \\
 B = & 0 & -1/3 & & -1/3
 \end{array}$$

$$\begin{array}{rcl}
 Q = -4/3 & -2/3 & -2/3 \\
 \bar{X} \rightarrow d + e^- & \text{Вероятность распада } 1-\beta & \\
 B = 0 & +1/3 & 0 \\
 Q = -4/3 & -1/3 & -1
 \end{array}$$

Так как X и \bar{X} являются частицей и античастицей, как следует из СРТ-инвариантности, среднее время жизни у них должно быть одинаковым

$$\tau(X) = \tau(\bar{X}).$$

Однако их вероятности распада α и β могут различаться. Отсюда следует, что если $\alpha > \beta$, то избыток $\alpha - \beta$ будет приводить к тому, что в результате распада X - и \bar{X} -бозонов будет образовываться превышение числа кварков над антикварками, т.е. преобладание вещества над антивеществом. Однако для того, чтобы преобладание вещества над антивеществом в процессе дальнейшей эволюции Вселенной сохранилось, необходимо выполнение ещё одного условия – Вселенная должна расширяться и её температура должна понижаться.

В горячей Вселенной, находящейся в состоянии теплового равновесия, будут происходить не только рассмотренные выше процессы распада X - и \bar{X} - бозонов, но и их эффективное образование в реакциях

$$\begin{array}{l}
 u + u \leftrightarrow X, \quad \bar{d} + e^+ \leftrightarrow X, \\
 \bar{u} + \bar{u} \leftrightarrow \bar{X}, \quad d + e^- \leftrightarrow \bar{X}.
 \end{array}$$

В системе, находящейся в состоянии термодинамического равновесия вероятности распада и образования X -, \bar{X} -бозонов будут одинаковыми. Равновесные процессы будут приводить к тому, что образовавшийся при распадах X - и \bar{X} -бозонов избыток вещества будет ликвидироваться. Поэтому необходимо, чтобы система вышла из состояния теплового равновесия. При расширении Вселенной, когда её температура падает ниже порога эффективного образования X -бозонов ($T < 10^{28}$ К), они выходят из теплового равновесия и реакции распада X - и \bar{X} -бозонов будут доминировать над реакциями их образования.

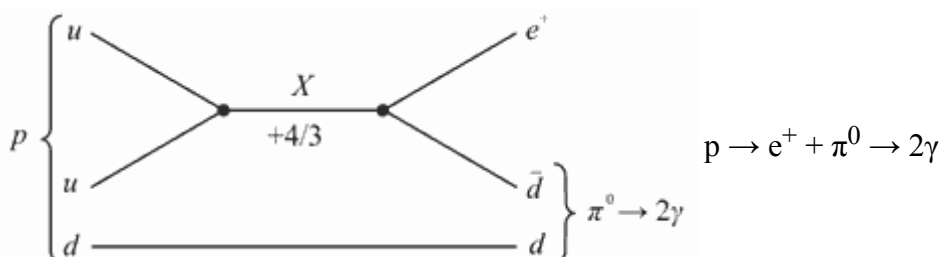
$$\begin{array}{l}
 X \rightarrow u + u, \quad X \rightarrow \bar{d} + e^+, \\
 \bar{X} \rightarrow \bar{u} + \bar{u}, \quad \bar{X} \rightarrow d + e^-.
 \end{array}$$

Поэтому образовавшийся избыток вещества над антивеществом сохранится. Таким образом, для образования преобладания вещества над антивеществом во Вселенной необходимо выполнение следующих условий:

- первоначально горячая Вселенная,
- нарушение СР-инвариантности,
- нарушение законов сохранения барионного и лептонного зарядов,
- нарушение теплового равновесия.

Распад протона

Одним из важнейших предсказаний ТВО является распад протона. Показанные на рис. 18.7 процессы с участием X - и Y -бозонов отвечают за возможные каналы распадов протона и нейтрона.



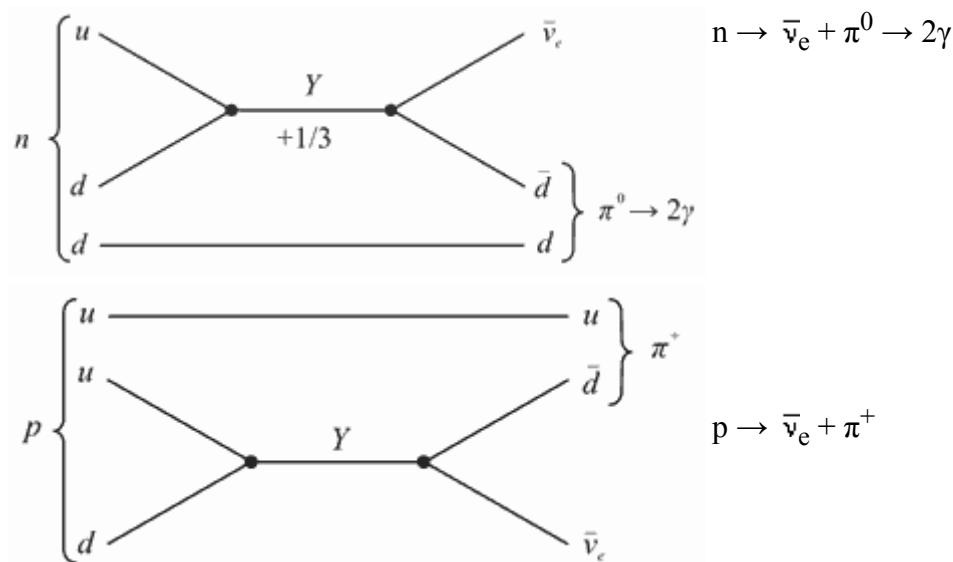


Рис. 18.6. Возможные кварковые диаграммы распадов протона и нейтрона в модели Великого объединения.

В теории Великого объединения среднее время жизни протона $\tau(p)$ зависит от массы X -бозона $m(X)$ и константы Великого объединения α_{GU}

$$\tau(p) \sim m(X)^4 / \alpha_{GU}^2.$$

Вероятность предсказанного распада протона (нейтрона) чрезвычайно мала из-за огромной массы виртуальных X - и Y -бозонов. До настоящего времени ни одного случая наблюдения распада протона не обнаружено. По оценкам ТВО в наиболее оптимальном случае ($SU(5)$ -модель) время жизни протона относительно доминирующего канала распада $p \rightarrow e^+ + \pi^0$ не может превышать 10^{32} лет. Однако для этого канала распада протона из эксперимента, выполненного на черенковском детекторе IMB (США), время жизни протона $\tau(p) > 5 \cdot 10^{32}$ лет, что, по-видимому, исключает минимальную $SU(5)$ -модель.

[*] Сахаров А.Д. «Нарушение СР-инвариантности, С-асимметрия и барионная асимметрия Вселенной». Письма в ЖЭТФ, т.5, вып.1, 1967



19. Антиматерия. Кварк-глюонная плазма

Общепринятой в настоящее время моделью образования Вселенной является образование Вселенной в результате Большого взрыва. В этой модели в интервале времени 10^{-10} – 10^{-6} с после Большого взрыва материя существовала в виде кварк-глюонной плазмы. Для изучения характеристик Вселенной в этот интервал времени в настоящее время в лабораторных условиях можно воспроизвести существовавшие в это время плотность и температуру материи. Пока единственной возможностью является столкновение двух тяжелых атомных ядер ускоренных до энергий больше сотни ГэВ. В результате лобового столкновения в объеме примерно равном объему атомного ядра могут быть получены плотность и температура, существовавшие в первые мгновения жизни Вселенной.

Кварк-глюонная плазма

Эксперименты по изучению кварк-глюонной плазмы ведутся на самых крупных ускорителях при максимально возможных энергиях сталкивающихся пучков релятивистских ядер.

Таблица 19.1

**Максимальная энергия столкновения,
отнесенная к одному нуклону**

$\sqrt{s_{NN}}$	
1 ГэВ	Bevatron BNL
5 ГэВ	AGS BNL
17 ГэВ	SPS CERN
200 ГэВ	RHIC BNL
2.76 ТэВ	LHC CERN
5.5 ТэВ	LHC CERN
8.8 ТэВ (p + Pb столкновение)	LHC CERN

В таблице 19.1 приведены энергии столкновения, отнесенные к одному нуклону, сталкивающихся ядер, достигнутые на ускорителях Bevatron (Billions of eV Synchrotron), AGS (Alternating Gradient Synchrotron) и RHIC (Relative HeavyIon Collider) в Брукхевенской лаборатории BNL (Brookhaven National Laboratory) и на ускорителе LHC (Large Hardon Collider) в ЦЕРН. Запуск Большого адронного коллайдера LHC позволяет практически на порядок увеличить энергию столкновения $\sqrt{s_{NN}}$. В столкновениях протонов с ядрами Pb может быть получена максимальная энергия $\sqrt{s_{NN}} = 8.8$ ТэВ.

Релятивистские ядра в ускорителе RHIC движутся со скоростью 99.99% скорости света. При столкновении двух релятивистских ядер золота в объеме диаметром $R \approx 10^{-12}$ см выделяется энергия ≈ 20000 ГэВ. В результате образуется кварк-глюонная плазма, состоящая из кварков, антикварков и глюонов. В результате последующей адронизации образуются 3–5 тысяч частиц, вылетающих из образовавшегося объема файербола. Давление в среде превышает атмосферное в 10^{25} – 10^{30} раз, а температура достигает 10^9 – 10^{10} К.

Образование кварк-глюонной плазмы происходит в результате сильного взаимодействия между партонами (кварками, глюонами), входящими в состав нуклонов сталкивающихся ядер. В первых работах, посвященных образованию кварк-глюонной плазмы при столкновении релятивистских ядер, считалось, что при температуре $T \approx 170$ МэВ и плотности энергии ≈ 1 ГэВ/фм³ происходит фазовый переход первого рода, при котором резко изменяются плотность и температура среды. По оценкам при этих параметрах плотность кварк-глюонной плазмы в два раза больше плотности энергии в нуклоне (0.5 ГэВ/фм³) и почти в десять раз больше плотности энергии в атомном ядре (0.14 ГэВ/

фм³).

На рис. 19.1 показано, как изменяется плотность энергии кварк-глюонной плазмы в зависимости от температуры плазмы. Центральный вопрос образования кварк-глюонной плазмы – какая плотность энергии может быть достигнута в ядро-ядерных столкновениях и как она эволюционирует со временем? Ответ на этот вопрос зависит от того, какую долю энергии теряет каждый нуклон, ускоренных ядер при столкновении пучков.

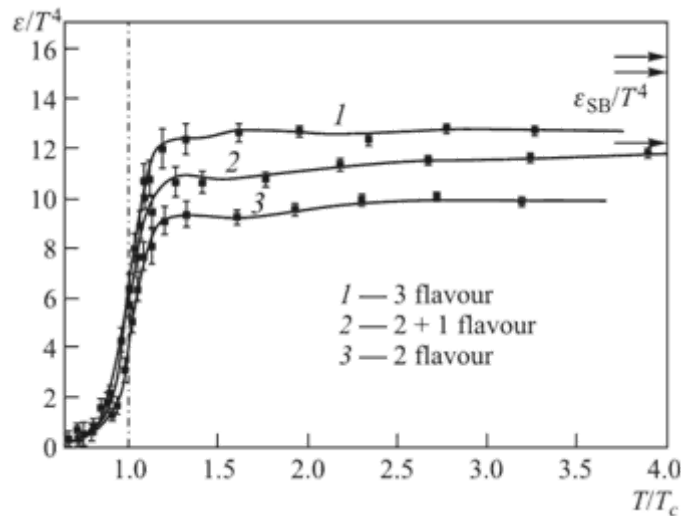


Рис. 19.1. Зависимость плотности энергии от температуры. Символы – результаты расчетов на решетке. Линии проведены для удобства различать расчеты для разных условий. Кривая 2 – расчеты с массой странного кварка, в четыре раза превышающей массу u- и d-кварков[*].

Анализ продуктов реакции выполненный на детекторе BRAHMS показывает, что потери энергии составляют 40–85% первоначальной энергии нуклона. Обычно выделяются три различные стадии столкновения ядер.

1. Максимальная плотность достигается в момент времени полного перекрытия сталкивающихся ядер.
2. Максимальная плотность энергии, переданная частицам, рожденным в фэйрболе.
3. Максимальная плотность энергии в момент локальной термализации кварк-глюонной плазмы.

На рис. 19.2 показаны время и плотность энергии в соответствии со сценарием развития ядро-ядерных столкновений в модели, предложенной Бьёркеном. Оцененное время пересечения сталкивающихся ядер для трех значений энергии полученных на ускорителях AGS, SPS и RHIC составляет соответственно

- AGS (Au + Au, $\sqrt{s_{NN}} = 5$ ГэВ) 5.3 фм/c,
- SPS (Pb + Pb, $\sqrt{s_{NN}} = 17$ ГэВ) 1.6 фм/c,
- RHIC (Au + Au, $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ) 0.3 фм/c,

где c – скорость света.

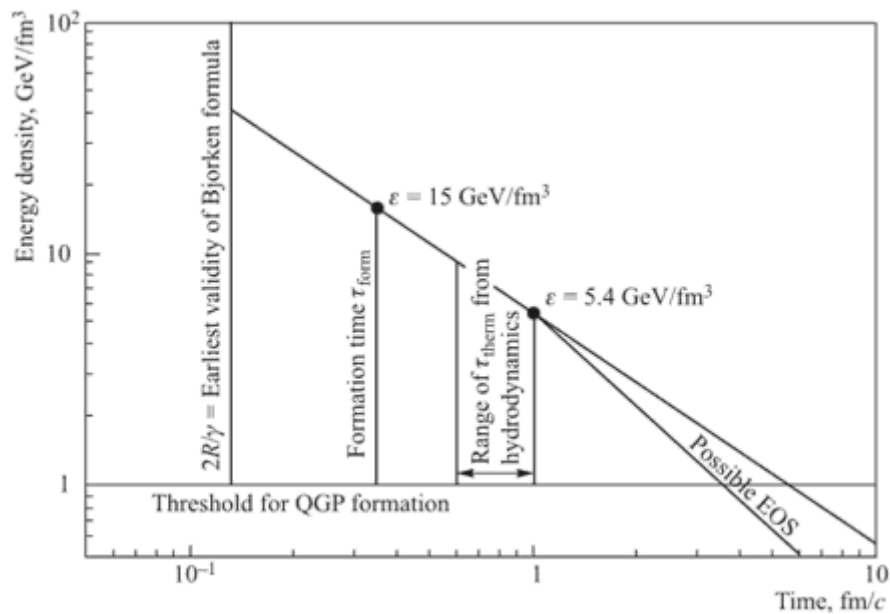


Рис. 19.2. Схематическое изображение времен и плотностей энергии в соответствии с предложенной Бьёркеном сценарием развития времени-пространственной картины ядро-ядерных столкновений[1].

На основе достаточно реалистических моделей было показано, что при столкновении ядер время формирования файрбола (время формирования вторичных частиц) обычно несколько больше, чем время пересечения сталкивающихся ядер τ

$$\tau > 2R/\gamma,$$

где R – радиус сталкивающихся ядер. Для сталкивающихся ядер Au + Au ускорителя RHIC получены следующие оценки, приведенные на рис. 19.2. Время формирования файрбола $\tau_{\text{форм}} = 0.35$ фм/с, плотность энергии $\epsilon_{\text{форм}} = 15$ ГэВ/фм³. Время термализации $\tau_{\text{терм}} \approx 0.5$ фм/с, плотность энергии $\epsilon_{\text{терм}} = 5.4$ ГэВ/фм³. Образующийся файрбол содержит примерно одинаковое число кварков и антикварков.

Для анализа продуктов ядро-ядерных столкновений и получения информации о свойствах образующейся кварк-глюонной плазмы важно насколько перекрываются сталкивающиеся ядра. Для этого вводится параметр центральности столкновения.

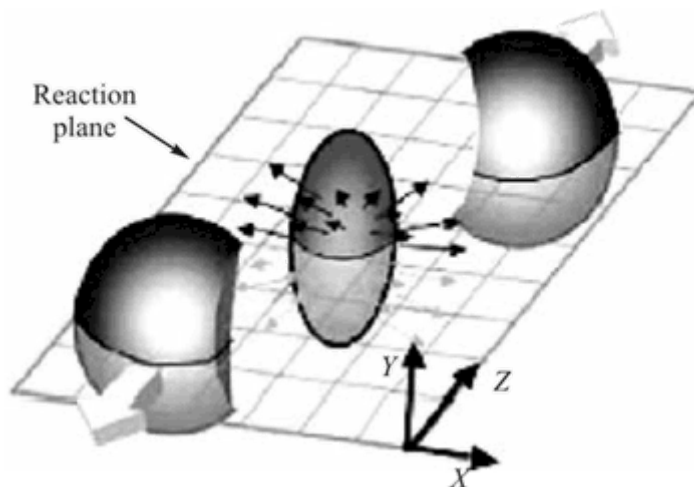


Рис. 19.3. Схематическое изображение области взаимодействия, образующейся в первые мгновения после нецентрального ядро-ядерного столкновения. Сталкивающиеся ядра движутся вдоль оси Z[1].

При центральном столкновении число образующихся вторичных частиц максимально. Если столкновение нецентральное, то перекрытие ядер получается неполным и кварк-глюонную плазму

порождают только часть протонов и нейтронов из каждого ядра. Поэтому образующийся фэйрбол расширяется во все стороны несимметрично (рис. 19.3).

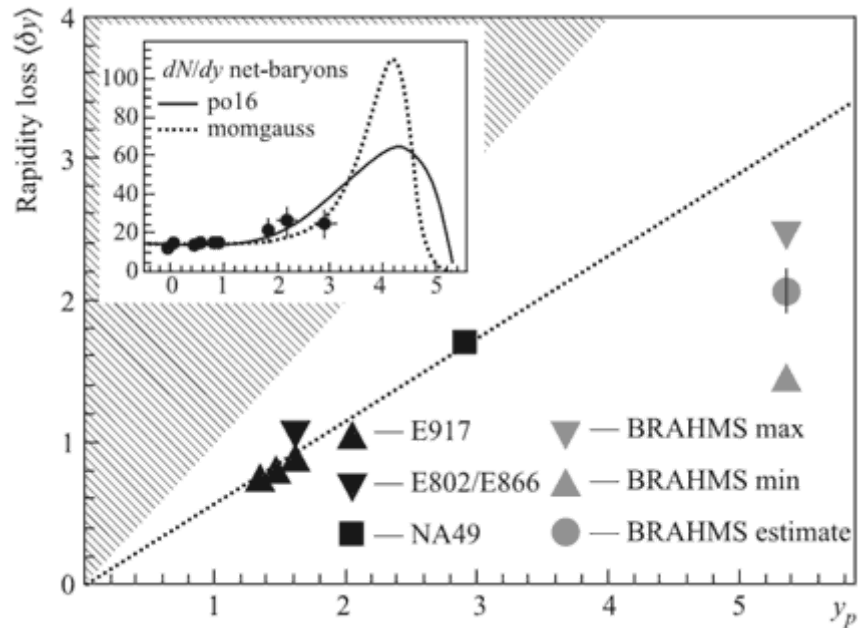


Рис. 19.4. Величина потерь быстроты первичными нуклонами в зависимости от энергии столкновений. Заштрихована нефизическая область. Пунктирная линия показывает аппроксимацию данных AGS и SPS феноменологической зависимостью $\delta y = 0.58y_p$. На вставке показаны использованные в работе [Bearden I. G. et al (BRAHMS Collab.) II Phys. Rev. Lett. 2004. V.93. P. 1020301] аппроксимации распределения плотности первичных барионов на полную область быстрот.

Объясняется это тем, что расширение фэйрбола происходит за счет разности давления, которое уменьшается от центра фэйрбола к периферии. В сплюсненном направлении этот перепад давления больше, чем в вытянутом, поэтому возникает несимметричный поток в кварк-глюонной плазме — эллиптический поток разлетающихся частиц из области столкновения тяжелых ядер. Наблюдение эллиптического потока при нецентральной соударении тяжелых ядер свидетельствует о том, что при столкновении ядер действительно образуется состояние кварк-глюонной плазмы, которое характеризуется тем, что в нем частицы неоднократно сталкиваются друг с другом. Для такого состояния можно ввести понятие температуры, вязкости и другие термодинамические величины, характеризующие вещество, в этих терминах можно описывать и изучать явления, происходящие при остывании кварк-глюонной плазмы. Такое гидродинамическое объяснение эллиптического потока образующихся частиц свидетельствует о том, что кварк-глюонная плазма по своим характеристикам скорее напоминает жидкость, чем газ частиц. Частицы в кварк-глюонной плазме интенсивно сталкиваются друг с другом, а не пролетают мимо как в разреженной газовой среде. Впервые эллиптический поток был обнаружен в экспериментах RHIC. С увеличением энергии на Большом адронном коллайдере он стал более ярко выражен (рис. 19.4).

Поскольку при столкновениях тяжелых ионов число вторичных частиц достаточно велико, вполне оправдан статистический подход для определения выхода отдельных адронов. На рис. 19.5 показана зависимость отношения выходов каонов, протонов и антипротонов в зависимости от центральности столкновения. Центральность столкновения определяется по числу частиц, образующихся в каждом столкновении. Чем больше центральность, тем больше образуется частиц. Видно, что отношение выходов достигает насыщения уже при 100 регистрируемых частицах.

На рис. 19.6 показано отношение выходов различных частиц для центральных столкновений (число регистрируемых частиц $\langle N \rangle = 322$) ядер Au + Au при максимальных энергиях RHIC 200 ГэВ, измеренное на различных детекторах. Важно отметить, что отношение выходов частиц и античастиц оказывается близким к 1.

$$\frac{\pi^-}{\pi^+} \approx \frac{K^+}{K^-} \approx \frac{\bar{p}}{p} \approx \frac{\bar{\Xi}^+}{\Xi^-} \approx \frac{\bar{\Omega}}{\Omega} \approx 1.$$

Из анализа выхода различных частиц можно сделать заключение, что термодинамическое равновесие достигается при температуре $T \approx 160\text{--}170$ МэВ.

Выходы лёгких ядер p , \bar{p} , d , \bar{d} и антиядер были измерены коллаборацией PHENIX. Энергия связи дейтрона (антидейтрона) составляет 2.2 МэВ. Поэтому эффективно дейтроны и антидейтроны будут образовываться на последней стадии реакции, когда кварк-глюонная среда имеет достаточно низкую температуру, такую чтобы образовавшийся дейтрон/антидейтрон не разрушался. Основным механизмом образования дейтронов (антидейтронов) является коалесценция.

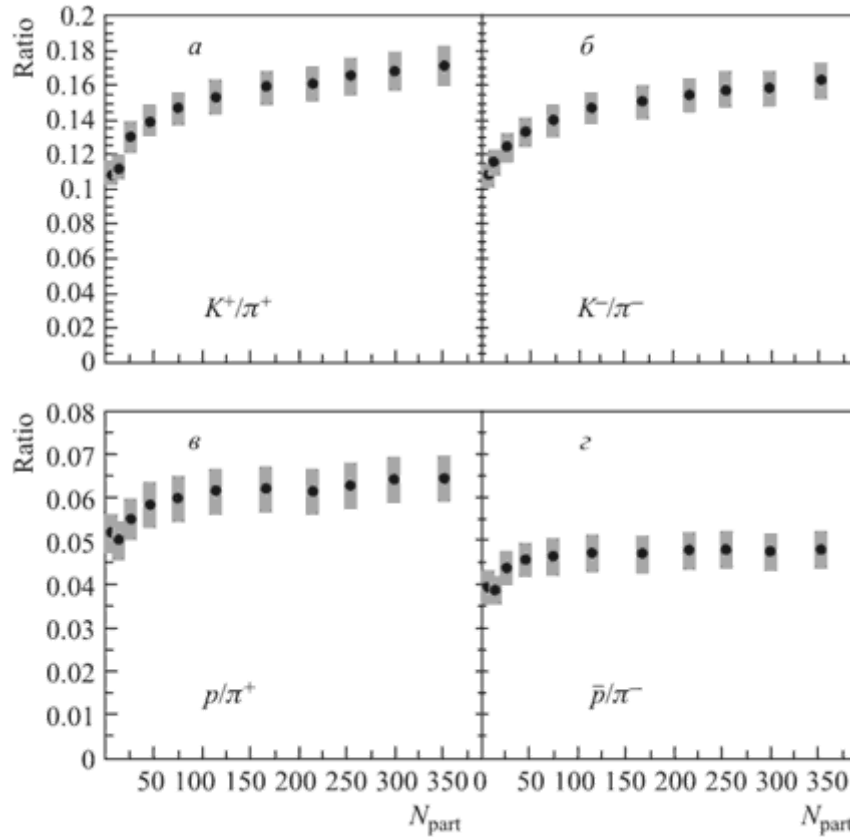


Рис. 19.5. Зависимость от центральности (числа участников N_{part}) отношений выходов частиц для Au+Au-столкновений при энергии $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ ГэВ[8].

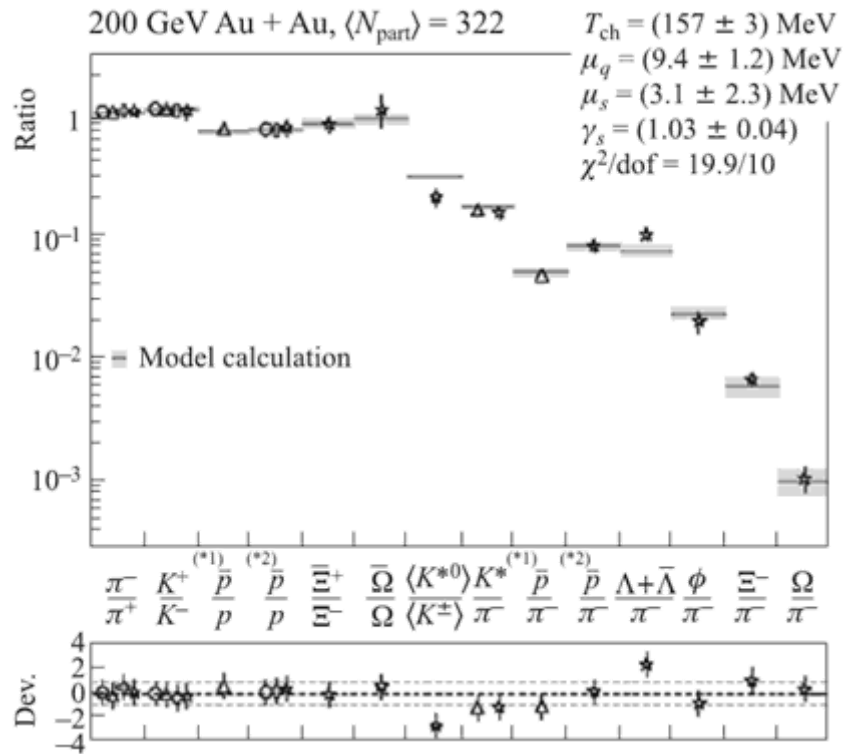


Рис. 19.6. Отношения выходов частиц для центральных Au+Au-столкновений при максимальной энергии RHIC, полученные в разных экспериментах: треугольники — PHENIX; звездочки — STAR; кружки — BRAHMS и крестики — PHOBOS (см. [Adams J. et al. (STAR Collab.) II Nucl. Phys. A. 2005. V.757. P. 102-183, Adcox K. et al. (PHENIX Collab.) II, Nucl. Phys. A. 2005. V.757. P. 184-283] и ссылки в них). На нижнем графике показаны отклонения от фитирования, выполненного в рамках термодинамической модели[**]. Отношения выходов различных частиц и античастиц, извлеченные из аппроксимации экспериментальных данных, показаны на верхнем графике.

Коалесценция — слияние частиц, капель или пузырей при соприкосновении внутри подвижной среды жидкости, газа или на поверхности какого-либо тела.

Антидейтроны образуются при слиянии антипротона и антинейтрона, находящихся достаточно близко друг к другу и имеющих примерно одинаковый импульс, т.е. находящихся достаточно близко друг к другу на фазовой диаграмме.

На рис. 19.7 показана зависимость коэффициента коалесценции от энергии сталкивающихся ядер. В пределах ошибок эксперимента коэффициент коалесценции для дейтронов и антидейтронов одинаковые.

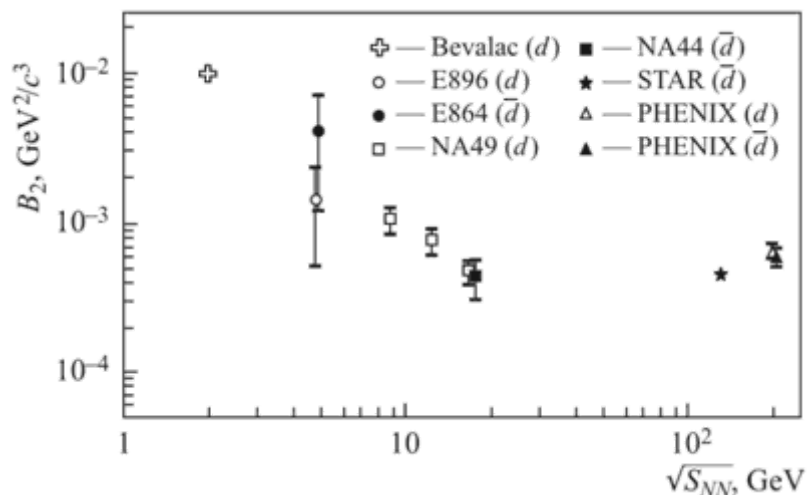


Рис. 19.7. Величина коэффициента коалесценции при различных энергиях столкновений[††].

Одним из ярких физических эффектов полученных при энергиях RHIC является эффект гашения струй, который состоит в следующем. На первой стадии взаимодействия сталкивающихся

релятивистских ядер партонны сталкивающихся ядер рождают вторичные партонны с большими поперечными импульсами $p_{\perp} \geq 3-6$ ГэВ/с. Проходя через сжатую сильно нагретую плазму, партонны теряют энергию. Величина потерь энергии партоном зависит от свойств кварк-глюонной плазмы (температуры, плотности). Кроме того, необходимо учесть также то, что элементарными объектами плазмы являются цветные кварки и глюоны, что отличается от потерь энергии партоном в среде, состоящей из бесцветных адронов. Для условий кварк-глюонной плазмы образующиеся при энергиях RHIC потери энергии партонами оцениваются как $dE/dx = 1$ ГэВ/фм. Этот вывод подтверждается сравнением относительного выхода адронов с большими поперечными импульсами в нуклон-нуклонных и ядро-ядерных соударениях при одинаковой энергии соударения. Потери энергии партонами с большими поперечными импульсами в нуклон-нуклонных соударениях гораздо меньше, чем в ядро-ядерных соударениях, что приводит к уменьшению выхода высокоэнергичных адронов в ядро-ядерных столкновениях. Этот результат свидетельствует о том, что ядерные соударения нельзя рассматривать как простую суперпозицию нуклон-нуклонных соударений. В течение короткого времени ~ 1 мкс и в конечном объёме кварки и глюоны образуют некоторую идеальную жидкость. Коллективные свойства этой жидкости проявляются при её движении как целого. Поэтому при движении в ней партонно необходимо учитывать некоторые коллективные свойства этой кварк-глюонной жидкости. Потери энергии зависят от свойств кварк-глюонной среды, от плотности партонно в образовавшемся файрболе и динамики его расширения. Потери энергии лёгкими и тяжёлыми кварками при прохождении файрбола оказываются примерно одинаковыми.

Свойства образующегося файрбола можно исследовать не только по выходу жестких адронов, но и анализируя характеристики струй, образующихся при столкновении ядер.

На рис. 19.8 показаны угловые корреляции между струями рождающимися в противоположных направлениях в p - p , d +Au и Au+Au столкновениях. Анализ проводился следующим образом. Выделялась триггерная струя, образованная партоном, и затем изучалось распределение струй в направлении противоположном этой триггерной струе. В случае p - p столкновений при энергиях RHIC как правило рождаются две струи в противоположных направлениях. Отсутствие второй струи в Au+Au столкновениях указывает на то, что второй партон, проходя большое расстояние внутри файрбола, теряет свою энергию и не порождает струю адронов. Первый партон, который выбран в качестве триггерной струи рождается близко к границе файрбола и не теряет энергию при прохождении области кварк-глюонной плазмы. Это явление гашения струи является следствием зависимости энергетических потерь партонно от расстояния, пройденного партоном в среде. В ядро-ядерных соударениях наблюдается угловое уширение струй и смягчение их энергетических спектров по сравнению со спектром в вакууме.

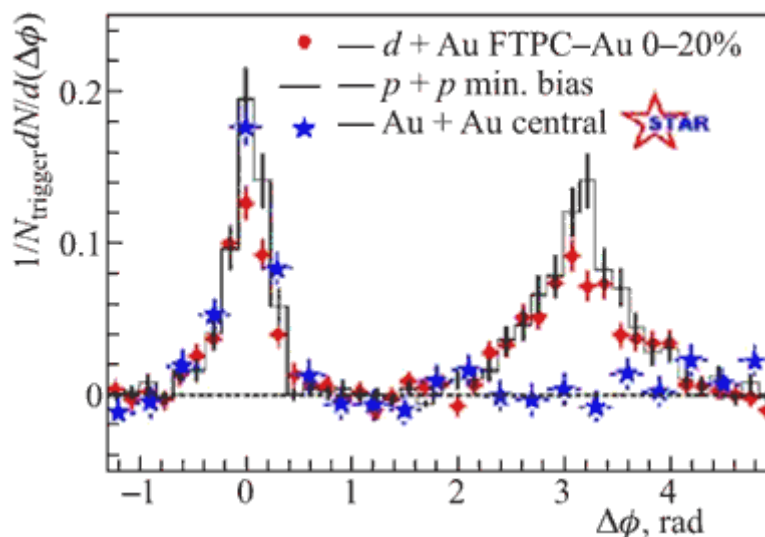


Рис. 19.8. Азимутальные корреляции адронов в p - p -, d +Au- и центральных Au+Au-столкновениях [11].

Другим обнаруженным явлением в столкновении ядер свинца с энергией 1.38 ТэВ в расчете на нуклон были обнаруженные коллаборацией CMS на ускорителе LHC особенности образования семейства Υ -мезонов. Υ -мезон представляет собой связанное состояние $b\bar{b}$ -кварков. На рис. 19.9 показаны энергетические уровни $b\bar{b}$ -кварков и переходы между отдельными состояниями. Каждый

уровень энергии соответствует отдельной частице со своими квантовыми числами и размером связанной системы.

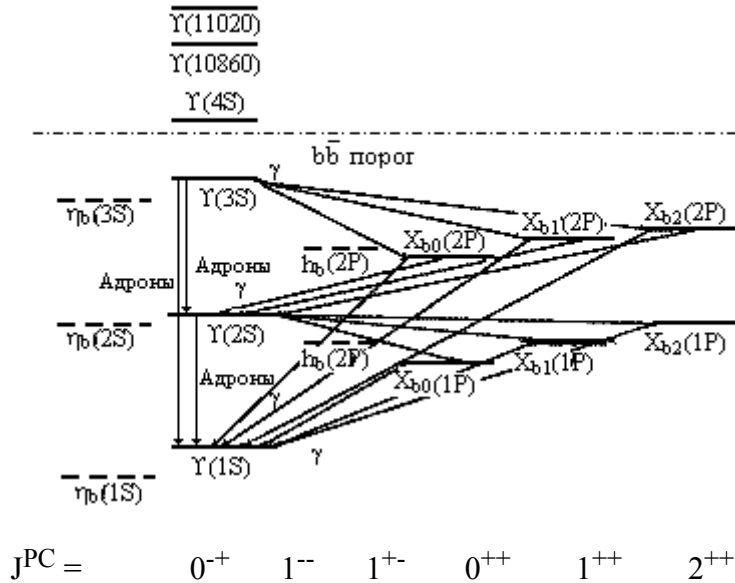


Рис. 19.9. Система уровней боттомония ($b\bar{b}$) и переходы между ними.

Основное состояние $\Upsilon(1S)$ имеет размер ≈ 0.2 фм и большую энергию связи, в то время как возбужденные состояния $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ имеют размер $\approx 0.4-0.5$ фм и кварки в них связаны слабее. Свойства системы $b\bar{b}$ -кварков хорошо известны и исследованы в экспериментах на e^+e^- -коллайдерах. В e^+e^- -столкновениях Υ -мезоны образуются в вакууме.

В случае образования Υ -мезонов в ядро-ядерных столкновениях ситуация радикально изменяется. В ядро-ядерных столкновениях Υ -мезоны образуются в кварк-глюонной среде, что приводит к радикальному изменению механизма их образования. Кварк-глюонная плазма мешает $b\bar{b}$ -кваркам образовывать связанные состояния. $b\bar{b}$ -кварки в кварк-глюонной плазме так же как и в вакууме стремятся образовать связанное состояние, но кварк-глюонная плазма экранирует силы притяжения между $b\bar{b}$ -кварками. При этом сила взаимодействия зависит от расстояния между $b\bar{b}$ -кварками (асимптотическая свобода). Поэтому вероятность образования различных мезонов семейства $b\bar{b}$ зависит от их размеров. Для того чтобы яснее обнаружить этот эффект, следовало сравнивать два эксперимента – образование Υ -мезонов при столкновении pp и в столкновениях $Pb-Pb$ при одинаковой энергии приходящей на ускоренный нуклон. Такой эксперимент был специально поставлен на ускорителе LHC.

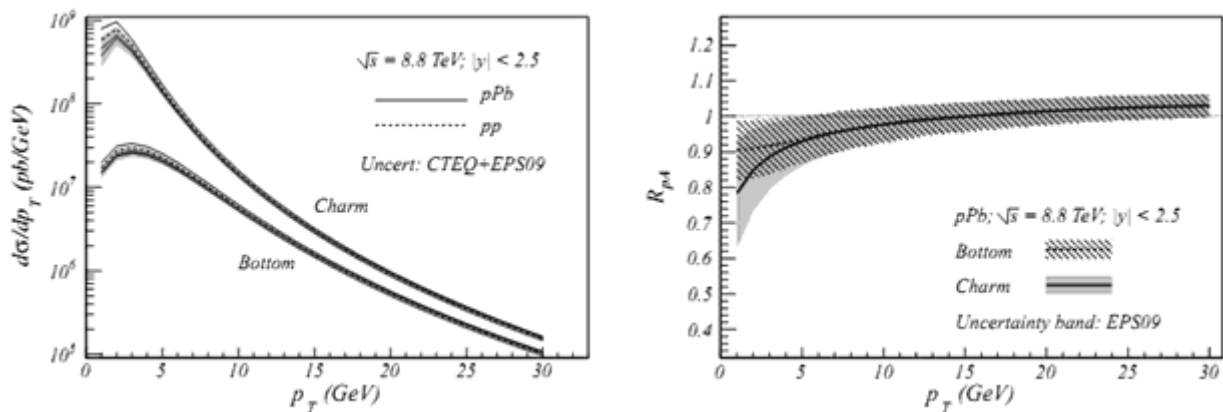
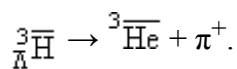


Рис. 19.10. Слева: Образование семейства c - и b -мезонов в pp и $p+Pb$ столкновениях. Экспериментальные результаты сравниваются с предсказаниями расчетов, выполненных в рамках модели КХД. Справа: Учет влияния ядерной среды на образование c - и b -мезонов. /LHC Report 1181/.

На рис. 19.10 показаны вероятности образования различных связанных состояний $b\bar{b}$ -кварков. Максимум при энергии 9.5 ГэВ соответствует образованию 1S состояния, максимум при 10–10.3 ГэВ – образованию 2S и 3S состояний. Видно, что интенсивность образования 2S и 3S в случае ядро-ядерных столкновений значительно уменьшилась по сравнению с 1S состоянием. В протон-протонных столкновениях суммарная интенсивность образования 2S и 3S состояний составляет ~80% от образования 1S состояния. В Pb-Pb столкновениях эта величина уменьшается до 25%. Кварк-глюонная плазма подавляет почти в три раза образование возбужденных состояний Υ -мезона по сравнению с основным.

Модельное описание ядро-ядерных столкновений основанное на механизме коалесценции достаточно хорошо описывает образование лёгких ядер. Образование лёгких ядер, антиядер происходит в результате слияния лёгких кварков u, d или \bar{u}, \bar{d} . Однако в ядро-ядерных столкновениях также должно образовываться большое число более тяжелых кварков – s, c . Наблюдение в детекторе ALISA образования семейства J/ψ -мезонов подтверждает это. В детекторе STAR на ускорителе RHIC было обнаружено образование гиперядер ${}^3_{\Lambda}\text{H}, {}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ в столкновениях ядер Au+Au с энергией 200 ГэВ. Гиперядро ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ и пролетев несколько сантиметров распалось.



Образование гиперядра ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ было выделено из сотни событий сопровождающих Au+Au столкновения. Были измерены ионизационные потери энергии вдоль траектории антиядра ${}^3\bar{\text{He}}$ и π^+ -мезона и радиус кривизны в магнитном поле. В табл. 19.2 приведены отношения выходов различных частиц, образующихся в Au+Au столкновениях с энергией 200 ГэВ.

Таблица 19.2

Частицы	Отношение выходов частиц
${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}} / {}^3_{\Lambda}\text{H}$	$0.49 \pm 0.18 \pm 0.07$
${}^3\bar{\text{He}} / {}^3\text{He}$	$0.45 \pm 0.02 \pm 0.04$
${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}} / {}^3\bar{\text{He}}$	$0.89 \pm 0.28 \pm 0.13$
${}^3_{\Lambda}\text{H} / {}^3\text{He}$	$0.82 \pm 0.16 \pm 0.2$

Полученные отношения подтверждают вывод о том, что ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ и ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ образуются в результате коалесценции $(\bar{\Lambda} + \bar{p} + \bar{n})$ и $(\Lambda + p + n)$ соответственно. Теоретические расчеты, основанные на термодинамической модели, хорошо описывают экспериментальные данные, полученные в RHIC (рис. 19.11–19.14).

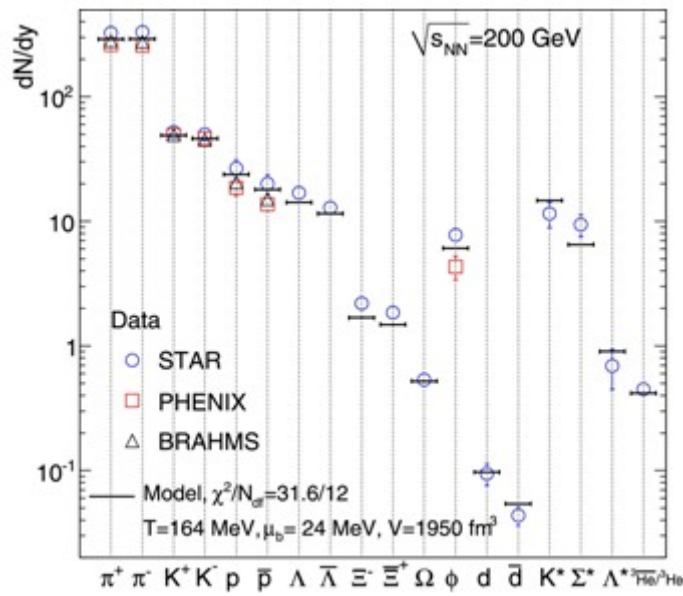


Рис. 19.11. Выход адронов и описание выхода адронов в термодинамической модели при энергии

$$\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ ГэВ}.$$

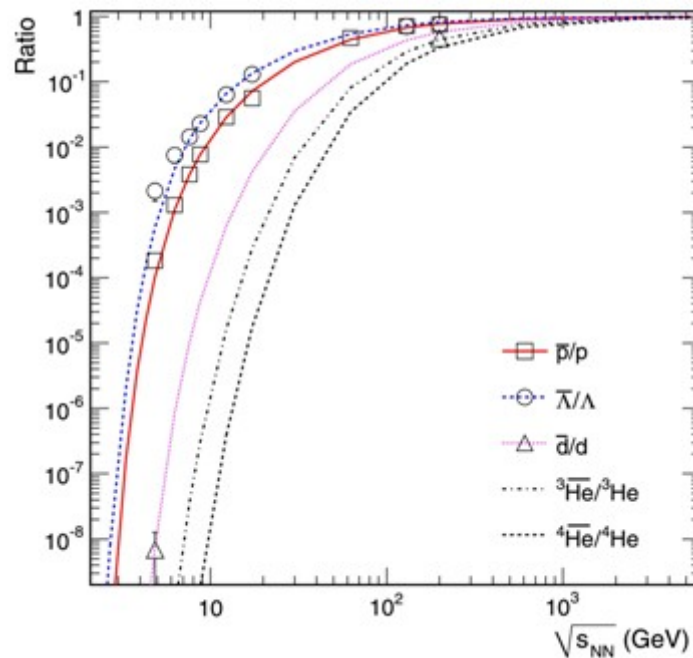


Рис. 19.12. Зависимость отношения выходов антибарионов/барионов от энергии столкновения. Линии показывают результаты расчетов в термодинамической модели.

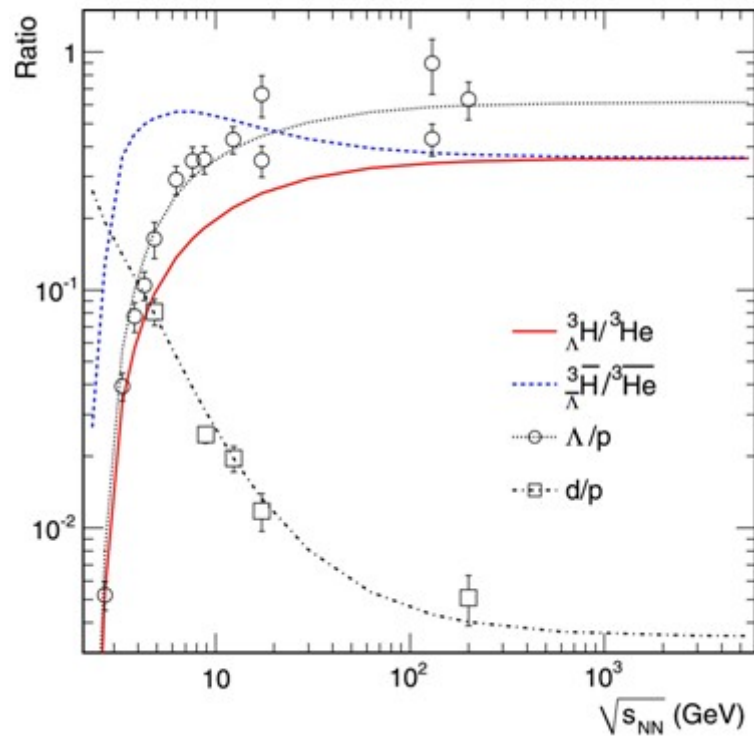


Рис. 19.13. Энергетическая зависимость выхода гиперядер, ядер и антиядер. Линиями показаны результаты расчетов в термодинамической модели.

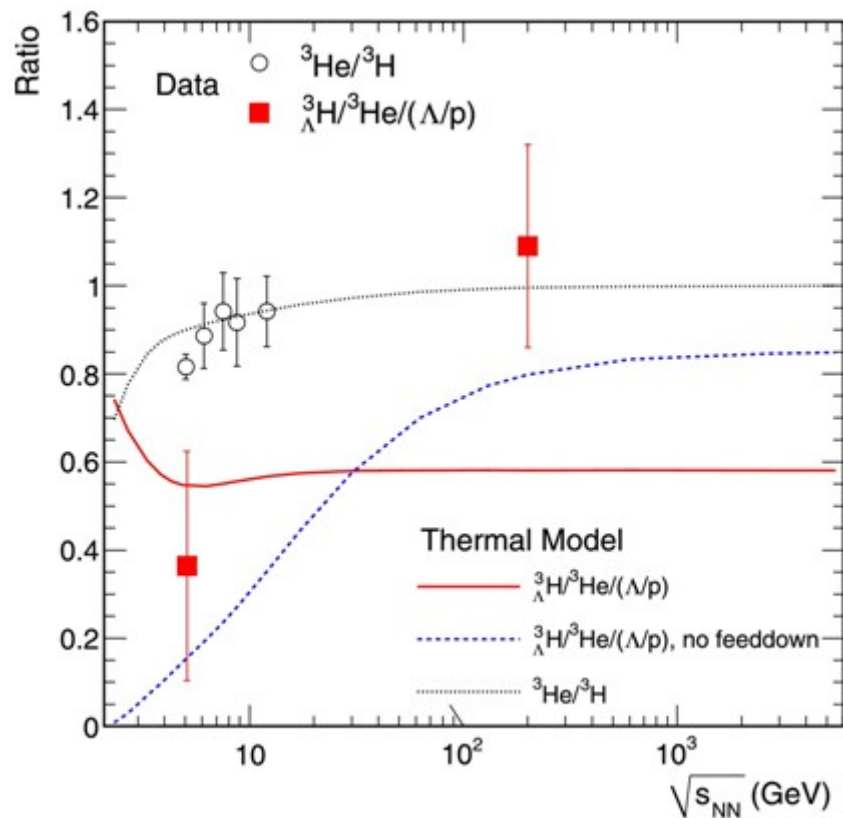


Рис. 19.14. Энергетическая зависимость выхода ядер/гиперядер в сравнении с результатами термодинамических расчетов (линии).

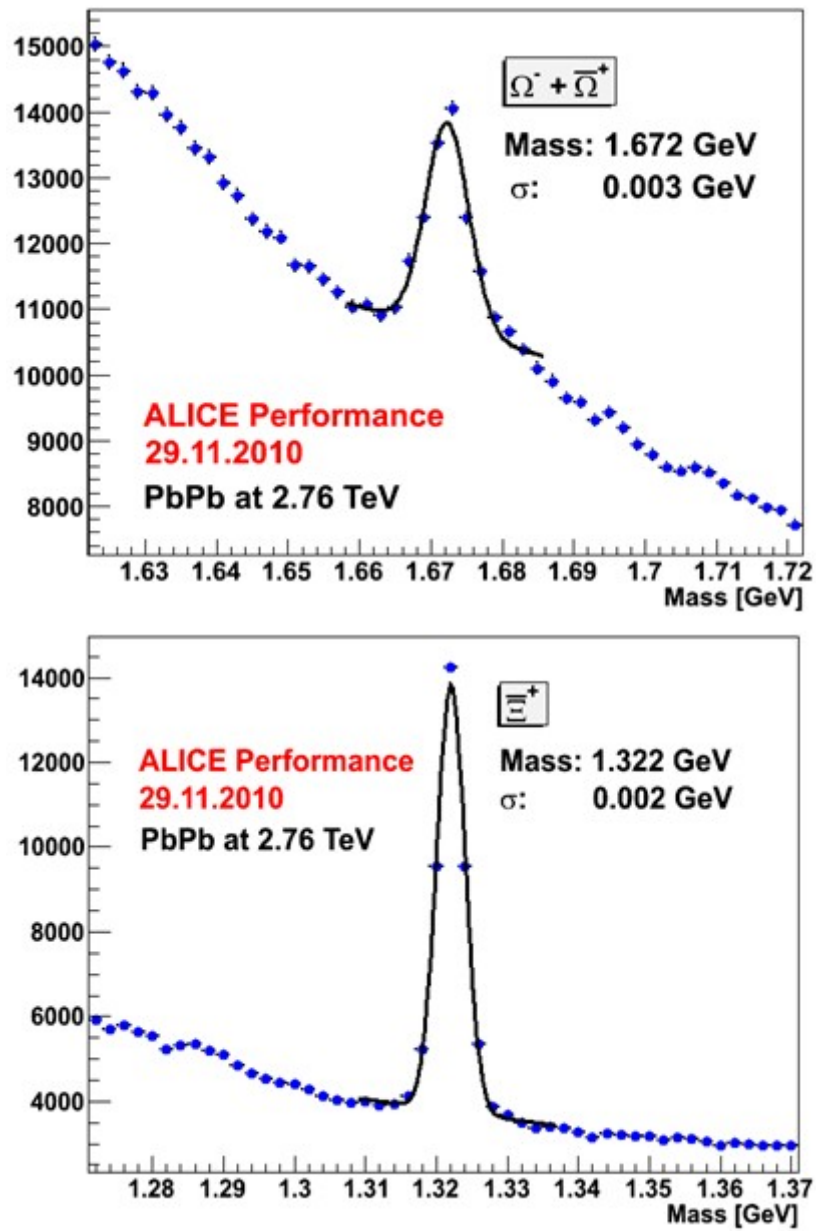


Рис. 19.15. Образование странных антигиперонов $\Xi^- + \bar{\Xi}^+$ и $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ в эксперименте коллаборации ALICE[§§].

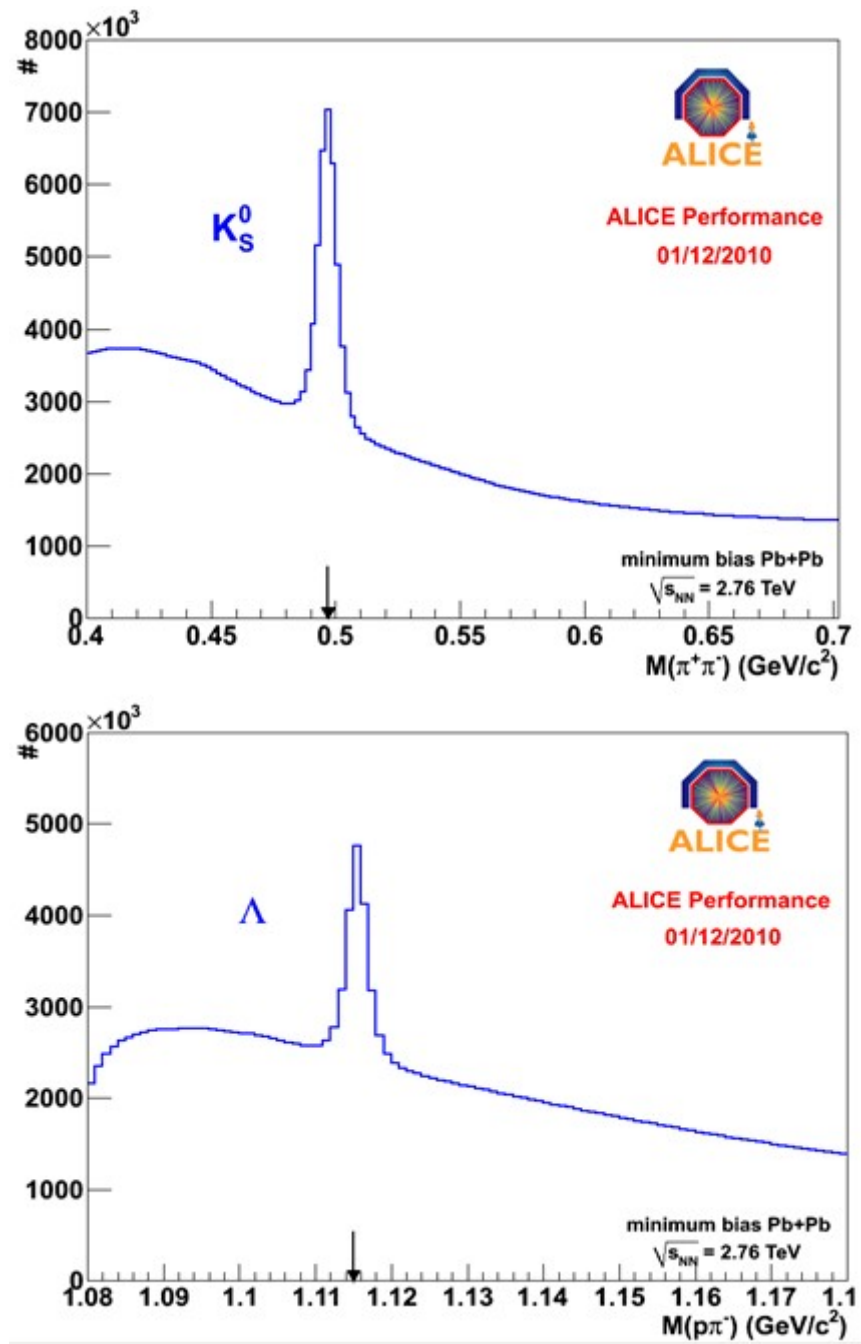


Рис. 19.16. Спектры инвариантных масс K_S^0 -мезона и Λ -гиперона. Данные коллаборации ALICE.

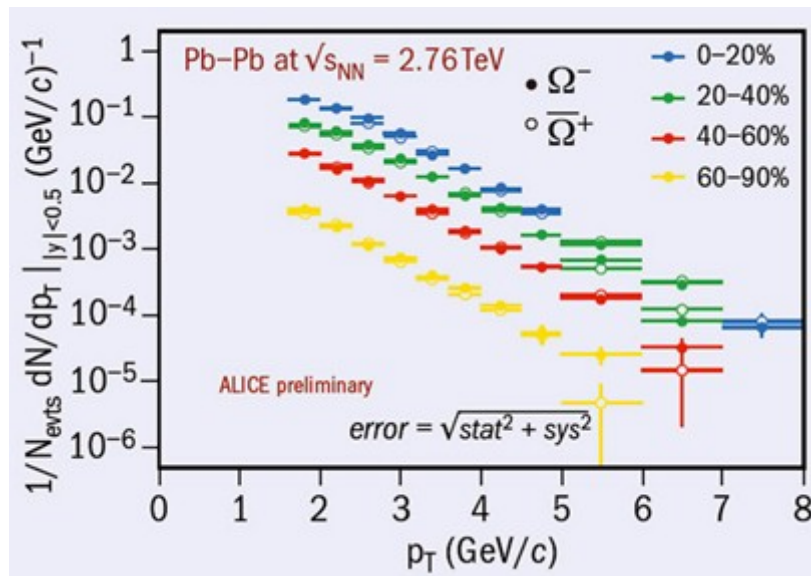


Рис. 19.17. Образование Ω^- - и $\bar{\Omega}^+$ -гиперонов. Данные коллаборации ALICE[***]. Зависимость импульсных распределений от центральности соударений ядер Pb-Pb.

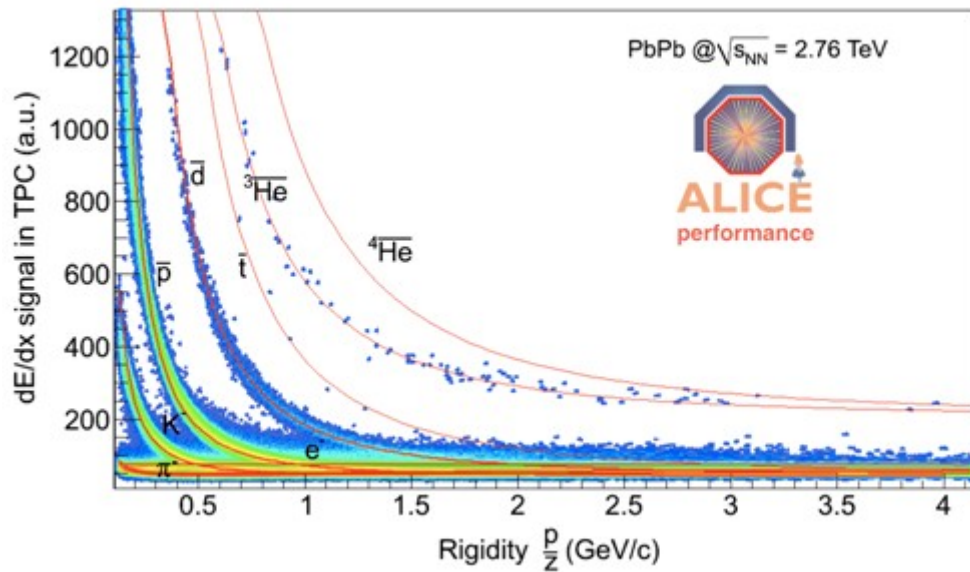


Рис. 19.18. Образование антиядер. Коллаборация ALICE.

Коллаборация ALICE получила первые результаты образования частиц, состоящих из 2 и 3 странных кварков при столкновении ядер Pb+Pb при энергии 2.76 ТэВ на нуклон. На рис. 19.16 показан спектр инвариантных масс, соответствующих образованию каскадных гиперонов Ξ^+ и Ξ^- и $\bar{\Xi}^+$ и $\bar{\Xi}^-$ -гиперонов. Каскадные гипероны Ξ^\pm и Ω^- -гиперон были идентифицированы по их каналам распада. В частности Ω^- -гиперон, состоящий из трёх странных кварков, был идентифицирован по распадам $\Omega^- \rightarrow K^- + \Lambda$, $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$. О надёжности идентификации таких сложных распадов свидетельствуют спектры инвариантных масс K_Λ^0 и Λ -частиц, имеющих в своём составе один странный гиперон (рис. 19.17).

Была измерена зависимость числа образовавшихся Ω^- - и $\bar{\Omega}^+$ -гиперонов от параметра, характеризующего центральность соударений ионов Pb–Pb. Максимальное перекрытие (0–20%) соответствует лобовому соударению ионов. Минимальное, практически касательное соударение соответствует (60–90%). На рис. 19.18 показано импульсное распределение образовавшихся Ω^\pm -гиперонов, которое подтверждает ранее полученный на детекторе STAR результат, что с увеличением центральности соударений увеличивается выход странных гиперонов. На рис. 19.19 показаны предварительные результаты наблюдения образования антиядер на детекторе ALICE. Надёжно зарегистрировано образование антиядер \bar{p} , \bar{d} , \bar{t} и ${}^3\bar{\text{He}}$. Набранная статистика пока не достаточна для регистрации ${}^4\bar{\text{He}}$. Однако уже предварительные результаты на малой статистике свидетельствуют о большой потенциальной возможности детектора ALICE.

Предварительные результаты, полученные в коллаборации ALICE, подтвердили основные результаты, полученные в эксперименте RHIC.

- Экспериментальные данные, полученные на RHIC и LHC показали, что соударение тяжелых ядер нельзя рассматривать как простую аддитивную совокупность pp-соударений.
- В соударениях тяжелых ядер проявляются новые неизвестные ранее коллективные свойства кварк-глюонной среды.
- Образующаяся кварк-глюонная среда по своим свойствам напоминает сверхпроводящую жидкость с малым коэффициентом вязкости.
- Сравнение данных коллабораций STAR и ALICE показывает, что время существования кварк-глюонной среды, образующейся в столкновении ядер свинца коллаборации ALICE, почти в два раза превышает соответствующий результат, полученный коллаборацией STAR, и составляет 10^{-11} фм/с.
- Подтверждены образование эллиптического потока и явление гашения струй в плотной кварк-глюонной среде.

Для дальнейшего исследования свойств кварк-глюонной среды необходима более детальная информация о механизме деконфайнмента в кварк-глюонной среде, механизме адронизации, гашении струй в кварк-глюонной плазме, угловых распределениях продуктов и особенно об образовании адронов, содержащих тяжелые кварки и антикварки.

[*] А. Г. Литвиненко, ЭЧАЯ т.38 №3, 233 (2003)

[†] Adcox K. et al. (PHENIX collab.) // Nucl. Phys. A 2005. V.757, p.184-283.

[‡] Tanenbaum M. // Rep. Prog. Phys. 2006. V. 69. P. 2005

[§] Adler S. S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 182301

[**] Xu N., Kaneta M. // Nucl. Phys. 2002. V.306. P. 182301

[††] Adler S.S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. V.94. P. 122302

[‡‡] Adams J. et al // Phys. Rev. Lett. 2003. V.91. P. 072304,

Adler C et al // Phys. Rev. Lett. 2003. V.90. P. 082302

[§§] <http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=2&resId=1&materialId=slides&confId=114939>

[***] <http://cerncourier.com/cws/article/cern/47818>



21. Практическое использование антиматерии

Использование антиматерии в медицине

Позитронно-эмиссионная томография (ПЭТ) используется для диагностики в онкологии, кардиологии и неврологии. В основе позитронно-эмиссионной томографии лежит свойство биологической ткани выборочно поглощать определенные вещества. Если в состав поглощенного вещества входит радиоактивный изотоп, по регистрации его распада можно судить о состоянии биологической ткани. Метод ПЭТ основан на регистрации двух аннигиляционных гамма-квантов, вылетающих в противоположных направлениях, что позволяет получить изображение исследуемого органа. В ПЭТ могут использоваться короткоживущие позитронные излучатели: ^{11}C ($T_{1/2} = 20,4$ мин.), ^{13}N ($T_{1/2} = 9,96$ мин.), ^{15}O ($T_{1/2} = 2,03$ мин.), ^{18}F ($T_{1/2} = 109,8$ мин.). Для их производства используются циклотроны, которые должны быть поблизости. Сегодня в основном используется ^{18}F , который имеет относительно большой период полураспада. Другие изотопы в ПЭТ практически не применяются, хотя в ряде случаев лучше подходят для конкретной диагностики, например ^{15}O для диагностики рака головного мозга[*].

Использование антипротонов, переносимых в портативных ловушках, позволило бы производить позитронные излучатели непосредственно на месте их использования. Так, например, ^{15}O предлагается получать экстракцией антипротонов из портативной ловушки (рис. 21.1) в воду или жидкий кислород. ^{15}O будет образовываться в результате аннигиляции антипротона на нейтроне $^{16}\text{O}(\bar{p}, n)^{15}\text{O}$. Кроме того, ^{15}O будет образовываться в результате вторичных реакций, вызываемых вторичными гамма-квантами, нейтронами и пионами – $^{16}\text{O}(n, 2n)^{15}\text{O}$, $^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{O}$, $^{16}\text{O}(\pi^+, p\pi^0)^{15}\text{O}$, $^{16}\text{O}(\pi^+, p\pi^+)^{15}\text{O}$, $^{16}\text{O}(\pi^-, n\pi^-)^{15}\text{O}$. Большая часть ^{15}O будет образовываться в результате реакций с заряженными пионами.

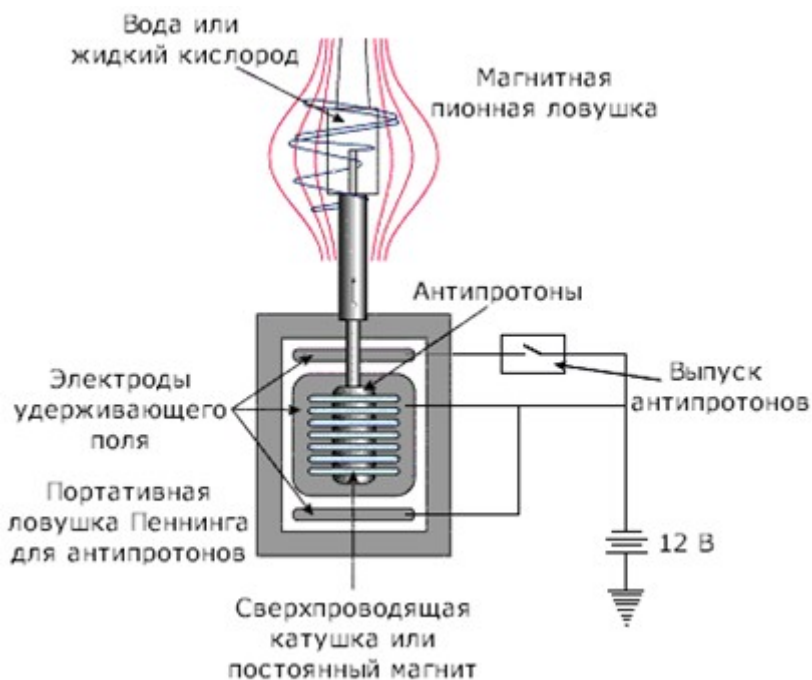


Рис. 21.1. Схема использования портативной ловушки антипротонов для получения позитронного эмиттера[†].

Для проведения одного сеанса ПЭТ необходимо приблизительно 15 мКи изотопа. За час работы циклотрона при токе 1 мА можно получить около 200 мКи ^{15}O . Приблизительно за это же время ускорителе в Фермилабе можно было произвести и поместить в ловушку около 10^{12} антипротонов. С помощью такого количества антипротонов можно получить столько же ^{15}O как и на циклотроне. Время жизни антипротонов в современных ловушках дни – недели. Так что для производства

процедуры ПЭТ необходимость в циклотроне пропадает и существенно расширяется география таких исследований.

Радиотерапия

Наибольшее распространение в радиотерапии получило облучение гамма-квантами. Однако пучок гамма-квантов разрушает клетки на всем своем пути как до опухоли, так и после нее. У заряженных частиц (протонов и тяжелых ионов) основные потери энергии происходят в конце их пробега в веществе, в области брэгговского пика. Это позволяет, регулируя энергию, добиваться того, чтобы разрушались в основном клетки в области опухоли. С годами использование заряженных частиц в радиотерапии растет. Дополнительные преимущества в радиотерапии может дать использование антипротонов. Тормозная способность антипротонов почти такая же как у протонов. Вплоть до брэгговского пика удельные потери энергии и радиобиологическое действие протонов и антипротонов практически одинаковые (рис. 21.2).

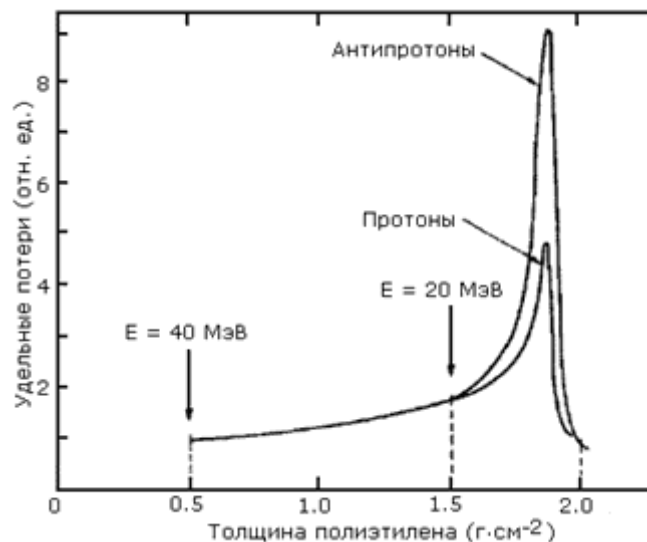


Рис. 21.2. Зависимости потерь энергии от толщины поглотителя для протонов и антипротонов. Кривые нормированы на 1 при толщине 0.5 г/см^2 .

Различия начинаются в области брэгговского пика. По сравнению с протонами антипротоны испытывают аннигиляцию, $\sim 95\%$ которой происходит при их остановке, при этом выделяется энергия около 2 ГэВ. Большая часть выделяющейся энергии получают 4-5 высокоэнергетичных пиона. π^0 -мезоны быстро распадаются на гамма-кванты с энергиями около 70–300 МэВ. Высокоэнергетичные заряженные пионы уходят из области аннигиляции, не нанося заметных радиационных повреждений окружающим тканям. Однако заряженные пионы могут также вызывать в ядрах внутриядерные каскады, в результате которых ядра фрагментируются. Пролет заряженных ядерных фрагментов мал и они оставляют свою энергию в непосредственной близости к точке аннигиляции. В результате антипротоны по сравнению с протонами в области брэгговского пика оставляют заметно большую энергию. Более того, ядерные фрагменты имеют повышенное радиобиологическое действие из-за большого коэффициента качества.

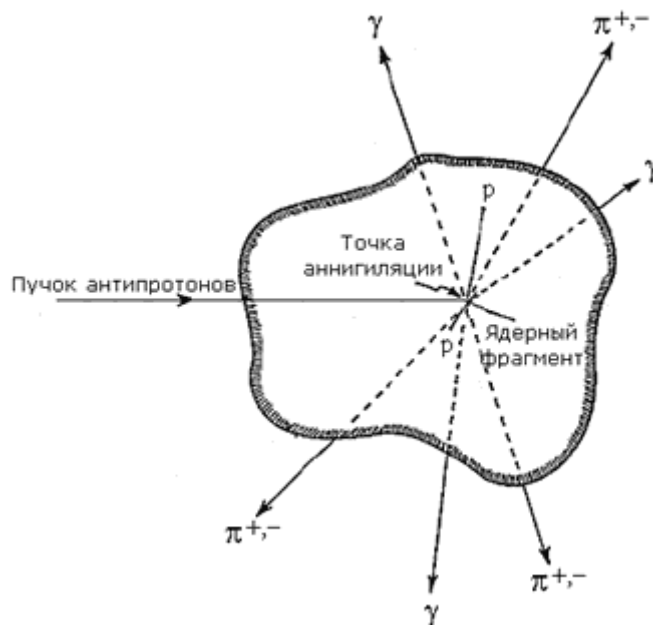
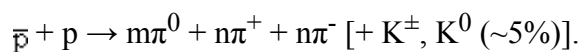


Рис. 21.3. Аннигиляция антипротона в теле человека. Образуются пионы, гамма-кванты и ядерные фрагменты†.

Использование антипротонов представляет уникальную возможность мониторингирования в реальном времени процесса облучения[4]. Образующиеся в результате распада π^0 -мезонов гамма-кванты и заряженные пионы можно использовать для получения информации о точном месте, где произошла аннигиляция. Это особенно важно, когда опухоль находится вблизи жизненно важных органов, которые надо не задеть облучением.

Использование антиматерии в космонавтике

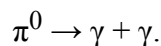
При аннигиляции антипротонов с протонами образуются заряженные и нейтральные пионы:



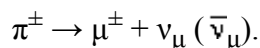
При этом количество заряженных и нейтральных пионов – $m \approx 2$ и $n \approx 1.5$.

В случае аннигиляции антипротонов с нейтронами среднее число отрицательных пионов больше, чем среднее число положительных пионов несколько больше и отношение числа заряженных к числу нейтральных пионов.

Нейтральные пионы быстро распадаются ($\tau = 8.4 \cdot 10^{-17}$ с) на два высокоэнергетичных гамма-кванта:

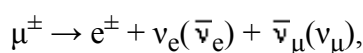


Заряженные пионы живут дольше ($\tau = 7 \cdot 10^{-9}$ с) и распадаются на мюоны и соответствующие нейтрино:

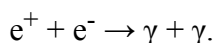


Энергию, которую получают нейтрино в результате распада π^\pm (около 90% энергии распада), можно считать потерянной, использовать ее невозможно.

Мюоны ($\tau = 6.2 \cdot 10^{-6}$ sec) в свою очередь распадаются:



а образующиеся электроны и позитроны аннигилируют



Энергетическая плотность аннигиляции на порядки превышает таковую других процессов.

Таблица 21.1.

Плотность энергии различных видов топлива

Топливо	Плотность энергии, Дж/кг
Химическое (LO_2/LN_2)	1.4×10^7
Деление (^{235}U)	8.2×10^{13}
Синтез (DT)	3.4×10^{14}
Антиматерия ($E = mc^2$)	9.0×10^{16}

При аннигиляции 1 кг антиматерии выделяется столько же энергии как при сжигании 30 миллионов баррелей нефти. Тем не менее, несмотря на высокую энергетическую плотность аннигиляции, используя ее, трудно создать эффективный ракетный двигатель. Конечные продукты аннигиляции антипротонов, гамма-кванты и нейтрино, плохо или совсем не подходят для создания реактивной тяги. Нейтрино уносят около 50% всей энергии. Гамма-кванты излучаются изотропно и направленную тягу с их помощью создать затруднительно.

Мировое производство антивещества является крайне низким. Сегодня оно составляет порядка от 1 до 10 нанограммов в год. Однако, существуют проекты, позволяющие увеличить производство антивещества на два и даже три порядка. Другой потенциальный источник антипротонов – радиационные пояса [8]. Максимальный поток антипротонов, образующихся в результате распада альбедо антинейтронов в околоземном пространстве оценивается в $4000 \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$. Разрабатываются сборники-ловушки для таких антипротонов. Наиболее удачная схема сулит производительность до $\sim 8.6 \text{ мкг/год}$. Однако для полетов за пределы Солнечной системы требуется килограммы антипротонов. Межзвездные путешествия с использованием двигателей на антивеществе в ближней перспективе исключены. В ближней перспективе успех сулят гибридные схемы, где антипротоны служат катализатором ядерных реакций. Такие гибридные схемы дают надежду осуществлять полеты в пределах Солнечной системы за разумное время и средства.

При аннигиляции антипротона с нуклоном тяжелого ядра $A \gg 1$ картина несколько отличается. Часть энергии аннигиляции передается тяжелому ядру пионами (рис. 21.4). Ядро делится на сильно ионизованные фрагменты. В итоге, за счет энергии деления, выделяется большая энергия, чем при «чистой» аннигиляции. Более того, более эффективно используются пионы до их распада на длиннопробежные мюоны и нейтрино.

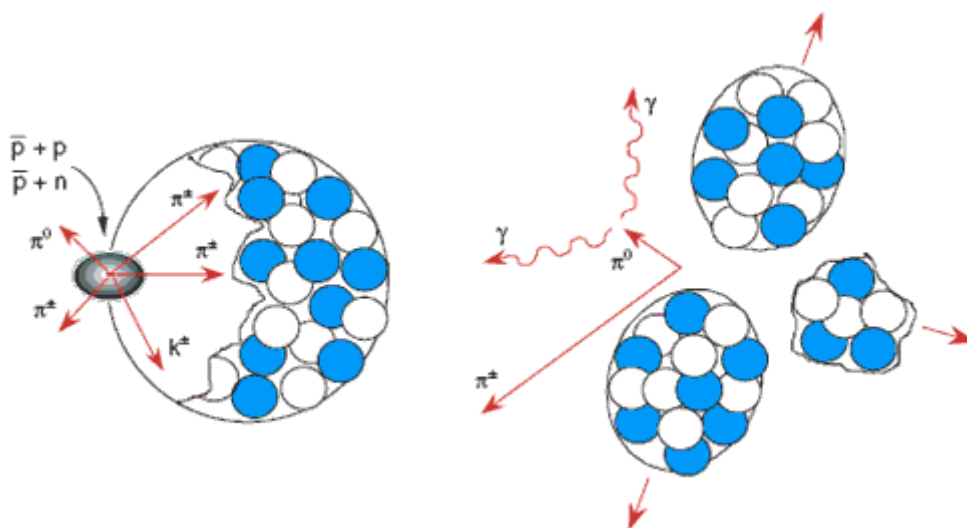


Рис. 21.4. Антипротон аннигилирует с протоном или нейтроном на поверхности тяжелого ядра. Часть образующихся пионов попадают внутрь ядра и взаимодействуют с плотной ядерной материей. В результате ядро фрагментируется, образуются сильно ионизованные короткопробежные осколки.

Часть пионов, не попадающих в ядро, а также продуктов их распада имеют длинные пробеги и вылетают из делящегося топлива.

Одним из проектов, использующих гибридную схему – **ACMF** (Antimatter Catalyzed Micro Fission/Fusion) (микро деление/слияние катализируемое антиматерией). **ICAN-II** (Ion Compressed Antimatter Nuclear)[**].

В проекте предполагается использовать гранулы, которые содержат уран (^{238}U), а также смесь дейтерия-третия. Гранулы бомбардируются ионными пучками, и в момент наибольшего сжатия – сгустком антипротонов. В результате вызванного антипротонами деления ядер урана образуются нейтроны, около 16 на одно деление, по сравнению с 2–3 при обычном делении. Выделяющаяся при делении энергия будет вызывать реакцию синтеза в дейтериево-тритиевой смеси и быстрое расширение плазмы, которое можно использовать для создания реактивной тяги. Согласно оценкам, таким образом можно будет получить удельный импульс[††] до 17000 секунд. Существенно, что, используя эту схему, можно обойтись небольшим количеством антивещества (около 140 нанограммов антипротонов для полета к ближайшим планетам). Кроме того, для этого необходимо около 360 т D-T-U гранул. Полет к Марсу и обратно занял бы всего 120 дней.

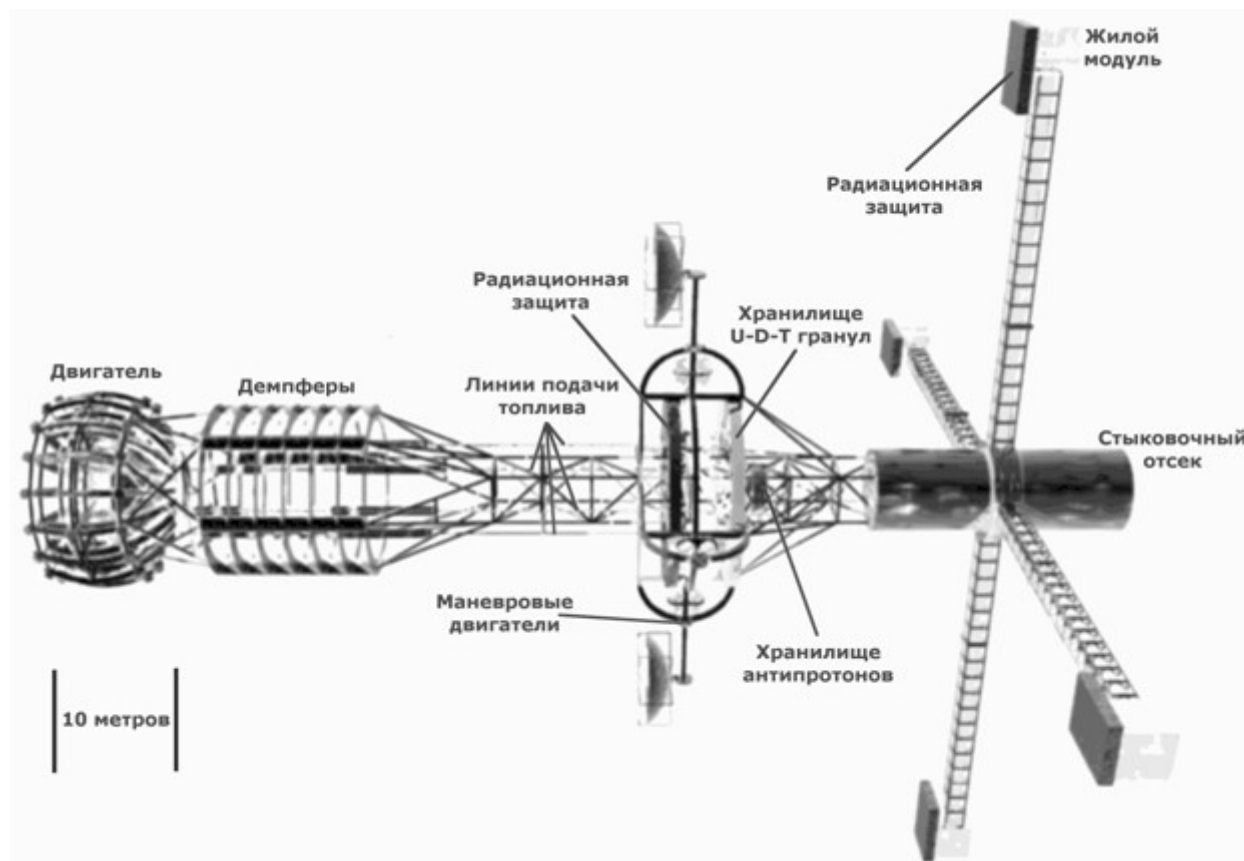


Рис. 21.5. Проект межпланетного корабля ICAN-II

Другой проект, использующий гибридную схему – **AIM** (Antimatter Initiated Microfusion) микрослияние, инициированное антиматерией[†††].

Плазма антипротонов сжимается в потенциальной яме, созданной электрическими и магнитными полями. Затем в реакционную камеру вводится маленькая (42 нанограмма) гранула смеси дейтерия и ^3He с небольшим количеством ^{238}U . Аннигиляции антипротонов с ^{238}U вызывает быстрое деление, в результате которого полностью ионизируется D- ^3He . В потенциальной яме плазма сжимается и происходит реакция термоядерного синтеза. Затем система возвращается в первоначальное состояние и процесс повторяется.

Проект (**AIM Star**)[§§] предполагает длительный беспилотный полет. Например, долететь до облака Оорта (10000 а.е.[***]). Для этого в течение 22 лет он будет разгоняться до 0.003 скорости света. Затем двигатель отсоединяется, и полет продолжает научный модуль. Расчетное время всего полета 50 лет. Для корабля с химическим двигателем для этого понадобились бы тысячелетия. Для полета AIM Star к облаку Оорта потребуется 28 микрограмм антипротонов. Удельный импульс двигателя AIM Star 61000 секунд.

- [*] Gerald P. Jackson. Practical Uses of Antiprotons. *Hyperfine Interactions* 146/147: 319–323, 2003.
<http://www.springerlink.com/content/u6244325ul00x402/fulltext.pdf>
- [†] R.A. Lewis, G. A. Smith, S.D. Howe. Antiproton portable traps and medical applications.
http://www.engr.psu.edu/antimatter/Papers/pbar_med.pdf
- [‡] G. Jackson. Commercial Production and Use of Antiprotons. *Proceedings of EPAC 2002, Paris, France*.
<http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/e02/PAPERS/FRXGB003.pdf>
- [§] James Bickford. Extraction of Antiparticles Concentrated in Planetary Magnetic Fields. *Draper Laboratory NIAC Phase II year 1 report*, August 2007.
http://www.niac.usra.edu/files/studies/final_report/1071Bickford.pdf
- [**] G. Gaidos, R.A. Lewis, G.A. Smith, B. Dundore, S. Chakrabarti. Antiproton-Catalyzed Microfission/Fusion Propulsion Systems for Exploration of the Outer Solar System and beyond.
<http://www.engr.psu.edu/antimatter/papers/ican.pdf>
- [††] Удельный импульс – время, в течении которого с помощью 1 кг топлива (или иного рабочего тела) двигатель сможет создавать тягу 1 кгс (килограмм-сила). Максимальный удельный импульс химической ракеты ~400 с.
- [†††] G.R. Schmidt, H.P. Gerrish and J.J. Martin, G.A. Smith and K.J. Meyer. Antimatter Production for Near-term Propulsion Applications. http://www.engr.psu.edu/antimatter/papers/nasa_anti.pdf
- [§§] <http://ffden-2.phys.uaf.edu/213.web.stuff/scott%20kircher/microfusion.html>
- [***] а.е. – астрономическая единица равна среднему расстоянию от Земли до Солнца.
1 а.е. = 14997870,66 км

