

СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ

А. К. ЛИХОДЕД

Московский физико-технический институт (государственный университет), г. Долгопрудный Московской обл.

STANDART MODEL

A. K. LIKHODED

The effort to consider matter with resolution 10^{-13} – 10^{-16} cm leaves us with rather restricted number of fundamental objects – elementary particles. There are six quarks and six leptons among them. Most of them are unstable particles, which decays into stable ones form world is built with huge dispersion in the life time and energy emission. The publication is devoted to the properties of this fundamental objects, their interaction and symmetries. In addition the author made an attempt to show the development of elementary particle physics that leads to the modern understanding of the problem.

Попытка “рассмотреть” материю с разрешением порядка 10^{-13} – 10^{-16} см оставляет нас с довольно ограниченным числом фундаментальных объектов – элементарных частиц. Среди них есть шесть кварков и шесть лептонов. Большинство из них нестабильно. Они распадаются с гигантским разбросом по временам жизни и энерговыделению на стабильные элементы, из которых построен окружающий нас мир. Свойствам фундаментальных объектов, их взаимодействию и симметриям посвящена предлагаемая публикация. Сделана попытка показать развитие мировоззрения в физике элементарных частиц, приведшего к современному пониманию проблемы.

journal.issep.rssi.ru

ВВЕДЕНИЕ

Термин “Стандартная Модель” (СМ) вместил в себя результаты многолетних исследований, как экспериментальных, так и теоретических, в мире мельчайших частиц вещества. Свойства этих частиц установлены с невероятной точностью. В большинстве случаев эти частицы создаются в лабораторных условиях с помощью грандиозных приборов – ускорителей, они распадаются за ничтожные промежутки времени. Эти уникальные эксперименты по сложности не имеют себе равных в других областях науки. Все сведения об элементарных частицах добываются в результате тщательного анализа экспериментальных данных, главной целью которого является интерпретация в рамках единой теоретической картины мира.

Квинтэссенцией теоретической обработки результатов многочисленных экспериментов является математическая запись в виде фундаментальных уравнений движения материи. На сегодня наиболее продвинутой в этом направлении является СМ. Стандартная модель позволяет понять все явления, происходящие в микромире, в терминах минимального числа составляющих элементов и нескольких типов сил, действующих между составляющими. Установлено, что эти составляющие с разрешением приблизительно 10^{-16} см являются точечными объектами, не имеющими внутренней структуры.

Это три поколения точечноподобных кварков:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad (1')$$

и три поколения лептонов

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}, \quad (1'')$$

взаимодействующих друг с другом сильным, слабым и электромагнитным образом. Переносчиками этих сил являются глюоны, W^\pm - и Z -бозоны и γ -кванты соответственно.

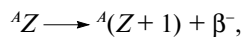
Важнейший элемент в нашем понимании природы частиц – их элементарность – бесструктурность. Для

понимания сил, действующих между ними, определяющим является принцип симметрии взаимодействия. Эта симметрия определяет не только законы сохранения, как, например, закон сохранения углового момента, связанного с ротационной симметрией пространства, но и характер взаимодействия. В нашем случае размещение частиц в форме (1) предполагает наличие такой симметрии.

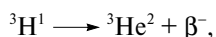
ПРЕДЫСТОРИЯ СМ

В книге “Странные кванты” С. Трейман приводит цитату из проспекта Чикагского университета 1889–1899 гг.: “Хотя никогда с уверенностью нельзя утверждать, что в сокровищнице будущих Физических Наук не найдутся чудеса более удивительные, чем те, которые мы знаем сегодня, тем не менее кажется вероятным, что большая часть физических принципов твердо установлена и что дальнейшее продвижение вперед должно состоять главным образом в строгом применении этих принципов ко всем явлениям, попадающим в сферу нашего внимания.” Эта последняя фраза как нельзя лучше демонстрирует торжество классической физики в умах ученых того времени, недогадывавшихся тогда о квантовании энергии, структуре атома, теории относительности и других удивительных вещах, которые известны сегодня.

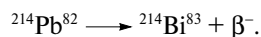
Начало перемен следует, по-видимому, связать с открытием в 1896 г. А.А. Беккерелем радиоактивности. За короткое время был выделен особый класс радиоактивного распада – спонтанного деления ядер, сопровождаемого β^- -излучением



такие, как, например, β^- -распад трития

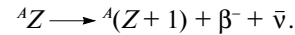


или β^- -распад свинца

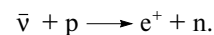


Самое удивительное в этих распадах – это импульсный спектр β^- -излучения. Закон сохранения энергии–импульса в двухчастичном распаде ядра требует монохроматичности β^- -излучения. В 1914 г. Джеймс Чедвиг, открывший позднее нейтрон, убедительно доказал, что спектр излучения непрерывный. Он начинается от нулевых значений и кончается на максимально возможном при двухчастичном распаде. Чтобы оценить драматизм ситуации, сложившейся в то время в физике, стоит упомянуть, что для объяснения этого феномена Нильс Бор вынужден был предположить вероятность того, что энергия и импульс в субатомном мире необязательно сохраняются. В 1930 г. Вольфганг Паули в своем обращении к конференции по радиоактивности в

Тюбингене предложил идею о существовании слабо-взаимодействующей с материей частицы, уносящей часть энергии распада. Так возникла современная версия β^- -распада ядер



После открытия в 1932 г. Чедвигом нейтрона Ферми предложил называть гипотетическую частицу нейтрино. Зарегистрировать эту частицу удалось только в 1956 г., используя интенсивный пучок антинейтрино от реактора, направленный на мишень, содержащую приблизительно 10^{28} протонов, в реакции, обратной β^- -распаду нейтрона



ИЗОТОПИЧЕСКАЯ СИММЕТРИЯ

Открытие нейтрона и измерение его массы показали, что разница масс нейтрона и протона $\Delta M = 1,293318 \text{ МэВ}/c^2$ ничтожно мала по сравнению с их массой $\frac{\Delta M}{M} \approx 1,4 \cdot 10^{-3}$. Более того, вскоре выяснилось и одинаковое свойство этих частиц в ядерных взаимодействиях, обозначаемое теперь как зарядовая независимость ядерных сил. Структура ядерных уровней так называемых зеркальных ядер, получающихся заменой $n \longleftrightarrow p$, практически совпадала. Приведем пример значений энергий связи ${}^3\text{He}$ и трития ${}^3\text{H}$

$${}^3\text{H}(\text{ppn}) = 8,481855 \pm 0,00013 \text{ МэВ},$$

$${}^3\text{He}(\text{pnn}) = 7,718109 \pm 0,00013 \text{ МэВ},$$

$$\Delta E = 0,7634 \text{ МэВ}.$$

Небольшая разница в энергии связи ΔE очень близка к энергии кулоновского отталкивания протонов $\Delta E_c = \frac{\alpha}{R} \approx 0,731 \text{ МэВ}$ при радиусе ядер $R = 1,97 \pm 0,15 \text{ фм}$ ($1 \text{ фм} = 10^{-14} \text{ см}$), $\alpha = \frac{1}{137}$.

Зарядовая независимость ядерных сил привела к первому примеру “ароматовой симметрии” – изотопической инвариантности. Протон и нейтрон являются двумя состояниями нуклонного дублета

$$\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix},$$

а ядерные силы одинаковы для произвольной комбинации этих состояний или, как говорят, инвариантны относительно поворотов в изотопическом пространстве. При отсутствии электромагнетизма мы вряд ли смогли бы отличить протон от нейтрона и обязаны были бы рассматривать их на равных. Слабый распад при

этом происходит за счет четырехфермионного взаимодействия (рис. 1)

Заметим, что в ядрах β^- -распад всегда связан с распадом составляющей части ядра – нейтрона.

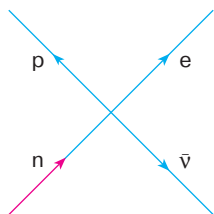


Рис. 1

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЛАБОГО РАСПАДА

Со времени открытия β -распада было найдено громадное количество распадов других частиц, живущих существенно дольше характерного ядерного времени $\sim 10^{-23}$ с. Большое время жизни этих частиц связано с чрезвычайно малой константой взаимодействия

$$G_F = 1,1638 \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2},$$

существенно меньшей не только константы сильного (ядерного) взаимодействия, но и электромагнитного. Существующее выражение для амплитуды β -распада, позволяющей вычислить время жизни, может быть записано следующим образом:

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} j_\alpha^H \cdot j_\alpha^L,$$

где j_α^H и j_α^L – адронный и лептонный токи соответственно,

$$j_\alpha^H = \bar{p}\Gamma_\alpha^H n, \quad j_\alpha^L = \bar{\nu}\Gamma_\alpha^L \nu,$$

где p, n, e, ν – соответствующие волновые функции протона, нейтрона, электрона и нейтрино, а вершинные функции Γ_α определяют пространственную симметрию взаимодействия. Из серии опытов удалось установить, что Γ_α таковы, что токи имеют структуру $j_\alpha = V_\alpha - A_\alpha$, где V_α – вектор, а A_α – аксиальный вектор. Простейший пример вектора – вектор импульса \vec{p} , который меняет знак при зеркальном отражении координат: $\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$. Аксиальный вектор, описывающий момент $\vec{M} = [\vec{p}, \vec{r}]$, уже не меняет знака при отражении координат.

Присутствие обоих векторов в записи матричного элемента было необходимо для описания нарушения

пространственной четности P , наблюдаемой в слабых распадах. В матричном элементе (2), определяющем время жизни и характеристики распада, присутствуют комбинации VV, VA, AV и AA . Наличие членов VA и AV приводит к тому, что в слабых взаимодействиях не сохраняется четность. Точнее говоря, эти члены были введены специально для объяснения опытов с несохранением четности. Один из наиболее ярких опытов был выполнен в 1956 г. С.С. Wu с сотрудниками для наблюдения корреляций между спином \vec{J} распадающегося радиоактивного ядра ^{60}Co и направлением вылета электрона распада \vec{k}_e . Корреляция $\vec{J} \cdot \vec{k}_e$ должна отсутствовать при сохраняющем четность взаимодействии. В опыте же была обнаружена асимметрия вверх-вниз (по отношению к направлению \vec{J}). Отметим кстати, что в электромагнетизме соответствующие выражения для взаимодействия токов содержат только векторную часть V_α и никакого нарушения четности в электродинамике не наблюдалось. Для фермиевских частиц, участвующих во взаимодействии, сказанное выше можно перефразировать следующим образом: у этих частиц существуют два состояния с проекцией спина по направлению движения: правосторонний фермион Ψ_R и проекция спина против движения – левосторонний Ψ_L . В электродинамике оба состояния участвуют на равных, в $V-A$ -взаимодействии принимает участие только одно состояние Ψ_L (или $\bar{\Psi}_R$ для античастицы). Результат участия только одной спиральности в слабом распаде можно проиллюстрировать на простом примере распада π -мезона. π -Мезон – легчайшая частица из всех частиц, взаимодействующих сильным образом (ядерные силы). Ее взаимодействие с протонами и нейтронами связывает их в ядра. В свободном состоянии покоящийся π -мезон живет приблизительно 10^{-8} с. Его спин (угловой момент) равен нулю, и распадается π -мезон преимущественно по каналу $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$, где μ^+ – мю-мезон, частица, полностью подобная электрону (μ^+ -позитрону), но тяжелее его в 210 раз.

В системе покоя π -мезона схематически распад выглядит как на рис. 2.

Нейтрино, участвующее в слабых взаимодействиях, имеет только одну левую проекцию спина (спиральность). На рис. 2 это обозначено в виде маленькой стрелки. Согласно $V-A$ -взаимодействию, античастица

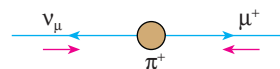


Рис. 2

μ^+ должна была бы иметь правую спиральность, направленную по импульсу. Однако из-за нулевого полного углового момента π -мезона проекции спина должны компенсировать друг друга (см. рис. 2). μ^+ -Мезон имеет “вынужденную” поляризацию, направленную против спина. Если бы μ^+ -мезон имел нулевую массу, такая конфигурация была бы запрещена и π -мезон не распадался бы. Примесь неправильной спиральности у массивных частиц, участвующих в слабых взаимодействиях, пропорциональна $\frac{m}{E}$, где m – масса частицы, а E – ее энергия. В нашем случае $m = m_\mu$, $E = \frac{m_\pi}{2}$. Фактор, подавляющий распад, оказывается пропорциональным $\frac{m^2}{E^2}$. Рассмотрим похожий распад $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$. Схема распада такая же, только следует сделать замену $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и $\mu^+ \rightarrow e^+$. Амплитуда такого распада подавлена тем же фактором $\frac{m}{E}$, только он в этом случае в 210 раз меньше. Отсюда имеем известное соотношение для вероятностей этих двух распадов, получаемое при квадрировании амплитуды:

$$\frac{W(\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e)}{W(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)} = \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 \frac{\left(1 - \frac{m_e^2}{m^2 \pi}\right)^2}{\left(1 - \frac{m_e^2}{m^2 \pi}\right)^2} = 1,23 \cdot 10^{-4},$$

что с учетом последнего фактора практически совпадает с величиной отношения $\frac{m_e^2}{m_\mu^2}$. Если бы в этом распаде мы разрешили обе спиральности у нейтрино – и правую и левую, – указанное отношение уже не отличалось бы на четыре порядка, а было бы сравнимо с единицей. Отметим также, что само это отношение еще не говорит нам, какое нейтрино – правое или левое – рождается в распаде. Для правого нейтрино это отношение было бы тем же. Ответ можно получить измерив поляризацию μ^+ или e^+ .

Тот факт, что в процессах распада участвуют только левосторонние нейтрино и правосторонние антинейтрино, означает, что имеет место не только нарушение пространственной четности, но и зарядовой симметрии – переход от частицы к античастице. Нарушение зарядового сопряжения в распаде частицы и ее античастицы хорошо видно в распадах $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ и $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$, где все частицы заменены на их античастицы. Вероятность распада

$$\frac{dW(\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu \bar{\nu})}{dx dz} = x^2(3 - 2x) \left[1 \pm z \frac{(2x - 1)}{3 - 2x} \right],$$

где x – доля импульса электрона $x = \frac{p_e}{p_{\max}}$, а $Z = \cos \Theta$,

где Θ – угол между направлением спина мюона и направлением импульса электрона (позитрона). Позитрон преимущественно летит по направлению спина μ^+ , а электрон – против спина μ^- . Из последней формулы видно, что нарушение симметрии реализуется в форме углового распределения по $\cos \Theta$. Интегрирование по углу даст одинаковый ответ для вероятностей распада μ^+ и μ^- .

Из слабого распада μ -мезона можно получить и другую важную информацию. Время жизни μ -мезона, вычисленное в рамках теории четырехфермионного взаимодействия, оказывается равным

$$\Gamma(\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu) = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192 \pi^3}. \quad (3)$$

Если подставить экспериментальные значения для массы μ -мезона и его времени жизни, приведенные в табл. 1, то можно определить G_F .

Значение G_F , определенны из распада μ -мезона

$$G_F^\mu = 1,1642 \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2},$$

очень близко к значению, извлекаемому из ядерного β -распада:

$$G_F^\beta = 1,16639 \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}.$$

Отсюда следует очень важный вывод об универсальности слабого взаимодействия. Взаимодействие заряженных токов (2) в лептон-лептонном и адрон-лептонном секторах имеет универсальную форму. При этом вариации времени жизни колоссальны – от 10^3 с у нейтрона до 10^{-13} с у τ -лептона.

Другая важная характеристика слабых взаимодействий – их короткодействие. Радиус действия этих сил $r_W \sim 10^{-16}$ см. Если это сравнить с размерами нейтрона $r_n \approx 1,4 \cdot 10^{-13}$ см, то становится понятным, что в β -распа-

Таблица 1. Масса и время жизни лептонов

Лептон	Масса	Время жизни
e^-	0,510999 МэВ/ c^2	Стабилен
ν_e	<10 эВ/ c^2	Стабилен
μ_e	105,658389 МэВ/ c^2	$2,197 \cdot 10^{-6}$ с
ν_μ	<0,19 МэВ/ c^2	Стабилен
τ^-	1777,06	$2,902 \cdot 10^{-13}$ с
ν_τ		Стабилен

де нейтрона собственно распада нейтрона не происходит, а происходит перестройка его структуры в близкий по свойствам протон. На современном языке это выглядит следующим образом. Нейтрон и протон состоят из трех кварков — частиц с дробными зарядами $n = udd$, $p = uud$. Заряд u -кварка $+\frac{2}{3}$, а d -кварка $-\frac{1}{3}$. В нашей схеме эти кварки занимают места протона и нейтрона в изотопическом дублете $\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$, то есть вместо дублета

$$\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$$

мы будем писать

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix},$$

а схема распада выглядит как на рис. 3, или с учетом остальных кварков, как на рис. 4

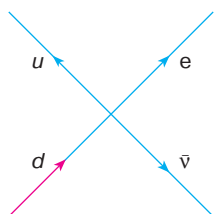


Рис. 3

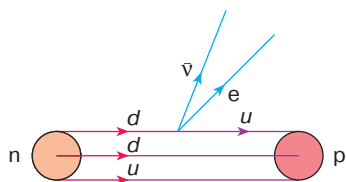


Рис. 4

Хороший вопрос. Если в нейтроне распадается d -кварк, то почему оставшийся в протоне d -кварк не распадается? По той же причине, почему нейтроны, связанные в ядрах, не подвержены β^- -распаду. Закон сохранения энергии не позволяет этому произойти, так как энергия связи больше той, которая выделится при распаде. Так и в случае протона. Получившаяся частица должна была бы состоять из трех u -кварков и иметь массу, меньшую, чем масса протона, а такой частицы в природе не существует. Однако для более тяжелых частиц, содержащих, например, несколько странных кварков, наблюдаются последовательные (каскадные) распады.

ЭЛЕКТРОСЛАБАЯ МОДЕЛЬ

После столь обширного введения пора подвести промежуточный итог наших знаний о слабых взаимодействиях:

- 1) они характеризуются чрезвычайно малым радиусом действия $\sim 10^{-16}$ см.
- 2) они видят только “левые” компоненты спина частиц;
- 3) имеет место универсальность взаимодействия;
- 4) необычайно малая масса нейтрино по сравнению со всеми другими массами.

Итак, в нашем распоряжении шесть слабовзаимодействующих изотопических дублетов: лептонные

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \quad (4')$$

и кварковые:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L. \quad (4'')$$

Индекс L у всех дублетов означает левые. Это не значит, что у перечисленных частиц нет правых компонент. Просто слабое взаимодействие устроено так, что оно их не видит и имеет дело только с левыми компонентами. Все другие типы взаимодействия — сильное и электромагнитное — видят правые и левые компоненты на равных, и в них четность не нарушена. Взаимодействие токов в форме (2)

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} J_\alpha^A J_\alpha^B$$

удивительным образом похоже на закон взаимодействия токов в электродинамике. Только там содержится дополнительный множитель $\frac{1}{R}$, связанный с безмассовостью частицы переносчика взаимодействия — γ -кванта. Короткодействие в нашем случае связано с большой массой переносчика. Потенциал взаимодействия в этом случае имеет вид

$$V(R) \approx \frac{e^{-RM}}{R},$$

где R — расстояние между зарядами, а M — масса частицы обмена. Более того, из изотопической симметрии мультиплетов (с. 4) следует, что переносчиков взаимодействия три:

$$W^-, W^+ \text{ и } W^0.$$

Первый из них — нам знакомый по β^- -распаду (рис. 5), второй — из распада μ^+ (рис. 6).

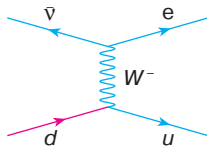


Рис. 5

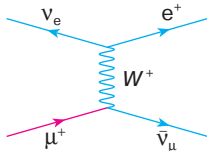


Рис. 6

Как видно, при взаимодействии W^+ и W^- меняют электрический заряд, и они ответственны за взаимодействие заряженных токов. Третий бозон W^0 не меняет заряда, и он отвечает за взаимодействие нейтральных токов, таких, например, как на рис. 7, где электрон взаимодействует с мюоном. С этим последним векторным бозоном (а именно так W^+ , W^- и W^0 именуют в физике частиц) ситуация несколько более сложная, потому что точно такое же взаимодействие, как на рис. 7, осуществляет хорошо известный нам γ -квант (рис. 8). Разница в том, что в последнем случае задействованы одновременно и правые и левые компоненты спина, тогда как при обмене W^0 только левые. Тем не менее через эти левые компоненты W_0 и γ оказываются связанными. Ситуация напоминает два связанных поперечной нитью маятника. Раскачивание одного передается другому.

В результате такого смешивания физическими становятся состояния

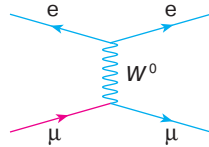


Рис. 7

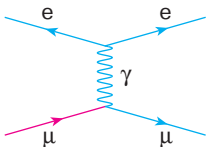


Рис. 8

$$Z_0^H = W_0^H \cos \Theta_W + B^H \sin \Theta_W, \quad (5)$$

$$A_\mu = -W_0^H \sin \Theta_W + B^H \sin \Theta_W,$$

где B_μ — электромагнитное поле до смешивания, Θ_W — угол смешивания. Из-за этого смешивания Z_0^H становится несколько тяжелее W^+ и W^- :

$$m_{W^+} = m_{W^-} = 80,447 \pm 0,042 \text{ ГэВ},$$

$$m_{Z^0} = 91,1876 \pm 0,0021 \text{ ГэВ}.$$

Долгое время не удавалось увидеть реакцию с участием Z^0 . Рассмотрим, например, π^0 -мезон (один из членов изотопического мультиплетта $\pi^+ \pi^- \pi^0$), который мог бы распасться по каналу $\pi^0 \rightarrow Z^0 \rightarrow e^+ e^-$ (рис. 9). π^0 -Мезон составлен из u - и d -кварков, и его волновая функция имеет вид

$$\pi^0 = \frac{\bar{u}u - \bar{d}d}{\sqrt{2}}.$$

Однако с гораздо большей вероятностью π^0 распадается электромагнитно за счет аннигиляции кварк-антикварковой пары в два фотона. Этот распад доминирует, и на его фоне слабый распад через промежуточный Z^0 просто незаметен. Как правило, слабые распады за счет нейтрального тока не видны на фоне других процессов.

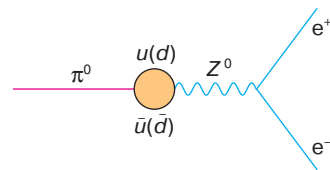


Рис. 9

Тем не менее вклад нейтрального тока (обмен Z^0) удалось обнаружить в специальных опытах, где нейтринный пучок взаимодействовал с ядрами мишени. Для создания такого пучка использовался пучок π -мезонов, рождаемых в столкновениях протонов с ядрами. Как отмечалось выше, π -мезон распадается по каналу $\pi \rightarrow \mu \nu$ и реже (10^{-4}) по каналу $\pi \rightarrow e \nu$. Если бы нейтрино было тождественно в этих распадах, то в обратной реакции взаимодействия ν с ядрами должны были рождаться в равной мере электроны и μ -мезоны. В 1962 г. такие опыты были выполнены и было показано, что рождаются только μ -мезоны. Значит, в распаде $\pi \rightarrow \mu \nu_\mu$ образуется нейтрино, которое может образовать только μ -мезон и не может электрон. Позже, после открытия в 1982 г. τ -лептона, было показано, что нейтрино от распада τ -лептона $\tau \rightarrow \nu_\tau + X$ отлично от ν_e и ν_μ . Это различие в нейтринных ароматах и позволило нам

разместить эти частицы в разных столбцах (4). В 1973 г. были обнаружены взаимодействия нейтрино на ядрах без образования μ -мезона. Отношения вероятностей процессов без мюона (нейтральный ток) и с образованием мюона в первом приближении

$$R_\nu = \frac{\sigma(\nu_\mu A \rightarrow \nu_\mu + \dots)}{\sigma(\nu_\mu A \rightarrow \mu^- + \dots)} = \frac{1}{2} - \sin^2 \Theta_W + \frac{20}{27} \sin^4 \Theta_W,$$

$$R_{\bar{\nu}} = \frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu A \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \dots)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu A \rightarrow \mu^+ + \dots)} = \frac{1}{2} - \sin^2 \Theta_W + \frac{20}{9} \sin^4 \Theta_W, \quad (6)$$

где Θ_W – тот самый угол смешивания (5) в формуле для Z_μ и A_μ .

Экспериментальные значения $\sin^2 \Theta_W$ на сегодняшний день

$$\sin^2 \Theta_W = 0,2253 \pm 0,0019 \text{ (stat)} \pm 0,0010 \text{ (syst)}.$$

В этом эксперименте наблюдается нейтральный ток, ответственный за взаимодействия $\bar{\nu} \nu$ с $\bar{u}u$ - и $\bar{d}d$ -токами. Поиски других нейтральных токов привели к открытию в 1978 г. электронного тока $\bar{e}e$, проявляющего себя в эффекте вращения плоскости поляризации лазерного пучка, проходящего через пары висмута. Оптическая активность паров висмута означала существование слабого, не сохраняющего четность взаимодействия атомных электронов с ядрами.

Наблюдение в 1982 г. зарядовой асимметрии при взаимодействии $\bar{e}e$ с токами $\bar{\mu}\mu$ и $\bar{\tau}\tau$ в коллайдерных экспериментах окончательно подтвердило универсальность нейтрального тока. За последние 10 лет были выполнены эксперименты, подтвердившие согласие с предсказаниями Стандартной модели в нейтринных взаимодействиях, в исследовании распадов адронов с c - и b -кварками и изучении свойств Z^0 -бозона на “фабрике Z^0 ” в e^+e^- -аннигиляции.

К числу наиболее интересных результатов можно отнести определение числа легких сортов нейтрино. Точность данных по измерению параметров Z^0 -бозона оказалась таковой, что удалось определить невидимые моды распада $Z^0 \rightarrow \nu_i \bar{\nu}_i$ и фиксировать число легких нейтрино

$$N_\nu = 2,984 \pm 0,08.$$

Еще до первого прямого наблюдения t -кварка на $\bar{p}p$ -коллайдере Лаборатории Ферми (Чикаго) оказалось возможным оценить его массу не прямым образом, а путем исследования поправок, возникающих от виртуального t -кварка. Эта величина $m_t \sim 180$ ГэВ оказалась близкой к измеренной в опыте по рождению t -кварка:

$$m_t = 174,3 \pm 51 \text{ ГэВ}.$$

Важнейшим предсказанием Стандартной модели является наличие самодействия у промежуточных бозонов.

В том, что W^\pm -бозоны должны взаимодействовать с γ -квантом $\gamma W^+ W^-$, нет ничего удивительного, так как они обладают электрическим зарядом. Но, оказывается, таким же взаимодействием обладает Z^0 -бозон: за счет вершины $Z^0 W^+ W^-$. На рис. 10 показаны результаты измерения парного рождения W -бозонов в e^+e^- -аннигиляции:



Если ограничиться только вкладом заряженного тока и взаимодействием W^\pm с фотоном и не учитывать вершины $Z^0 \rightarrow W^+W^-$, то имеется сильное рассогласование с экспериментальными данными. Включение взаимодействия Z^0 с W^+W^- приводит к идеальному описанию сечения рождения двух W -бозонов. Величина этой вершины не является свободным параметром модели, а является строгим следствием симметрии теории.

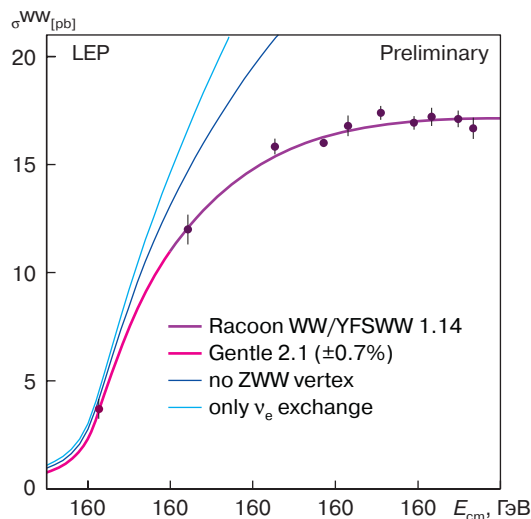


Рис. 10

ХИГГСОВСКИЙ БОЗОН

Идеальное согласие на уровне долей процентов предсказаний Стандартной модели и экспериментальных данных выглядит впечатляюще. Однако в том виде, в каком она была представлена до сих пор, она внутренне противоречива. Провозглашенная нами симметрия (калибровочная $SU(2) \times U(1)$), давшая три дополнительных векторных бозона W^\pm и Z^0 и предсказавшая самодействие этих бозонов, требует безмассовости всех частиц. Последнее, как мы понимаем, противоречит эксперименту. Можно было бы пойти другим путем: оставив все предсказания симметрии, ввести массы независимо и довольствоваться феноме-

нологической моделью с известным нами из эксперимента массами частиц и константами взаимодействия. Такой путь, однако, ведет к неконтролируемым поправкам из-за неперенормируемости теории. Не вдаваясь в подробности, можно сказать по-другому. Поправки становятся бесконечно большими, и число этих бесконечностей растет неконтролируемым образом. Напомним, что в квантовой электродинамике количество бесконечностей фиксировано и легко убирается переопределением (перенормировкой) заряда и массы у электрона.

Выход из создавшейся ситуации состоит в том, что наряду с обычными полями частиц вводится дополнительное скалярное поле (изотопический дублет ϕ^+ , ϕ^0 и их античастиц ϕ^- , $\tilde{\phi}_0$). Обладая изотопическим спином, эти скалярные частицы взаимодействуют калибровочно-инвариантным образом с четырьмя векторными полями W^\pm , Z^0 и γ . Кроме того, это скалярное поле взаимодействует с фермионными — кварками и лептонами также с сохранением слабого изоспина, причем для каждого фермиона есть своя константа связи ее с этим скалярным полем. Все пока симметрично и частицы безмассовые.

Нарушение симметрии кроется в нелинейном взаимодействии скалярного поля с самим с собой. Потенциал этого взаимодействия имеет минимум не при нулевом значении скалярного поля ϕ , а при отличном от нуля

$$\phi = \eta = 174 \text{ ГэВ.}$$

Потенциал этот изображен на рис. 11.

Ситуация очень напоминает классическую задачу упругости. Тонкий цилиндрический стержень сжимается сверху и снизу. Уравнения упругости для этого стержня симметричны относительно поворотов относительно оси стержня. Существует симметричное решение, когда отклонение стержня равно нулю. Однако это решение неустойчиво. Стержень изогнется, причем изгиб этот может произойти в любую сторону, однако в любом случае решение будет нарушать симметрию задачи. Так и в нашем случае. Значение $\phi = 0$ неустойчи-

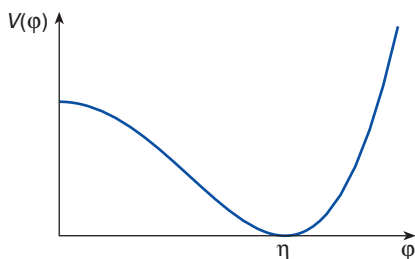


Рис. 11

во: устойчивое состояние системы реализуется в минимуме при $\phi = \eta$, то есть уравнения движения остаются симметричными, а вакуум — несимметричным. Происходит перестройка полей. Безмассовые поля W^\pm , Z^0 приобретают массу, поглощая три из четырех скалярных поля. Оставшееся скалярное поле ϕ^0 имеет массу и проявляет себя как новая скалярная частица — хиггсовский бозон. Оказывается, что такая теория перенормируема и вполне самосогласована. В теории появляется единственный размерный параметр η , через который выражаются массы всех частиц.

После введения этих дополнительных подпорок в виде скалярных полей, позволивших нам совместить калибровочную симметрию теории с наличием масс у частиц, мы приобретаем целый набор новых проблем и вопросов.

Во-первых, мы почти ничего не знаем о скалярном поле: какая у него масса M_H , какая константа самодействия? Для нас пока что важно существование отличного от нуля вакуумного значения этого поля $\phi = \eta$ в минимуме потенциала $V(\phi)$

Однако то, что помогает нам, находится в противоречии с космологическими данными. Отличие от нуля $\phi = \eta$ порождает плотность энергии вакуума

$$\rho_H = \frac{M_H^2 \eta^2}{8} \geq 10^8 \text{ ГэВ}^4,$$

если использовать величину нижней экспериментальной границы на массу хиггсовского бозона $M_H \geq 113 \text{ ГэВ}$. Кроме того, последние данные, известные из космологии, говорят, что эта величина намного порядков меньше

$$\rho_{\text{vac}} \leq 10^{-46} \text{ ГэВ}^4.$$

Во-вторых, если массы калибровочных бозонов оказываются жестко связанными с калибровочными константами

$$M_W = \frac{g\eta}{2}, \quad M_Z = \frac{\bar{g}\eta}{2}, \quad M_Z = \frac{M_W}{\cos\Theta_w},$$

где $\bar{g} = \sqrt{g^2 + g'^2}$, то в фермионном секторе, где масса фермиона связана с η соотношением

$$m_f = \frac{1}{\sqrt{2}} g_f \eta,$$

остаются неизвестными константы связи фермионов со скалярным полем g_f . При этом g_f порядка единицы для t -кварка и порядка $3 \cdot 10^{-6}$ для электрона. Откуда такая колоссальная вариация констант?

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Стандартная модель, связывая воедино огромное количество фактов, записанных в компактной форме в виде уравнений движения и взаимодействия частиц, является замкнутой согласованной теорией. Наличие в ней большого числа свободных параметров (около 19) ни в коей мере не умаляет ее ценности. Не предъявляем мы претензий к квантовой электродинамике из-за того, что не знаем ни массы электрона, ни его заряда — это свободные параметры теории. Самое темное место Стандартной модели — ее скалярный сектор. Про него мы почти ничего не знаем и довольствуемся лишь минимумом его свойств.

В ближайшее время с запуском новой машины -- ускорителя ЛНС (большой адронный коллайдер) с энергией взаимодействия ~104 ГэВ ситуация должна существенно проясниться.

Рецензент статьи Э.И. Кэбин

* * *

Анатолий Константинович Лиходед, доктор физико-математических наук, профессор Московского физико-технического института. Область научных интересов — физика высоких энергий и элементарных частиц.