

# СОВРЕМЕННАЯ ФИЗИКА ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

**К. В. Степаньянц**

Московский Государственный Университет, физический факультет, кафедра  
теоретической физики, Москва, Россия

stepan@phys.msu.ru

В обзоре кратко описывается современное состояние физики высоких энергий. Затрагиваются такие вопросы, как описание сильных и электрослабых взаимодействий как в рамках Стандартной модели, так и в теориях Великого объединения. Обсуждаются вопросы о появлении малой массы нейтрино и необходимости введения суперсимметрии. Также рассматривается описание гравитационного взаимодействия, современные космологические экспериментальные данные, теории супергравитации, а также связь гравитации с другими взаимодействиями. Обращается внимание на проблемы, возникающие при описании гравитации и возможные пути методы их решения. В частности, обсуждаются достижения и недостатки теории суперструн.

## 1 Введение. Масштабы физики высоких энергий

В этой статье я хотел бы дать краткий обзор основных достижений а также нерешенных проблем современной физики высоких энергий. При этом прежде всего необходимо объяснить, что будет пониматься под термином "физика высоких энергий". Большие энергии выделяются, например, при взрывах бомб. Но при этом характерная энергия химической связи имеет порядок около 1 эВ. Значительно большие энергии выделяются при взрывах ядерных бомб. Это связано с тем, что энергия связи в ядрах имеет порядок 1 МэВ и примерно в  $10^6$  раз превышает энергию химической связи. Однако с точки зрения физики элементарных частиц эти энергии все же являются достаточно малыми. Например, характерный масштаб, на котором электромагнитное и слабое взаимодействие соединяются в некоторую единую теорию, имеет порядок  $10^2$  ГэВ и примерно в  $10^5$  раз превышает энергию связи в атомных ядрах. Максимальные экспериментально достижимые энергии в настоящее время составляют около  $10^5$  ГэВ. По сравнению с той же энергией химической связи эта величина громадна. Однако в физике элементарных частиц существует и еще один масштаб, величина которого просто поражает воображение – это т. н. масса Планка, которая является характерной энергией гравитационного взаимодействия и по порядку величины равна  $10^{19}$  ГэВ. Как ни странно бы это не казалось на первый взгляд, но тщательное исследование сильного и электрослабого взаимодействия также указывает на существование близкого энергетического масштаба –  $10^{16}$  ГэВ. По-видимому при таких энергиях мы должны встретиться с интереснейшими и нетривиальными явлениями, суть которых до сих пор не вполне понятна.

По мере увеличения энергии меняется вся картина мира, который нас окружает. Так, находясь в лесу, мы видим вокруг себя отдельные кусты, деревья, траву. Но если подняться выше, то можно увидеть весь лес целиком, поля вокруг него, соседние леса. Поднимаясь еще выше можно увидеть очертания океанов и материков, понять, что Земля является шаром и т. д. В физике высоких энергий картина во многом сходна. При увеличении энергии нам удастся в каком-то смысле более широко взглянуть на окружающий мир. Все кажущееся многообразие элементарных частиц и их совершенно

различные свойства, которые мы видим при низких энергиях, по мере повышения энергии начинают подчиняться определенным закономерностям. Прежде всего, начинают появляться определенные симметрии, которые их связывают. При этом, чем большие энергии рассматриваются, тем более симметричным представляется мир элементарных частиц. Сейчас мы можем уверенно говорить о том, что физика элементарных частиц – это физика симметрий. Это понятие играет наиболее важную роль при описании всех взаимодействий. В настоящее время известен целый ряд симметрий – калибровочная, общекоординатная, суперсимметрия, каждая из которых ведет к интереснейшим и нетривиальным следствиям. Но все же многое еще не ясно и, возможно, следует ожидать появления каких-либо явлений, других симметрий, а также описывающих их математических конструкций.

В этой статье я хотел бы показать, как меняется картина мира в зависимости от доступного исследователю уровня энергии и как выявляются симметрии, лежащие в основе современного описания физики. При этом становятся понятными многие явления, которые на первый взгляд казались совершенно случайными. Кроме того, я постараюсь перечислить те нерешенные проблемы, которые представляются наиболее актуальными, а также возможные пути их решения.

Заметим, что далее будет использоваться система единиц  $\hbar = c = 1$ , которая наиболее удобна для физики высоких энергий, поскольку все величины в ней имеют размерность массы, что существенно облегчает анализ размерности, а также исследование порядков различных величин.

## 2 Квантовая теория поля как инструмент для описания физики высоких энергий

Основным инструментом для описания физики высоких энергий является квантовая теория поля [1]. Перечислим кратко, какие экспериментальные данные свидетельствуют в пользу этого.

В качестве исходной точки мы возьмем квантовую механику частицы со спином, которая описывается уравнением Паули. При этом в соответствии с экспериментальными данными, величина магнитного момента электрона связана с его спином соотношением

$$\mu = g \frac{q}{2m} S, \quad (1)$$

где через  $g$  обозначен т. н.  $g$ -фактор Ланде, который оказывается приблизительно равным 2. Это значение может быть получено [2] при рассмотрении низкоэнергетического предела классической электродинамики, которая представляет собой теорию взаимодействующих электромагнитного и спинорного полей, описываемую функцией Лагранжа [3]

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^2 + i\bar{\psi}\gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi. \quad (2)$$

При этом полевыми переменными являются калибровочное поле  $A_\mu = (\varphi, -\vec{A})$  и антикоммутирующий дираковский спинор  $\psi$ , который представляет собой столбец из четырех комплексных компонент и некоторым специальным образом меняется под действием группы Лоренца. Тензор поля  $F_{\mu\nu}$  и ковариантная производная  $\mathcal{D}_\mu$  определяются равенствами

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu; \quad \mathcal{D}_\mu \psi = \partial_\mu \psi - ieA_\mu \psi. \quad (3)$$

Дираковски сопряженный спинор определяется при этом равенством  $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$ . Уравнением движения для поля  $\psi$  будет уравнение Дирака

$$(i\gamma^\mu \mathcal{D}_\mu - m)\psi = 0, \quad (4)$$

из которого при низких энергиях как раз и получается уравнение Паули с  $g = 2$ .

Таким образом, квантовая механика фактически соответствует классической теории поля, а переход от классической механики к классической теории поля иногда называют "первичным квантованием". Тем не менее, оказывается, что теория должна быть проквантована еще один раз. Об этом наиболее ярко свидетельствуют прежде всего 2 следующих экспериментальных факта:

Во-первых, экспериментальное значение магнитного момента электрона отличается от величины  $\mu_B = e/2m$ , которая соответствует  $g = 2$  в формуле (1). Добавок к магнитному моменту называется аномальным магнитным моментом электрона. Экспериментальное значение магнитного момента электрона [4] в настоящее время составляет

$$\mu = 1.0011596521859 \pm 0.0000000000038\mu_B. \quad (5)$$

Эта величина не может быть объяснена в рамках классической теории поля, но ее можно вычислить в рамках квантовой теории поля. При этом современное теоретическое предсказание для этой величины (полученное с учетом вкладов других взаимодействий) составляет [5]

$$\mu = 1.001159652178 \pm 0.0000000000008\mu_B. \quad (6)$$

Таким образом, теоретическое и экспериментальное значения в этом случае согласуются с точностью до 11 знаков, что является рекордным совпадением для всей физики.

Второй эксперимент, свидетельствующий о необходимости квантования классической теории поля, – это измерение разности энергий уровней  $2s_{1/2}$  и  $2p_{1/2}$  в атоме водорода. Решая уравнение Дирака во внешнем кулоновском поле, можно получить точный спектр атома водорода в рамках классической теории поля. Он имеет следующий вид (в системе единиц, в которой  $\hbar = c = 1$ ):

$$E_{nj} = m \left( 1 + \frac{Z^2 \alpha^2}{(n - j - 1/2 + \sqrt{(j + 1/2)^2 - Z^2 \alpha^2})^2} \right)^{-1/2}. \quad (7)$$

Как следствие, энергии уровней  $2s_{1/2}$  и  $2p_{1/2}$ , которые имеют одни и те же значения квантовых чисел  $n$  и  $j$ , должны оказаться равными. Однако эксперимент свидетельствует об обратном [6]: оказывается, что уровень  $2s_{1/2}$  имеет большую энергию, чем уровень  $2p_{1/2}$ . Их разность соответствует частоте излучения 1057,85 МГц (что соответствует длине волны около 28 см). Это явление называется лэмбовским сдвигом. Оно может быть объяснено только в рамках квантовой теории поля [3, 7]. При этом предсказания теории достаточно точно согласуются с экспериментальными данными.

Два описанные выше эксперимента особенно ярко свидетельствуют о том, что необходимо квантовать классическую теорию поля. Это квантование обычно называется "вторичным", поскольку, как мы уже говорили, "первичное" квантование – это переход от классической механики к классической теории поля. Поэтому квантовая теория поля является основой всей современной физики высоких энергий.

### 3 Калибровочная инвариантность

В предыдущей части мы уже упоминали, что электромагнитное взаимодействие хорошо описывается моделью (2). С учетом необходимости ее квантования, она называется квантовой электродинамикой. Одно из наиболее важных наблюдений заключается в том, что лагранжиан (2) является инвариантным относительно локальных калибровочных преобразований

$$A_\mu \rightarrow A_\mu - \partial_\mu \alpha; \quad \psi \rightarrow e^{-i\alpha} \psi; \quad \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi} e^{i\alpha}, \quad (8)$$

где  $\alpha$  – произвольная функция пространственных координат и времени. Эти преобразования образуют компактную абелеву группу  $U(1)$ .

Калибровочная инвариантность является основой всей современной квантовой теории поля. Это как раз и есть одна из тех симметрий, которые лежат в основе современной физики высоких энергий. Для того, чтобы понять ее роль необходимо отметить одну из важнейших проблем квантовой теории поля – проблему расходимостей. Дело в том, что в квантовой теории поля можно построить некоторую величину, которая является квантовым аналогом обычного действия и называется эффективным действием. При вычислении эффективного действия получают вклады, которые формально равны бесконечности. Такие вклады и называются расходимостями. Наличие расходимостей указывает на неполноту теории. Их существование, в частности, в квантовой электродинамике, указывает на то, что эта теория не является окончательной, а представляет собой только некоторый предел более общей теории.

Важнейшая роль калибровочной симметрии заключается в том, что она существенно ограничивает структуру расходящихся вкладов. Ее следствием являются некоторые соотношения, т. н. тождества Славнова–Тейлора [8], которым удовлетворяет эффективное действие. С их помощью можно доказать, что расходимости в квантовой электродинамике имеют ту же самую структуру, что и исходное классическое действие. Теории, в которых справедливо такое свойство, называют перенормируемыми. Перенормируемость позволяет удалять расходимости с помощью некоторого переопределения полей и констант взаимодействия (в случае электродинамики константой взаимодействия является заряд электрона.) Например, если  $M$  – некоторый масштаб энергий, на котором сокращаются расходимости, а  $e_0$  – значение константы связи на этом масштабе, то наблюдаемый при низких энергиях заряд будет равен

$$\frac{1}{e^2} = \frac{1}{e_0^2} + c \ln \frac{M}{p} + O(e^2), \quad (9)$$

где  $p$  – масштаб энергий, на котором вычисляется константа связи (здесь предполагается, что он существенно превышает значения масс частиц), а  $c$  – некоторая постоянная, которая может быть вычислена из первых принципов.

Таким образом, существование калибровочной симметрии приводит к перенормируемости квантовой электродинамики, которая существенно ограничивает структуру расходящихся вкладов в эффективное действие.

#### 4 Поля Янга–Миллса. Квантовая хромодинамика

Калибровочная инвариантность квантовой электродинамики представляет собой наиболее простой вид симметрии. Мы уже говорили о том, что калибровочные преобразования образуют абелеву группу  $U(1)$ . Оказывается [9], что можно построить теорию, которая во многих отношениях похожа на электродинамику, но является инвариантной относительно некоторой неабелевой компактной калибровочной группы  $G$ . В качестве примера можно записать функцию Лагранжа для поля Янга–Миллса  $A_\mu$ , которое взаимодействует со скалярным полем  $\phi$ , лежащем в некотором представлении группы  $G$ :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2e^2} \text{tr} F_{\mu\nu}^2 + \mathcal{D}^\mu \phi^\dagger \mathcal{D}_\mu \phi - V(\phi^\dagger \phi). \quad (10)$$

В данном случае калибровочное поле  $A_\mu$  является элементом алгебры Ли калибровочной группы  $G$ , также как и соответствующий тензор поля, который определяется равенством

$$F_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu + [A_\mu, A_\nu]. \quad (11)$$

Поле  $A_\mu$  можно разложить по базису в алгебре Ли калибровочной группы как  $A_\mu = -ieA_\mu^a t^a$ , где  $t^a$  – эрмитовы генераторы, а  $A_\mu^a$  – вещественные векторные поля, которые и являются неабелевыми аналогами четырехвектора потенциала электромагнитного поля.

Теория Янга–Миллса оказывается инвариантной относительно калибровочных преобразований

$$\begin{aligned} A_\mu &\rightarrow \omega A_\mu \omega^{-1} + \omega \partial_\mu \omega^{-1}; & F_{\mu\nu} &\rightarrow \omega F_{\mu\nu} \omega^{-1}; \\ \phi &\rightarrow \omega \phi; & \phi^+ &\rightarrow \phi^+ \omega^+ = \phi^+ \omega^{-1}. \end{aligned} \quad (12)$$

Одним из наиболее ярких приложений теории Янга–Миллса является описание теории сильных взаимодействий, которые удерживают протоны и нейтроны в атомных ядрах. В соответствии с современными представлениями мезоны и барионы не являются точечными элементарными частицами, а состоят из кварков. Мезоны состоят из кварка и антикварка, а барионы – из трех кварков. Каждый кварк имеет квантовое число – цвет [10], который может принимать значения от 1 до 3. Составим столбец  $\psi$ , компоненты которого нумеруются значением цвета, а каждая из этих компонент представляет собой дираковский спинор. Тогда квантовая хромодинамика [11] описывается теорией Янга–Миллса с калибровочной группой  $SU(3)$  и является применимой при энергиях вплоть до 1 – 10 ГэВ. Ее функция Лагранжа записывается в виде

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2e^2} \text{tr} F_{\mu\nu}^2 + \sum_q \left( i\bar{\psi}_q \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \psi_q - m_q \bar{\psi}_q \psi_q \right), \quad (13)$$

где суммирование производится по всем типам кварков. Калибровочные бозоны, которые соответствуют группе  $SU(3)$  называются глюонами. Справедливость такого описания теории сильных взаимодействий была подтверждена экспериментами по глубокоinelастическому рассеянию. Их суть состоит в том, что при рассеянии высокоэнергетических электронов на мезонах и барионах сечение рассеяния ведет себя как будто рассеяние происходит на двух или трех точечных частицах соответственно. Тем не менее, описание низкоэнергетического предела теории оказывается неожиданно сложным. Дело в том, что при низких энергиях очень существенными оказываются квантовые эффекты. Это связано с тем, что в квантовой теории поля существует фактически единственный способ вычисления квантовых поправок – разложение в ряд по теории возмущений. Фактически разложение производится в ряд по константе связи, которая на самом деле является некоторой функцией энергии. При низких энергиях константа связи в КХД оказывается большой (постоянная  $s$  в формуле (9) является отрицательной [12]) и разложение в ряд становится неприменимым. Благодаря этому описать поведение квантовой хромодинамики при низких энергиях крайне сложно. Более того, квантовые эффекты приводят к новым явлениям, наиболее интересным из которых является т. н. конфайнмент кварков [13]. Суть этого явления состоит в том, что кварки никогда не наблюдаются в свободном виде, а все мезоны и барионы являются бесцветными, т. е. являются синглетами по отношению к цветовой группе  $SU(3)$ . До сих пор удовлетворительное объяснение конфайнмента кварков исходя из первых принципов квантовой теории поля еще не найдено. Решеточные вычисления показывают, что в случае, когда кварки удаляются друг от друга линии цветового электрического поля стягиваются в длинные узкие трубки, которые часто называют КХД-струной.

## 5 Стандартная модель

Важным достижением физики высоких энергий явилось построение теории, которая на основе теории Янга–Миллса описывает единообразным образом сильные и электрослабые взаимодействия [14] вплоть до энергий порядка  $10^2 - 10^3$ . Такая теория называется Стандартной моделью.

Слабые взаимодействия [15] ответственны за некоторые реакции и распады, например, распад свободного нейтрона

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}. \quad (14)$$

Оказалось, что слабые взаимодействия необходимо соединять с электромагнитными. При этом получившаяся теория, которая будет описывать сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия представляет собой теорию Янга–Миллса, которая основана на калибровочной группе  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ .

Все известные в настоящее время частицы можно классифицировать по представлениям этой группы. При этом оказывается, что правые и левые частицы взаимодействуют по-разному [16]. Левые частицы преобразуются по фундаментальному представлению группы  $SU(2)$ , а правые – по ее тривиальному представлению. Заряды по отношению к группе  $U(1)$  можно получить, анализируя известные из эксперимента электрические заряды. В результате оказывается, что в природе существует 3 поколения фермионов, каждое из которых устроено следующим образом:

1. Левые лептоны и соответствующие им левые нейтрино образуют столбец, который преобразуется по фундаментальному представлению группы  $SU(2)$  и не меняется при преобразованиях группы  $SU(3)$  (т. е. соответствует ее тривиальному представлению). Для первого поколения этот столбец состоит из спинора, описывающего левый электрон, (далее, для краткости, – просто левого электрона) и левого электронного нейтрино:

$$L_L \equiv \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}. \quad (15)$$

(Поскольку в Стандартной модели достаточно много различных частиц, то, для удобства, спинор, который соответствует той или иной частице, мы будем обозначать также как и саму эту частицу. Например, теперь волновую функцию электрона мы обозначаем через  $e$ .) Для второго поколения аналогичный столбец образован  $\mu$ -мезоном и мюонным нейтрино, а для третьего –  $\tau$ -мезоном и  $\tau$ -нейтрино.

2. Правые лептоны, например, правый электрон

$$e_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)e \quad (16)$$

являются скалярами относительно групп  $SU(2)$  и  $SU(3)$ . В минимальном варианте Стандартной модели правого нейтрино нет. Тем не менее, как будет показано далее, для объяснения экспериментально обнаруженных осцилляций нейтрино, его все же необходимо добавить в теорию. Кроме того, как мы увидим, наличие правого нейтрино позволяет легко объяснить, почему нейтрино имеет очень малую массу. Правое нейтрино

$$\nu_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\nu \quad (17)$$

никак не меняется при калибровочных преобразованиях группы  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ .

3. Левые кварки преобразуются по фундаментальному представлению группы  $SU(2)$  и фундаментальному представлению группы  $SU(3)$ . Первое поколение включает в себя кварки  $u$  и  $d$ . Их можно записывать в виде столбца

$$Q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Каждый его элемент вновь представляет собой столбец, на который действует группа  $SU(3)$ :

$$u = \begin{pmatrix} u^1 \\ u^2 \\ u^3 \end{pmatrix}; \quad d = \begin{pmatrix} d^1 \\ d^2 \\ d^3 \end{pmatrix}. \quad (19)$$

Таким образом, по сравнению с лептонами кварки несут дополнительный цветовой индекс  $a = 1, 2, 3$ . Для второго поколения столбец, аналогичный (18), образуется  $s$  и  $c$  кварками, а для третьего –  $t$  и  $b$  кварками.

4. Правые кварки являются скалярами относительно группы  $SU(2)$  и преобразуются по фундаментальному представлению группы  $SU(3)$ . Например, для первого поколения

$$u_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5) \begin{pmatrix} u^1 \\ u^2 \\ u^3 \end{pmatrix}; \quad d_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5) \begin{pmatrix} d^1 \\ d^2 \\ d^3 \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Часто удобно нумеровать поколения дополнительным индексом  $I$ , который пробегает значения от 1 до 3. Тогда, например,

$$\nu^I = (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau); \quad e^I = (e, \mu, \tau). \quad (21)$$

В кратком виде приведенная выше информация о составе частиц (за исключением калибровочных бозонов) Стандартной модели собрана в таблице 1.

Кроме того, в Стандартной модели имеется скалярное поле, которое преобразуется по фундаментальному представлению группы  $SU(2)$  и имеет нетривиальный заряд по отношению к группе  $U(1)$ . Оно играет ключевую роль при переходе к низкоэнергетическому пределу Стандартной модели. Дело в том, что при низких энергиях безмассовыми калибровочными бозонами должны быть только фотон и глюоны. Но, помимо них, в Стандартной модели имеется еще 3 калибровочных бозона, поскольку размерность группы  $SU(2) \times U(1)$  равна 4 и на 3 превышает размерность группы  $U(1)$ . Для того, чтобы дать массу этим трем частицам и при этом не нарушить калибровочную инвариантность используется механизм т.н. спонтанного нарушения симметрии. Его суть заключается в том, что потенциал скалярного поля устроен таким образом, что в вакуумном состоянии значение скалярного поля отлично от 0. Тогда ряд калибровочных бозонов приобретает массы, причем локальная калибровочная инвариантность по-прежнему имеет место. В низкоэнергетическом пределе можно положить все поля, имеющие большие массы равными 0. Тогда можно доказать, что получившаяся теория будет инвариантна относительно группы симметрий, которая оставляет инвариантным вакуумное состояние. В частности, в Стандартной модели такой симметрией оказывается группа симметрии квантовой электродинамики  $U(1)_{em}$ . Из вакуумного среднего скалярного поля также появляются массовые матрицы для кварков и лептонов, причем существенно, что часть из них оказываются недиагональными [17].

Название частиц	Обозначения	$SU(3)$	$SU(2)$	Заряд $U(1)$
Скалярные поля	$\begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix}$	1	фунд.	1/2
Левые лептоны	$\begin{pmatrix} \nu_L^I \\ e_L^I \end{pmatrix}$	1	фунд.	-1/2
Левые кварки	$\begin{pmatrix} u_L^{iI} \\ d_L^{iI} \end{pmatrix}$	фунд.	фунд.	1/6
Правые лептоны	$e_R^I$	1	1	-1
Правые нейтрино	$\nu_R^I$	1	1	0
Правый верхний кварк	$u_R^{iI}$	фунд.	1	2/3
Правый нижний кварк	$d_R^{iI}$	фунд.	1	-1/3

Таблица 1: Состав частиц Стандартной модели.

Как мы уже говорили, помимо фотона и 8 глюонов в Стандартной модели имеются еще 3 массивных векторных бозона. В 1983 году они были обнаружены экспериментально [18]. Два из них (т. н.  $W$ -бозоны) имеют равные массы и электрические заряды  $\pm 1$ . Еще один векторный бозон (т. н.  $Z$ -бозон) является электрически нейтральным. Отношение масс  $Z$  и  $W$ -бозонов связано с некоторым параметром теории, который называется углом Вайнберга  $\theta_W$ :

$$\frac{m_W}{m_Z} = \cos \theta_W. \quad (22)$$

Существование неизвестной величины  $\theta_W$  (экспериментальное значение равно  $\sin^2 \theta_W \approx 0.2314$ ) тесно связано с тем, что калибровочная группа Стандартной модели не является простой. Дело в том, что существуют 3 инварианта, составленные из различных компонент тензора поля, которые входят в функцию Лагранжа. Это

$$\text{tr} F_{\mu\nu SU(3)}^2; \quad \text{tr} F_{\mu\nu SU(2)}^2; \quad F_{\mu\nu U(1)}^2. \quad (23)$$

Каждый из них является неизменным относительно преобразований всей калибровочной группы, а константа связи, которая стоит перед каждым из них, никак не фиксируется. Поэтому в Стандартной модели на самом деле имеются 3 неизвестных константы связи  $e_1$ ,  $e_2$  и  $e_3$  для компонент  $U(1)$ ,  $SU(2)$  и  $SU(3)$  калибровочной группы. В частности, угол Вайнберга определяется равенством

$$e_1 \cos \theta_W = e_2 \sin \theta_W. \quad (24)$$



## 6 Общая теория относительности

Особое место среди фундаментальных взаимодействий занимает гравитация [19]. Уже при построении релятивистской теории гравитационного взаимодействия удалось выявить фундаментальные свойства окружающего нас мира [20]. Хорошо известно, что для описания тяготения необходимо считать пространство-время не плоским, а искривленным. Тогда гравитационное взаимодействие можно описывать действием [20–22]

$$S = -\frac{1}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{-g}(R + 2\Lambda) + \text{действие полей материи.} \quad (25)$$

При этом динамической переменной является поле метрического тензора  $g_{\mu\nu}$ , а через  $R$  обозначена скалярная кривизна пространства-времени. Постоянная  $\Lambda$ , которая присутствует в действии (25), впервые была введена в работе [22] и называется космологической постоянной. В течение долгого времени она считалась равной 0, однако, недавние исследования, о которых мы будем говорить несколько далее, свидетельствуют о том, что она отлична от 0, хотя и является крайне малой.

Крайне важно, что теория относительности Эйнштейна приводит к необходимости существования новой локальной симметрии. Действие любой теории в искривленном пространстве должно быть инвариантно относительно группы общекоординатных преобразований. В определенном смысле, эти преобразования являются аналогом калибровочных преобразований в теории Янга–Миллса.

Уравнениями движения, которые следуют из действия (25), называются уравнениями Эйнштейна. Они имеют вид

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = 8\pi G\Theta_{\mu\nu}, \quad (26)$$

где  $\Theta_{\mu\nu}$  – тензор энергии-импульса материальных полей, которые создают гравитационное поле.

Одним из основных доказательств того, что действие (25) правильно описывает гравитационное взаимодействие является предсказание правильной величины смещения перигелия планет (и прежде всего Меркурия). Кроме того, общая теория относительности предсказывает отклонение лучей света в поле тяжести, которое было экспериментально подтверждено наблюдениями звезд во время солнечного затмения. Еще одним подтверждением справедливости общей теории относительности является существование гравитационного красного смещения. Существуют и более сложные эффекты. Например, можно измерять запаздывание отраженного радиосигнала от поверхности Меркурия в момент, когда он находится за Солнцем. В этом случае общая теория относительности предсказывает увеличение времени распространения сигнала, которое было зарегистрировано экспериментально.

Несомненно, стоит отметить еще один эксперимент по проверке общей теории относительности – косвенное подтверждение существования гравитационного излучения [23]. Оно было получено при астрономических наблюдениях за двойными пульсарами. Пульсары испускают периодические импульсы на различных частотах, с периодом от 0.0015 до 8 с и представляют собой нейтронные звезды, которые с огромной скоростью вращаются вокруг своей оси. Один из наиболее известных пульсаров находится в центре Крабовидной туманности. Однако наиболее интересными оказываются двойные пульсары, например, пульсар Халсе–Тейлора PSR 1513–16. Он состоит из двух нейтронных звезд, причем расстояние между ними является очень малым. Поэтому гравитационное излучение в этой системе оказывается очень сильным и приводит к

заметным потерям энергии. Как следствие, обе звезды сближаются, а период вращения системы уменьшается. Сравнение экспериментально зарегистрированного уменьшения периода вращения с предсказаниями общей теории относительности полностью подтвердило справедливость ее предсказаний и может рассматриваться как косвенное экспериментальное доказательство существования гравитационного излучения.

Тем не менее, с точки зрения квантовой теории поля общая теория относительности оказывается очень плохой теорией [24]. Дело в том, что наличие размерной константы связи  $G$  приводит к тому, что в  $n$ -м порядке теории возмущений расходящиеся вклады в эффективное действие оказываются пропорциональными тензору кривизны в степени  $n + 1$ . В частности, их структура уже существенно отличается от вида исходного действия. Это означает, что теория гравитации Эйнштейна не является перенормируемой.

Кроме того, действие теории гравитации существенно отличается от действия теории Янга–Миллса, которая описывает все остальные взаимодействия. Поэтому среди фундаментальных взаимодействий гравитация занимает особое место.

## 7 Великое объединение и его предсказания

Теорию Янга–Миллса можно также попытаться использовать для того, чтобы объединить сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия в некоторую единую теорию. В этом случае говорят о построении т.н. теорий Великого объединения [25]. Наиболее простая модель [26], объединяющая эти взаимодействия, основана на калибровочной группе  $SU(5)$ , которая состоит из унитарных матриц и единичным определителем. Группа  $SU(5)$  содержит калибровочную группу Стандартной модели  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  в качестве максимальной подгруппы. При этом вложение  $SU(3) \times SU(2) \times U(1) \subset SU(5)$  может быть осуществлено следующим образом:

$$\begin{pmatrix} e^{2i\alpha_1\omega_3} & 0 \\ 0 & e^{-3i\alpha_1\omega_2} \end{pmatrix}, \quad (27)$$

где  $\omega_3 \in SU(3)$ , а  $\omega_2 \in SU(2)$ . Ключевым наблюдением, которое лежит в основе  $SU(5)$  модели, является то, что элементарные частицы одного поколения Стандартной модели (включая правое нейтрино) могут быть размещены в трех неприводимых представлениях группы  $SU(5)$  следующим образом:

$$1 = (\nu^C)_L; \quad (\bar{5})^i = \begin{pmatrix} d^{1C} & d^{2C} & d^{3C} & e & -\nu \end{pmatrix}_L$$

$$(10)_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & u^{3C} & -u^{2C} & u_1 & d_1 \\ -u^{3C} & 0 & u^{1C} & u_2 & d_2 \\ u^{2C} & -u^{1C} & 0 & u_3 & d_3 \\ -u_1 & -u_2 & -u_3 & 0 & e^C \\ -d_1 & -d_2 & -d_3 & -e^C & 0 \end{pmatrix}_L, \quad (28)$$

где  $C$  обозначает зарядово сопряженный спинор. При этом через 1 обозначено тривиальное представление группы  $SU(5)$ . То, что правое нейтрино преобразуется по этому представлению, означает, что оно никак не меняется при этих преобразованиях. Через  $(\bar{5})^i$  и  $(10)_{ij}$  обозначены соответственно антифундаментальное и антисимметричное тензорное представления, при которых эти поля изменяются по закону

$$(\bar{5})^i \rightarrow (\omega^*)^i_j (\bar{5})^j; \quad (10)_{ij} \rightarrow \omega_i^k \omega_j^l (10)_{kl}. \quad (29)$$

Несложно убедиться, что под действием подгруппы  $SU(3) \times SU(2) \times U(1) \subset SU(5)$  поля, входящие в представления (28), преобразуются точно также как и в Стандартной модели. В частности, это означает, что из указанных представлений группы  $SU(5)$  следуют правильные значения электрических зарядов всех элементарных частиц. Все всякого сомнения, что этот факт заведомо не является случайным.

Стандартная модель с калибровочной группой  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  получается при спонтанном нарушении  $SU(5)$  симметрии. Это происходит, если некоторое скалярное поле (которое может принадлежать, например, присоединенному представлению калибровочной группы 24) приобретает вакуумное среднее. Для этого потенциал этого хиггсовского поля необходимо подобрать специальным образом. Кроме того, необходимо добавить еще одно хиггсовское поле, которое обеспечивает спонтанное нарушение электрослабой калибровочной группы до электродинамики. Такое поле должно принадлежать, как минимум, представлению 5 группы  $SU(5)$ , поскольку нетривиальные представления меньшей размерности у группы  $SU(5)$  просто отсутствуют. При этом три верхние компоненты хиггсовского поля должны иметь большие массы и приобретать нулевое вакуумное среднее. Этого, действительно, можно добиться специальным выбором параметров хиггсовского потенциала. Однако такой выбор является крайне неестественным, поскольку даже на классическом уровне требует подстроить некоторые константы с точностью примерно до 15 знаков. Это представляется крайне неестественным. Возникновение такой неестественной ситуации называется "проблема точной подстройки". Ее возникновение свидетельствует о том, что рассматриваемая теория все еще не является окончательно верной. Заметим, что подобная проблема является характерной практически для всех теорий Великого объединения. Несмотря на существование ряда подходов к построению реалистичного способа расщепления хиггсовского поля на триплет и дуплет [27, 28], окончательного варианта до сих пор не найдено.

Выясним теперь, какие калибровочные бозоны будут присутствовать в спектре  $SU(5)$  теории. Число таких бозонов равно размерности калибровочной группы. А поскольку размерность группы  $SU(5)$  равна 24, а размерность группы  $SU(3) \times SU(2) \times U(1) = 12$ , то в теории, основанной на группе  $SU(5)$  должны существовать  $24 - 12 = 12$  дополнительных тяжелых калибровочных бозонов  $X_\mu$  и  $Y_\mu$ . Они имеют цветовой индекс, образуют дуплет по отношению к подгруппе  $SU(2)$  в группе Стандартной модели, а также имеют электрические заряды  $\pm 4/3$  и  $\pm 1/3$ . Однако, эти бозоны приобретают большие массы в результате спонтанного нарушения  $SU(5)$  симметрии на некотором большом энергетическом масштабе  $M_X$  и практически не сказываются на физике фундаментальных взаимодействий при энергиях около  $10^3$  ГэВ.

Однако, все же имеется одно интересное следствие возможного существования таких калибровочных бозонов, которое может быть проверено экспериментально уже в относительно недалеком будущем. Речь идет о распаде протона и связанного нейтрона (под связанными мы понимаем нейтроны в атомных ядрах). Дело в том, что тяжелые калибровочные бозоны присутствуют в вершинах взаимодействия, которые содержат одновременно кварковые и лептонные поля. Существование таких вершин приводит к тому, что нарушаются законы сохранения барионного и лептонного чисел. Как следствие, оказывается возможным распад протона

$$p \rightarrow \pi^+ + \bar{\nu}; \quad p \rightarrow \pi^0 + e^+; \quad \text{и т. д.} \quad (30)$$

Также возможным оказывается распад связанного нейтрона. Напомним, что свободный

нейтрон распадается за время порядка 887 с по схеме

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e. \quad (31)$$

Однако разность масс нейтрона и протона невелика и в ядрах нейтрон является стабильным, поскольку при переходе нейтрона в протон увеличение энергии связи компенсирует уменьшение массы. Однако за счет тяжелых калибровочных бозонов оказываются возможными распады вида

$$n \rightarrow \pi^0 + \tilde{\nu}_e; \quad \text{и т. д.} \quad (32)$$

В таких распадах энергетический выигрыш очень велик и уже не может быть скомпенсирован изменением энергии связи ядра. Поэтому распасться может даже связанный нейтрон.

Характерное время жизни протона (или связанного нейтрона) может быть легко оценено с использованием стандартного математического аппарата квантовой теории поля. По порядку величины оно оказывается равным

$$t_p = \frac{M_p^5}{M_X^4}. \quad (33)$$

Как следствие, эта величина очень сильно зависит от масштаба, на котором происходит объединение бегущих констант связи. В Стандартной модели величина  $M_X$  составляет около  $10^{15}$  ГэВ. Поэтому характерная величина времени жизни протона оказывается равным около  $10^{31}$  лет. Это время очень велико и даже на много порядков превышает возраст Вселенной. Однако, протонов очень много, благодаря чему зарегистрировать такой распад возможно. Аккуратный анализ показывает, что современные экспериментальные возможности позволяют уверенно зарегистрировать такой распад. Однако до сих пор распад протона не был обнаружен. Несколько далее мы поймем, что, на самом деле, Стандартная модель должна быть существенно модифицирована, причем в результате такой модификации отсутствие экспериментального обнаружения распада протона вполне закономерно.

Еще одним, наверное, наиболее интересным следствием теории Великого объединения, основанной на калибровочной группе  $SU(5)$ , является предсказание величины угла Вайнберга, который должен оказаться равным

$$\sin^2 \theta_W = \frac{3}{8} = 0.375. \quad (34)$$

Заметим, что, на первый взгляд, это значение не согласуется с экспериментально наблюдаемой величиной

$$\sin^2 \theta_W \approx 0.2314. \quad (35)$$

Однако необходимо помнить, что предсказываемое значение угла Вайнберга относится к тому масштабу энергии, на котором четко видна  $SU(5)$ -симметрия. Более строго, это значение должно быть справедливо при энергиях больших, чем массы тяжелых калибровочных бозонов  $X_\mu$  и  $Y_\mu$ . Дело в том, что квантовые поправки устроены таким образом, что вклады тех или иных частиц в наклон бегущей константы связи проявляются только при энергиях, больших чем масса соответствующей частицы. (В этом случае величину массы частицы часто называют ее порогом рождения.) Поэтому ниже порога рождения тяжелых калибровочных бозонов вклады в константы связи  $e_1$ ,  $e_2$  и  $e_3$  дают различные калибровочные бозоны. Но выше порога рождения тяжелых калибровочных бозонов вклады в различные константы связи будут одинаковы. Очевидно,

что только в этом случае и могут быть справедливы те или иные соотношения между константами связи. Таким образом, предсказание величины угла Вайнберга относится к энергетическому масштабу  $M_X$ . Несколько далее мы выясним, насколько хорошо предсказание угла Вайнберга согласуется с экспериментальными данными.

Отметим еще некоторые интересные предсказания теорий Великого объединения:

Прежде всего необходимо заметить, что поскольку кварки и лептоны соединяются вместе в неприводимые представления группы  $SU(5)$  (или некоторой другой калибровочной группы), то на масштабе Великого объединения должны также существовать некоторые соотношения между массами элементарных частиц. Поэтому число свободных параметров теории существенно уменьшается при переходе к все более и более симметричным теориям.

Еще одним интересным предсказанием теорий Великого объединения является возможность существования магнитных зарядов. Дело в том, что, как мы уже выяснили, электродинамика является эффективной теорией, которая возникает как низкоэнергетический предел более сложной модели. Магнитный заряд [29]

$$\vec{H} = \frac{g\vec{r}}{4\pi r^3} \quad (36)$$

нарушает уравнение Максвелла  $\text{div}\vec{H} = 0$  только при  $\vec{r} = 0$ . Но точка в силу соотношения неопределенностей Гейзенберга соответствует очень большим значениям энергии, при которых становятся существенными эффекты других взаимодействий. В частности, возможны [30] классические решения уравнений движения, которые при небольших энергиях ведут себя как магнитные заряды. Известно [31], что в Стандартной модели магнитные монополи отсутствуют. Однако в теориях Великого объединения их появление становится практически неизбежным. При этом масса магнитных монополей (т. е. магнитных зарядов) оказывается порядка  $M_X$ , что исключает их рождение на современных ускорителях.

Группа  $SU(5)$  не является единственным кандидатом на роль группы Великого объединения. Еще одним, даже более предпочтительным, вариантом [32] является группа  $SO(10)$ . Группа  $SO(10)$  "чуть шире", чем  $SU(5)$ , в том смысле, что у нее есть максимальная подгруппа  $SU(5) \times U(1)$ . При этом все элементарные частицы одного поколения, которые в  $SU(5)$  модели лежали в трех неприводимых представлениях, можно соединить в одно неприводимое спинорное представление группы  $SO(10)$ . Это связано с тем, что спинорное представление, которое имеет размерность 16, раскладывается по подгруппе  $SU(5)$  как [33]

$$16 = 1 + \bar{5} + 10. \quad (37)$$

Поэтому все элементарные частицы одного поколения в такой теории Великого объединения будут описываться максимально простым единым образом. При этом все случайные на первый взгляд величины, такие как электрические заряды, представления по группам  $SU(3)$  и  $SU(2)$  в Стандартной модели, автоматически следуют из определенных групповых соотношений. Несомненно, то это очень красивый и выдающийся результат квантовой теории поля.

Еще одним интересным кандидатом на роль калибровочной группы в моделях Великого объединения является исключительная группа  $E_6$  [34]. Она "чуть шире", чем  $SO(10)$  и имеет минимальное нетривиальное представление размерности 27. По подгруппе  $SO(10)$  это представление раскладывается как

$$27 = 16 + 10 + 1, \quad (38)$$

благодаря чему такая теория также может быть использована для построения единых теорий. Тем не менее, теория, основанная на группе  $E_6$  должна с неизбежностью приводить к появлению новых еще не открытых частиц, которые по-видимому имеют достаточно большие массы. Убедительно и однозначно объяснить, как они возникают, а также дать конкретные предсказания спектра частиц и их масс в настоящее время не удастся.

## 8 Современная физика нейтрино

Важные заключения об описании физики при энергиях порядка массы Великого объединения  $M_X$  дает исследование физики нейтрино. Первое, что обращает на себя внимание при исследовании этой частицы, является ее аномально малая масса. Долгое время считалось, что масса нейтрино равна 0. Однако, на самом деле, нейтрино все же имеет хотя и очень малую, но отличную от 0 массу. В настоящее время в прямых экспериментах масса нейтрино еще не измерена. Тем не менее, все же имеются экспериментальные данные, которые свидетельствуют о том, что нейтрино имеет малую недиагональную массовую матрицу. При этом необходимо прежде всего отметить т. н. проблему солнечных нейтрино [35].

Солнце излучает энергию благодаря идущим внутри него ядерным реакциям, главным образом, реакциям протон-протонного цикла, который приводит к слиянию водорода в гелий. Он состоит из цепочки различных ядерных реакций, которая эффективно сводится к превращению



где  $E_\nu$  – энергия, уносимая электронным нейтрино, которая в среднем оказывается равной 0.6 МэВ. На основании имеющихся данных о Солнце можно получить достаточно надежное предсказание для величины потока солнечных нейтрино. Однако, детектируемый поток солнечных нейтрино оказывается существенно меньше предсказываемого. Проблема может быть решена, если предположить, что у нейтрино имеется недиагональная массовая матрица, которая, как оказывается, приводит к ослаблению исходного потока электронных нейтрино. Дело в том, что в теории с недиагональной массовой матрицей может происходить периодическое во времени превращение первой и второй частиц друг в друга. Такое явление получило название осцилляции [36]. Наиболее простой случай получается, когда смешивание происходит между нейтрино двух типов, причем массовая матрица приводится к диагональному виду ортогональным преобразованием

$$\begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (40)$$

Тогда можно показать [25], что если исходно была рождена частица первого типа, то вероятности обнаружить первую и вторую частицы на расстоянии  $x$  от источника частиц оказываются равными

$$\begin{aligned} P_{1 \rightarrow 1} &= 1 - \frac{1}{2} \sin^2(2\theta) \left( 1 - \cos \frac{2\pi x}{L_{12}} \right); \\ P_{1 \rightarrow 2} &= \frac{1}{2} \sin^2(2\theta) \left( 1 - \cos \frac{2\pi x}{L_{12}} \right), \end{aligned} \quad (41)$$

где

$$L_{12} \equiv \frac{2\pi}{E_1 - E_2} \approx \frac{4\pi k}{m_1^2 - m_2^2} \approx 2,5 \text{ М} \frac{k(\text{МэВ})}{\Delta m^2(\text{эВ})^2} \quad (42)$$

– т. н. длина осцилляций. Если область источника или детектора значительно превышает длину осцилляций, то при измерениях числа частиц будут получаться средние значения

$$\langle P_{1 \rightarrow 1} \rangle = 1 - \frac{1}{2} \sin^2(2\theta); \quad \langle P_{1 \rightarrow 2} \rangle = \frac{1}{2} \sin^2(2\theta), \quad (43)$$

которые уже зависят только от вида массовой матрицы. Минимальное значение  $P_{1 \rightarrow 1}$  с очевидностью достигается при  $\sin^2(2\theta) = 1$  и равно  $1/2$ . Поэтому в модели с двумя стабильными частицами поток исходных частиц не может уменьшиться более чем в два раза. Аналогичным образом рассматривается случай, когда в теории имеется  $n$  частиц. При этом оказывается, что за счет осцилляций поток исходных частиц может быть ослаблен не более чем в  $n$  раз.

Осцилляции между электронным, мюонным и  $\tau$ -нейтрино в Стандартной модели позволяют естественным образом решить проблему солнечными нейтрино: Внутри Солнца происходит рождение электронных нейтрино, которые за время своего движения к Земле частично переходят в мюонные и  $\tau$ -нейтрино за счет осцилляций. В результате этого и получается наблюдаемое в эксперименте ослабление потока электронных нейтрино, которое определяется параметрами массовой матрицы. Измерение же потока мюонных и  $\tau$ -нейтрино крайне затруднительно, поскольку они детектируются значительно тяжелее, чем электронные. Осцилляции нейтрино также были обнаружены и в земных экспериментах [37]. Наконец, эксперименты, в которых измерялся поток всех типов нейтрино [38] показали полное соответствие с теоретическими предсказаниями, сделанными на основе исследования строения Солнца.

Проведенные эксперименты свидетельствуют [4], что разность квадратов масс нейтрино различных типов оказываются равными

$$\Delta m_{21}^2 = 8.0 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}^2; \quad \Delta m_{31}^2 \approx \Delta m_{32}^2 = 2.4 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2. \quad (44)$$

Также известны экспериментальные значения большинства углов, которые характеризуют форму массовой матрицы.

Таким образом, необходимо объяснить почему нейтрино приобретает столь малую, но все же отличную от 0 массу. Оказывается, что для этого необходимо ввести в теорию правое нейтрино, которое никак не преобразуется по отношению к калибровочной группе Стандартной модели  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ . Как следствие, оказывается возможным включить в лагранжиан калибровочно и лоренц инвариантное слагаемое

$$\mathcal{L}_M = -\frac{1}{2} M \overline{(\nu_R)^C} \nu_R - \frac{1}{2} M^+ \bar{\nu}_R (\nu_R)^C, \quad (45)$$

где через  $\nu^C$  обозначено зарядово сопряженное правое нейтрино, а элементы массовой матрицы  $M_{IJ}$  имеют порядок  $10^{16}$  ГэВ. Построенное таким образом массовое слагаемое называется майорановским. Оно является калибровочно инвариантным только благодаря тому, что правое нейтрино не меняется при калибровочных преобразованиях  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ .

Можно доказать, что после добавления такого слагаемого [27] массовая матрица будет иметь структуру

$$\begin{pmatrix} 0 & m \\ m & M \end{pmatrix}. \quad (46)$$

(Первая строка и первый столбец соответствуют левому нейтрино, а вторые – правому.) В предельном случае  $M \gg m$  собственные значения этой матрицы оказываются приблизительно равными  $M$  и  $-m^2/M$ . Как следствие, одна из получившихся частиц будет

иметь массу порядка  $M \sim 10^{16}$  ГэВ. Современные технические возможности не позволяют наблюдать такую частицу экспериментально. Однако масса другой частицы, равная  $m^2/M$ , оказывается anomalно малой. Действительно, если считать, что масса  $m$  имеет порядок 100 ГэВ (ранее было показано, что величина вакуумного среднего  $v = 174$  ГэВ), а масса  $M \sim 10^{16}$  ГэВ, то  $m^2/M \sim 10^{-3}$  эВ. Именно эта частица и должна быть отождествлена с экспериментально наблюдаемым нейтрино. Тем самым удается объяснить происхождение anomalно малой массы нейтрино по сравнению с массами других элементарных частиц Стандартной модели. Описанный выше механизм возникновения такой массы называется качельным механизмом [39].

### 9 Почему мир суперсимметричен?

Как мы уже выяснили, важнейшую роль в теории поля играют симметрии. При этом до сих пор были рассмотрены только калибровочные и общекоординатные преобразования. Однако, в теории поля по-видимому существует и еще одна крайне нетривиальная симметрия, которая перемешивает между собой бозонные и фермионные поля – так называемая суперсимметрия. Впервые она была предложена в работах [40] как некоторая чисто теоретическая конструкция. Дальнейшие исследования [41] показали, что в суперсимметричных моделях теории поля значительно улучшается ультрафиолетовое поведение, например, полностью сокращаются квадратичные расходимости. Поэтому существование преобразований суперсимметрии оказалось крайне привлекательным с теоретической точки зрения. Тем не менее, в течение длительного времени они оставались чисто абстрактным понятием, достаточно далеким от физики элементарных частиц. Во многом это связано с тем, что число бозонных и фермионных степеней свободы в суперсимметричных теориях совпадают. Кроме того, в случае ненарушенной суперсимметрии массы бозонов и фермионов также оказываются равными, что явно противоречит имеющимся экспериментальным данным.

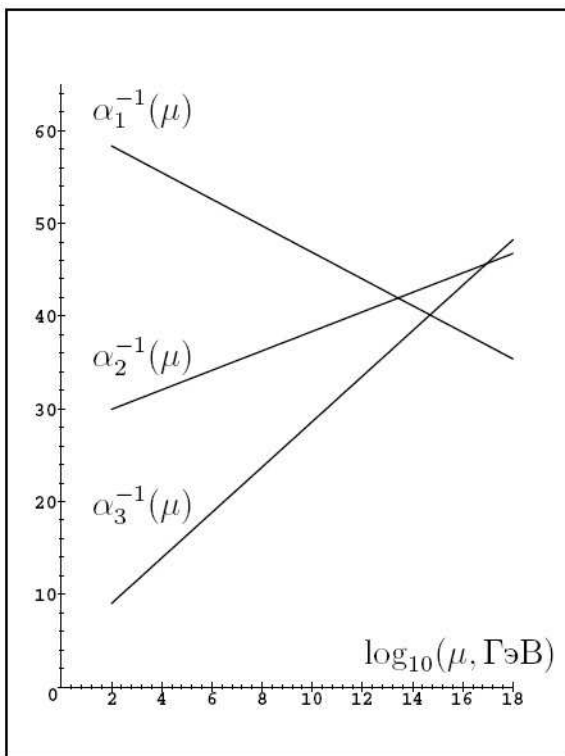


Рис. 1:

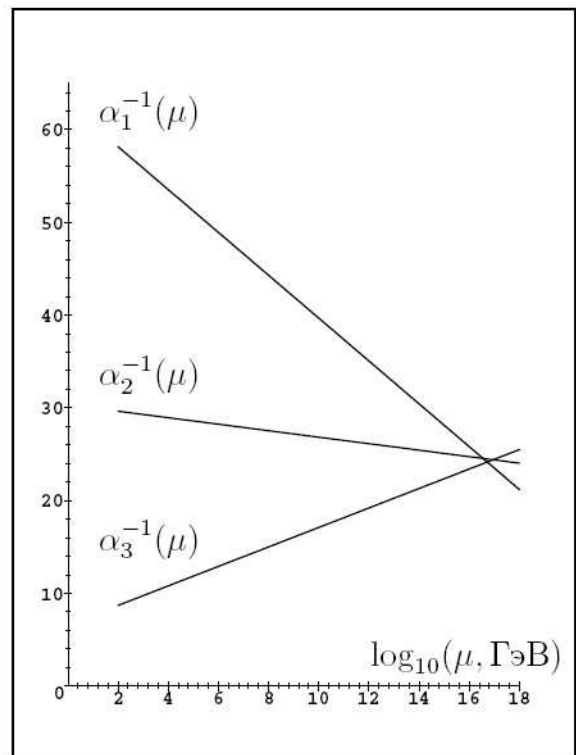


Рис. 2:



Однако относительно недавно было установлено, что суперсимметрия скорее всего существует в Стандартной модели. Дело в том, что если верно предположение о существовании некоторой теории Великого объединения, то, как мы говорили выше, при энергии равной масштабу Великого объединения все три бегущие константы связи\* в Стандартной модели должны оказаться равными. Зная экспериментальные значения констант связи при низких энергиях, можно попытаться найти их высокоэнергетическое поведение из ренормгруппового исследования. Заметим, что при этом уравнения ренормгруппы существенно зависят от набора частиц теории. В течение длительного времени подобное исследование для Стандартной модели свидетельствовало о том, что бегущие константы связи действительно сливаются в точку при энергии около  $10^{15}$  ГэВ. Однако, последние экспериментальные данные значительно уменьшили ошибку в измерениях значений констант при низких энергиях. При подстановке данных величин в уравнения ренормгруппы оказалось, что слияние бегущих констант в пределах ошибки уже не происходит (см. Рис. 1). При попытках модификации Стандартной модели обнаружилось, что бегущие константы объединяются в ее суперсимметричном аналоге – так называемой Минимальной Суперсимметричной Стандартной модели (МССМ) (Рис. 2). Данный факт и является крайне нетривиальным косвенным экспериментальным подтверждением существования суперсимметрии в физике элементарных частиц.

В спектре МССМ каждому бозону соответствует фермионный суперпартнер и наоборот. Массы дополнительных частиц (которые и приводят к изменению уравнений ренормгруппы) предполагаются достаточно большими, благодаря чему они пока не наблюдаются экспериментально. Для этого суперсимметрия должна быть некоторым образом нарушена, поскольку в противном случае массы бозонов и фермионов будут равны друг другу. Проблема построения конкретного механизма нарушения суперсимметрии в Стандартной модели до сих пор окончательно не решена и в настоящее время активно исследуется. Тем не менее, преимущества МССМ перед Стандартной моделью оказались настолько существенны, что существование суперсимметрии признано большинством специалистов. Заметим, что эти преимущества не исчерпываются объединением бегущих констант связи. Например, как мы видели ранее, теории Великого объединения предсказывают распад протона, причем его время жизни оказывается пропорциональным четвертой степени массы объединения  $M_X$ . Если  $M_X \approx 10^{15}$  ГэВ (Стандартная модель), то распад протона должен быть уверенно наблюдаем экспериментально. Однако, это не так. Проблема вновь решается при переходе к Минимальной Суперсимметричной Стандартной модели, поскольку слияние констант связи в МССМ происходит при  $M_X \approx 2 \cdot 10^{16}$  ГэВ и предсказываемое время жизни протона увеличивается в  $20^4$  раз, что оказывается вне рамок современных экспериментальных возможностей.

Кроме того, в МССМ решается проблема "тонкой подстройки" массы хиггсовского бозона. Дело в том, что в Стандартной модели к массе хиггсовского бозона существуют квадратичные поправки. Они приводят к тому, что на масштабе Великого объединения данная масса по порядку величины становится равной  $M_X$  и уменьшается до величин  $\sim 100$  ГэВ при низких энергиях за счет радиационных поправок. Это представляется достаточно неестественным. В МССМ существуют только логарифмические расходимости, благодаря чему масса хиггсовских бозонов на масштабе Великого объединения имеет тот же порядок, что и при низких энергиях.

Таким образом, суперсимметрия по-видимому является реальностью физики элементарных частиц и косвенно подтверждается экспериментальными данными. Прямым доказательством существования суперсимметрии будет обнаружение суперпартнеров

\* с учетом множителя  $3/5$  для константы, соответствующей группе  $U(1)$ .

известных частиц. В данном направлении в настоящее время также ведутся активные исследования.

Тем не менее, далеко не все проблемы пока еще решены. Мы уже упоминали о том, что до сих пор еще не найден механизм реалистичного нарушения суперсимметрии. По-видимому, для его построения необходимо рассматривать теории, которые взаимодействуют с супергравитацией [42]. Такие теории являются инвариантными относительно локальных преобразований суперсимметрии и включают в себя мультиплет супергравитации, который на массовой поверхности состоит из гравитона и суперпартнера – гравитино [43]. Гравитон имеет спин 2, а гравитино – 3/2. При нарушении суперсимметрии гравитино по-видимому должно приобрести некоторую массу. Тем не менее, это – одно из пока еще не понятных мест современной квантовой теории поля, поскольку масса гравитино обычно получается из требования крайней малости величины космологической постоянной (см. далее), объяснить которую в настоящее время не удается.

Кроме того, несмотря на улучшение ультрафиолетового поведения, в большинстве суперсимметричных теориях по-прежнему присутствуют расходимости. При этом супергравитация, также как и обычная теория гравитации, оказывается неперенормируемой. Поэтому проблемы, связанные с ультрафиолетовыми расходимостями, суперсимметрия все же полностью решить не может.

## 10 Современная космология

Одна из основных проблем физики высоких энергий заключается в том, что мы имеем очень мало экспериментальных данных о явлениях, которые соответствуют энергиям порядка  $10^{19}$  ГэВ. Строительство ускорителей, которые могли бы достичь таких энергий, невозможно по-видимому даже в очень отдаленном будущем. Тем не менее некоторую информацию о физике высоких энергий можно извлечь из астрономических наблюдений. В первую очередь речь, конечно, идет о космологических подтверждениях общей теории относительности, т. е. классической теории гравитации [44].

Уравнения общей теории относительности могут быть применены к исследованию динамики всей Вселенной [45]. При этом предполагается, что Вселенная описывается действием, которое представляет собой сумму стандартного гравитационного действия (в которое мы также включается и космологическую постоянную) и некоторого действия, которое описывает поведение вещества во Вселенной. Тогда уравнения Эйнштейна запишутся в виде

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \Lambda g_{\mu\nu} + 8\pi G\Theta_{\mu\nu}, \quad (47)$$

где  $\Theta_{\mu\nu}$  – тензор энергии-импульса вещества. Вид этого тензора определяет вид метрики  $g_{\mu\nu}$ , а, следовательно, и динамику развития Вселенной. В свою очередь, вид тензора энергии-импульса определяется состоянием вещества во Вселенной: составом частиц, их плотностью, средними скоростями и т. д. Поэтому построение выражения для  $\Theta_{\mu\nu}$  представляет собой сложную и нетривиальную задачу, тесно связанную с теорией фундаментальных взаимодействий.

Однако, можно рассмотреть некоторый модельный пример, который достаточно неплохо аппроксимирует поведение вещества во Вселенной на различных стадиях ее развития. Дело в том, что в соответствии с экспериментальными данными, полученными из астрономических наблюдений, с хорошей точностью на больших масштабах Вселенная является однородной и изотропной. Это означает, что ее свойства приблизительно одинаковы во всех точках и по всем направлениям (в заданный момент времени). Поэтому разумно предположить, что и в произвольный момент времени Вселенная

является однородной и изотропной. Другими словами, в заданный момент времени Вселенная представляет собой максимально симметричное пространство. В зависимости от знака кривизны это может быть трехмерная сфера  $S^3$ , гиперboloид (который вкладывается в четырехмерное пространство) или плоское пространство. В этом случае метрика Вселенной может быть записана в виде [45, 46]

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) \left( \frac{dr^2}{1 - \varkappa r^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \right), \quad (48)$$

где  $a(t)$  – некоторая неизвестная функция, а

$$\varkappa = \begin{cases} 1 & \text{в случае сферы} \\ 0 & \text{в случае плоского пространства} \\ -1 & \text{в случае гиперboloида} \end{cases} \quad (49)$$

Величина  $a(t)$  фактически представляет собой радиус Вселенной. Метрика (48) называется метрикой Фридмана–Робертсона–Уокера. В силу однородности и изотропности Вселенной можно считать, что тензор энергии-импульса вещества во Вселенной имеет следующие нетривиальные компоненты

$$\Theta_0^0 = \rho; \quad \Theta_i^j = -p \delta_i^j, \quad (50)$$

где  $\rho$  – плотность энергии вещества во Вселенной, а  $p$  – его давление. Поскольку во Вселенной могут присутствовать различные типы вещества, то эти величины можно представить как

$$p = \sum_i p_i; \quad \rho = \sum_i \rho_i, \quad (51)$$

где  $i$  нумерует различные типы вещества, которые присутствуют во Вселенной. Заметим, что в эту сумму также можно включить и слагаемое с космологической постоянной, если положить

$$\rho_\Lambda = \frac{\Lambda}{8\pi G}; \quad p_\Lambda = -\frac{\Lambda}{8\pi G}. \quad (52)$$

Из уравнений Эйнштейна можно найти зависимость радиуса Вселенной  $a$  от времени. Эксперимент показал, что в настоящее время Вселенная расширяется. Это было обнаружено при исследовании спектральных линий далеких объектов [47], которые, как оказалось, смещены в красную сторону, причем величина смещения увеличивается с увеличением расстояния до объекта. Удобно определить красное смещение  $z$  формулой

$$\frac{\omega_2}{\omega_1} \equiv \frac{1}{1+z}, \quad (53)$$

где  $\omega_1$  и  $\omega_2$  – частоты соответственно излученного и принятого сигналов. Тогда при сравнительно небольших расстояниях красное смещение прямо пропорционально расстоянию до источника [48]

$$z \approx H(t_0)d = 100 h \frac{\text{км}}{\text{с} \cdot \text{Мпс}} d(\text{Мпс}), \quad (54)$$

где  $h$  – численная постоянная, которая по современным оценкам есть  $0.73 \pm 0.03$ . Коэффициент пропорциональности, который называется параметром Хаббла, связан с темпом расширения Вселенной формулой

$$H(t) \equiv \dot{a}/a, \quad (55)$$

в которую нужно подставить величину  $t_0$  – современное значение координаты  $t$ .

Из уравнений Эйнштейна также следует, что кривизна Вселенной связана с величиной плотности энергии вещества. Если определить величину

$$\rho_c \equiv \frac{3H^2}{8\pi G}, \quad (56)$$

которая называется критической плотностью, то при  $\rho > \rho_c$  в произвольный *фиксированный* момент времени Вселенная представляет собой сферу  $S^3$ , при  $\rho < \rho_c$  – гиперboloид, а при  $\rho = \rho_c$  – плоское пространство. Подставляя численные значения гравитационной постоянной и постоянной Хаббла, получаем, что в настоящий момент

$$\rho_c = 1.87 h^2 \cdot 10^{-26} \frac{\text{КГ}}{\text{М}^3} = 11 \cdot h^2 \frac{\text{ПРОТОН}}{\text{М}^3} = h^2 \left( 3.01 \cdot 10^{-3} \text{ЭВ} \right)^4. \quad (57)$$

Обращает на себя внимание сходство этой величины с характерной величиной массы нейтрино, которая, как мы уже говорили ранее имеет порядок  $m^2/M$ , где  $m$  – масштаб энергий, при котором нарушается электрослабая группа, а  $M$  – масштаб Великого объединения.

Важным вопросом является определение состава вещества Вселенной. Анализ астрономических наблюдений позволяет это сделать [4]. При этом оказывается, что во-первых плотность вещества во Вселенной является по крайней мере с точностью до 1 – 2 процентов равной критической. Как следствие, Вселенная (в фиксированный момент времени) оказывается достаточно плоской. Кроме того, удается определить доли основных компонент, которые составляют вещество во Вселенной. Оказывается, что обычное вещество составляет только около 4% вещества Вселенной. Еще около 25% составляет т. н. темная материя, которая состоит из некоторых нерелятивистских частиц, которые не участвуют в электромагнитном взаимодействии. Природа этих частиц пока еще не ясна. Несколько далее мы вернемся к вопросу о том, что это могут быть за частицы с точки зрения современной квантовой теории поля. Доля релятивистского вещества во Вселенной оказывается очень малой и составляет около процента или его долей. Основную же часть плотности вещества во Вселенной (около 70%), как оказалось, составляет космологическая постоянная. Можно показать, что следствием этого является увеличение скорости расширения Вселенной в настоящее время.

С помощью уравнений Эйнштейна можно как проанализировать прошлое Вселенной, так и предсказать ее будущее. Наиболее интересным оказывается то, что примерно 13 миллиардов лет назад Вселенная имела очень малые размеры и была очень горячей. Поэтому часто говорят, что Вселенная образовалась в результате т. н. Большого взрыва. На самом деле исследование процессов, происходящих при огромных плотностях и температурах представляет собой крайне сложную и нетривиальную задачу, которая тесно связана с теорией фундаментальных взаимодействий. Поэтому, что было на начальных стадиях развития Вселенной в настоящее время неизвестно. В частности, неизвестен и истинный ее возраст. (То, что обычно понимается под возрастом Вселенной есть время, прошедшее от момента, когда Вселенная была очень маленькой до настоящего времени.) Анализ ранних этапов развития Вселенной представляет большой интерес с точки зрения физики элементарных частиц, поскольку на этих этапах температуры были столь высоки, что энергии тепловых столкновений оказывались очень большими. Как следствие, на этих стадиях могли проявляться эффекты, которые относятся к еще не исследованной в настоящее время области энергий.

## 11 Ранняя Вселенная

В процессе расширения Вселенной меняются ее термодинамические характеристики и, в частности, ее температура. Это оказывает существенное влияние на происходящие в ней процессы. Если температуры являются настолько высокими, что отсутствуют стабильные частицы, массы которых существенно превышают значения температуры, то можно приближенно считать все частицы релятивистскими. Другими словами, на некотором этапе развития Вселенной, который соответствует большим температурам, доминирующий вклад в правую часть уравнений Эйнштейна дает релятивистское вещество. Эту стадию часто называют эпохой радиационного доминирования. Можно доказать, что на стадии радиационного доминирования расширение Вселенной происходит адиабатически, причем температура Вселенной приближенно обратно пропорциональна ее радиусу:

$$T \sim \frac{1}{a}. \quad (58)$$

Связь возраста и температуры Вселенной можно приближенно представить в виде

$$t(\text{с}) \sim \frac{2.5}{T^2(\text{МэВ})g(T)}, \quad (59)$$

где  $g(T)$  – некоторая функция температуры, которая меняется достаточно медленно от величин порядка 1 до нескольких сотен. Это означает, что на ранних стадиях развития Вселенная была очень горячая. Как следствие, при тепловых столкновениях частиц, которые имели большие энергии, могли происходить достаточно сложные процессы. Поэтому физика частиц имеет самое непосредственное отношение к описанию динамики Вселенной на ранних стадиях ее развития.

Имеет смысл отметить, что важнейшим доказательством справедливости этой картины является существование т. н. реликтового излучения. Его появление связано с тем, что при температурах больших 4000 К активно шли процессы рассеяния фотонов на свободных электронах и протонах, благодаря которым излучение и вещество находились в состоянии термодинамического равновесия. Однако по мере расширения Вселенной ее температура уменьшалась и энергия фотонов уже перестала быть достаточной для того, чтобы разрушить связанное состояние протона и электрона. В результате образовались атомы водорода, и вещество стало прозрачным для излучения, поскольку указанные выше процессы рассеяния практически прекратились. После этого вещество и излучение стали существовать практически по-отдельности. При расширении Вселенной температура излучения постепенно падала и в настоящее время она составляет примерно 2.7 К. Такое излучение было предсказано в работах [49] и обнаружено в 1965 году [50]. Распределение фотонов реликтового излучения по энергиям с очень хорошей точностью описывается формулой излучения абсолютно черного тела.

Аналогичным образом можно пытаться анализировать более далекое прошлое Вселенной, используя известные из эксперимента сведения о ядерных силах или динамике элементарных частиц при тех или иных энергиях. В частности, можно понять, что перед образованием реликтовых фотонов должны были образоваться реликтовые нейтрино. Действительно, в Стандартной модели нейтрино взаимодействует с другими частицами главным образом через  $W^\pm$  и  $Z$  бозоны. Поэтому если температура оказывается существенно меньшей, чем  $M_Z$ , то  $W$  и  $Z$  бозонам становится все труднее рождаться в тепловых столкновениях. Поэтому по мере уменьшения температуры нейтрино будут все слабее взаимодействовать с веществом. Аккуратная оценка показывает, что при температурах около 1 МэВ взаимодействие нейтрино с другими частицами практически прекращается. Следовательно, помимо реликтовых фотонов должны также суще-

ствовать и реликтовые нейтрино. В настоящее время они еще не обнаружены экспериментально. Однако, зная температуру реликтовых фотонов, можно легко вычислить температуру реликтовых нейтрино. Она должна оказаться равной приблизительно 1.9 К. Обнаружение реликтовых нейтрино должно стать подтверждением современных представлений о развитии Вселенной.

В более ранние моменты времени при более высоких энергиях также происходят сложные и интересные явления. Однако детальное рассмотрение эволюции Вселенной выходит далеко за рамки этой статьи. Тем не менее, нужно заметить, что в настоящее время достаточно хорошо изучено поведение элементарных частиц вплоть до энергий порядка  $10^2 - 10^3$  ГэВ. При исследовании более ранних стадий развития Вселенной, которые соответствуют температурам большим, чем эти значения, уже необходимо учитывать физику, которая выходит за пределы современных экспериментальных данных и описывается теориями, отличными от Стандартной модели. Но все же, можно сказать достаточно уверенно, что в какой-то момент времени Вселенная имела очень маленький размер и столь большую температуру, что в настоящее время невозможно сказать ничего определенного о физике элементарных частиц при этих энергиях. Тем не менее, о некоторых явлениях, которые происходят в этот период все же можно сделать некоторые предположения. Для этого необходимо отметить ряд вопросов, которые не находят своего объяснения в рамках космологии Фридмана:

1. Вселенная является очень большой. Из современных наблюдательных данных следует, что даже ее видимая часть содержит порядка  $10^{90}$  частиц. В космологии Фридмана фактически постулируется, что такое (или большее) число частиц было во Вселенной изначально. Однако хотелось бы все же понять, откуда же оно получается.

2. Современные наблюдательные данные свидетельствуют, что с огромной точностью Вселенная является однородной и изотропной. С точки зрения космологии Фридмана это оказывается очень неестественным, поскольку, например, реликтовое излучение оказывается абсолютно одинаковым даже для областей, которые не являются причинно связанными.

3. Вселенная является с плоской с хорошей степенью точности. Астрономические наблюдения показывают, что отношение плотности вещества во Вселенной к критической плотности в настоящее время составляет

$$\Omega = \sum_i \Omega_i = 1.00 \pm 0.02. \tag{60}$$

Можно показать, что следствием этого равенства является то, что, например, при  $t \sim 1$  с с момента Большого взрыва (в это время температура равна нескольким МэВ, что соответствует началу периода ядерного синтеза)  $\Omega$  должна быть равна 1 с точностью, по крайней мере, до 14 знаков. С точки зрения космологии Фридмана также это представляется крайне неестественным и желательно найти естественное объяснение того, почему Вселенная в тот момент была настолько плоской.

Для того, чтобы решить указанные проблемы была предложена инфляционная модель [51, 52]. Ее основная идея заключается в том, что на некотором раннем этапе эволюции Вселенная прошла через стадию экспоненциального расширения, которая называется инфляцией. Можно показать, что экспоненциальное расширение происходит в случае, если доминирующий вклад в тензор энергии-импульса дает космологическая постоянная или некоторое вещество с уравнением состояния  $\rho = -p$  (т. е.  $w = -1$ ). Тогда размер Вселенной экспоненциально растет с течением времени:

$$a(t) = a_0 e^{H(t-t_0)}, \tag{61}$$

где через  $H$  обозначена величина параметра Хаббла на инфляционной стадии. Таким образом за время инфляции размер Вселенной увеличивается в  $e^N$  раз, где

$$N = H(t_2 - t_1) = \ln \frac{a_2}{a_1}, \quad (62)$$

а  $t_1$  и  $t_2$  есть моменты времени, которые соответствуют началу и концу инфляционной стадии. Если число  $N$  оказывается достаточно большим (например около 100), то в течение инфляционной стадии размер Вселенной увеличится в огромное число раз. Тем самым решается проблема большого размера Вселенной. Аналогичным образом можно получить естественное объяснение того, почему Вселенная является плоской: Можно доказать, что на инфляционной стадии

$$\Omega - 1 \sim e^{-2Ht}. \quad (63)$$

Поэтому за время инфляции величина  $\Omega - 1$  уменьшится в  $e^{2N}$  раз и окажется ничтожно малой.

Заметим, что в отличие от стадии горячей Вселенной, в период инфляции расширение Вселенной происходит с примерно постоянной плотностью энергии. Этот процесс является существенно не адиабатическим, и за его время энтропия Вселенной увеличивается в огромное количество раз. Поэтому в рамках инфляционных моделей можно понять почему Вселенная является большой. Кроме того, с помощью инфляции легко объясняется однородность и изотропность Вселенной. Она возникает в начале инфляции за счет установления обычного термодинамического равновесия, а уже затем инфляция растягивает однородные и изотропные участки до громадных размеров, делая их причинно несвязанными.

Космологическая постоянная, ответственная за появление инфляции, может возникать эффективно, если некоторое скалярное поле приобретает такое вакуумное среднее, что его потенциал оказывается отличным от 0. Рассмотрим наиболее простую модель, которая иллюстрирует эту ситуацию: Предположим, что в течение какого-то времени доминирующий вклад в уравнение Фридмана дает некоторое вещественное скалярное поле, которое описывается действием

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left( -\frac{1}{2k^2} R + \frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - V(\phi) \right). \quad (64)$$

В случае, если скалярное поле не зависит от координат и времени, слагаемое с производными не дает вклад в действие. Если же при этом потенциал  $V(\phi)$  отличен от 0, то действие для скалярного поля эффективно сводится к космологическому слагаемому, причем

$$\frac{1}{k^2} \Lambda = V(\phi). \quad (65)$$

Можно доказать, что в теории со скалярным полем инфляция возникает в случае, если потенциал скалярного поля является очень медленно изменяющимся. Существование такого потенциала по-видимому должно следовать из теории, которая должна описывать физику элементарных частиц при энергиях порядка массы Планка. Тем самым, исходя из космологических предположений удастся также сделать некоторые выводы динамике фундаментальных взаимодействий при сверхвысоких энергиях.

## 12 Суперсимметрия и космология

Суперсимметрия предлагает определенные пути объяснения экспериментальных данных, которые получены из современных астрономических наблюдений. Прежде всего это относится к объяснению происхождения темной материи. Одним из наиболее

вероятных кандидатов на роль темной энергии является легчайшая суперсимметричная частица. Дело в том, что в Минимальной суперсимметричной Стандартной модели имеется дополнительный закон сохранения. Его действие является инвариантным относительно преобразований группы  $Z_2$ , которая оставляет все частицы Стандартной модели неизменными, а у их суперпартнеров меняет знак. Другими словами, некоторое поле при таких преобразованиях приобретает дополнительный множитель  $R_p$ , который связан с барионным числом  $B$ , лептонным числом  $L$  и спином  $S$  равенством

$$R_p = (-1)^{3B+L+2S}. \quad (66)$$

Величина  $R_p$  называется  $R$ -четностью. Ее сохранение означает, что в любой вершине присутствует только четное число суперпартнеров. Как следствие, при распаде любого суперпартнера обязательно должен появляться другой суперпартнер. В результате легчайший из суперпартнеров должен оказаться стабильной частицей. Именно он и является одним из главных кандидатов на роль темной материи. Тем не менее, можно модифицировать лагранжиан суперсимметричной версии Стандартной модели, вводя в него дополнительные слагаемые, которые нарушают сохранение  $R$ -четности. В этом случае легчайший суперпартнер уже не будет являться стабильной частицей и вопрос о происхождении темной материи должен быть решен каким-либо другим способом. В теории Великого объединения, основанной на группе  $SU(5)$  добавление таких слагаемых также возможно. Однако, при использовании калибровочной группы  $SO(10)$  добавлять слагаемые, которые нарушают  $R$ -четность, уже нельзя. Как следствие, в этом случае легчайший суперпартнер оказывается стабильной частицей.

Вопрос о существовании темной энергии также по-видимому связан с суперсимметрией. В обычной теории поля нет никаких ограничений на вакуумное значение потенциальной энергии скалярного поля. Однако если в теории имеется ненарушенная глобальная суперсимметрия, то вакуумное значение потенциальной энергии должно быть равно 0. В случае нарушенной суперсимметрии оно уже будет отличным от 0, но по масштабу примерно равно характерной величине разности масс суперпартнеров, т. е. около  $10^3$  ГэВ. Именно такую величину космологической постоянной было бы естественно ожидать исходя из современных представлений о теории поля. Однако характерная величина вакуумной энергии скалярного поля, вычисленная исходя из экспериментального значения космологической постоянной оказывается на много порядков меньше и оказывается около  $(10^{-3}\text{эВ})^4$ . Первый шаг к решению этой проблемы заключается в рассмотрении теорий, которые инвариантны относительно локальных преобразований суперсимметрии. В четырех измерениях такие теории допускают добавление слагаемого с космологической постоянной, величина которой связана с массой суперпартнера гравитона, который имеет спин  $3/2$  и называется гравитино. Космологический член складывается с вакуумным значением потенциала скалярного поля и дает наблюдаемое значение космологической постоянной. Однако при этом необходимо подстроить две большие величины (порядка  $(10^3\text{ГэВ})^4$ ) так чтобы их разность, оказалась бы равной около  $(m^2/M)^4 \sim (10^{-3}\text{эВ})^4$ . Необходимость такой неестественной процедуры составляет суть т. н. проблемы точной подстройки, которая аналогична аналогичным проблемам, уже упоминавшимся ранее. Таким образом, объяснение малой величины космологической постоянной все же остается одной из нерешенных проблем современной физики высоких энергий.

### 13 Объединение взаимодействий и суперструны

До сих пор наш анализ физики фундаментальных взаимодействий базировался прежде всего на экспериментальных данных о физике частиц и их тщательном ана-



лизе. Однако существует и несколько другой подход [28], который исторически возник при попытках объяснить закономерности динамики сильных взаимодействий при низких энергиях. Это – т. н. теория струн. В ней исследуется динамика одномерного протяженного объекта – струны, который в значительной степени напоминает струну, которая образуется цветовым электрическим полем между двумя достаточно далеко разделенными кварками. Однако попытки построить теорию, альтернативную квантовой хромодинамике, оказались несостоятельными. Тем не менее, теория струн нашла применение в совершенно другой области исследований. Обнаружилось, что в спектре теории струн имеется безмассовая частица спина 2, которая в значительной степени напоминает гравитон. Поэтому было высказано предположение [53], что теория струн может являться кандидатом на роль единой теории поля. Важным аргументом в пользу этого заключения стало доказательство того, что в 10 измерениях (с сигнатурой 1+9) в суперсимметричных теориях струн происходит сокращение аномалий [54]. В этом же случае полностью сокращаются все однопетлевые расходимости. Существуют аргументы в пользу того, что в теориях суперструн вообще отсутствуют расходимости. А учитывая, насколько сложно построить квантовую теорию гравитации, этот аргумент приобретает огромное значение. Более того, в теориях суперструн естественным образом возникают как гравитационное взаимодействие, так и суперсимметрия. Поэтому с точки зрения теории суперструны являются крайне привлекательными.

С точки зрения теории поля теория суперструн может рассматриваться как 10-мерная модель, в которой присутствует бесконечное число частиц с возрастающими массами и спинами. При этом квадраты масс оказываются кратными некоторой размерной постоянной. При каждом фиксированном значении массы количество частиц является конечным. Если ограничиться только безмассовыми частицами, то теория струн будет эффективно сводиться к некоторым супергравитационным теориям в 10-и измерениях. При этом низкоэнергетический предел одной из 5 теорий суперструн, – теории гетеротических струн НО с группой  $E_8 \times E_8$ , является весьма привлекательной с точки зрения физики элементарных частиц. Дело в том, что несмотря на то, что теория суперструн существует в 10 измерениях, можно предположить, что 6 лишних измерений имеют очень малый размер и представляют собой некоторое компактное многообразие. Если наложить на него некоторые требования (оно должно быть многообразием Калаби–Яу, т. е. кэлеровым многообразием с группой голономии  $SU(3)$ ), то при низких энергиях получается теория с калибровочной группой  $E_6$ . Тем не менее, свойства низкоэнергетической теории очень сильно зависят от вида этого многообразия. Фактически, выбирая то или иное многообразие Калаби–Яу можно получить огромное разнообразие низкоэнергетических теорий. Фактически, вопрос о построении низкоэнергетической теории эквивалентно переформулируется как вопрос о выборе некоторого многообразия Калаби–Яу. В настоящее время неизвестно из каких соображений необходимо осуществлять этот выбор.

Кроме того, существуют 5 различных теорий суперструн: I, IIa, IIb, HE и HO. До недавнего времени считалось, что эти теории являются различными, однако относительно недавние исследования показали, что на самом деле они взаимосвязаны и являются различными пределами одной и той же теории. Кроме того, существует еще одна теория, которая существует в 11 измерениях и в низкоэнергетическом пределе сводится к 11-мерной супергравитации [55]. Она получила название "M-теория". Развитие представлений о ней и других теории струн составляет важную часть современных научных исследований [56] прежде всего благодаря свойствам, весьма привлекательным с точки зрения теории. Тем не менее, в теориях струн отсутствует главное: переход к низкоэнергетической теории и однозначное предсказание физики относительно небольших

энергий. Поэтому, до тех пор пока не получены экспериментальные подтверждения в ее пользу, теория суперструн будет оставаться только очень красивой гипотезой.

### Заключение

В этой статье я постарался описать основные достижения и нерешенные проблемы современной физики высоких энергий. Несомненно, что уже достигнуто понимание очень многих явлений, прежде всего при энергиях около  $10^2 - 10^3$  ГэВ. Но даже и в этом случае остается ряд нерешенных вопросов. На многие из них ответ будет по-видимому получен в ближайшем будущем после ввода в строй ускорителя ЛНС, на котором предполагается открытие хиггсовских бозонов и суперпартнеров других частиц Стандартной модели. Это должно стать решающим подтверждением того, что те идеи, которые лежат в основе современного понимания физики фундаментальных взаимодействий являются правильными. Но все же основные нерешенные вопросы относятся прежде всего к энергиям порядка  $10^{16} - 10^{19}$  ГэВ. Несмотря на огромную величину этого масштаба, который по-видимому не будет достижим в прямых экспериментах даже в достаточно далеком будущем, современные достижения науки позволяют делать предположения о том как устроен мир при таких энергиях. Уже сейчас ряд экспериментов подтверждает идею о необходимости построения единой теории фундаментальных взаимодействий, контуры которой уже начинают проявляться. Тем не менее, ее построение до сих пор не закончено. Во многом это связано с отсутствием экспериментальных данных о тех или иных эффектах физики сверхвысоких энергий. Я постарался показать, что некоторые экспериментальные свидетельства все же могут быть получены в обозримом будущем. Несомненно, что важную роль будут играть эксперименты по обнаружению распада протона, сверхточные измерения масс элементарных частиц и констант связи фундаментальных взаимодействий, исследование осцилляций нейтрино и, конечно, определение параметров новых элементарных частиц, обнаружение которых предполагается а ускорителе ЛНС. Поэтому задача построения единой теории поля уже не представляется делом далекого будущего. Будет ли это теория струн или какая-либо другая теория – должно показать время. Формирование картины мира происходит на наших глазах и возможно, что вскоре мы столкнемся со столь интересными теоретическими предсказаниями и новыми явлениями, которые пока еще даже невозможно вообразить.

### Литература

- [1] М. Пескин, Д. Шредер, *Введение в квантовую теорию поля*, Москва, Ижевск, 2001.
- [2] А. С. Давыдов, *Квантовая механика*, Москва, Физматлит, (1962).
- [3] А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, *Квантовая электродинамика*, Москва, Наука, (1969).
- [4] W.-M. Yao et al., *The Review of Particle Physics*, Journal of Physics, **G33**, (2006), 1.
- [5] Т. Aoyama, М. Hayakawa, Т. Kinoshita, М. Nio, arXiv:0712.2607 [hep-ph].
- [6] W. A. Lamb, R. C. Retherford, Phys. Rev. **72**, (1947), 241; **81**, (1951), 222; **86**, (1952), 1014.
- [7] Е. Е. Солпитер, УФН **51**, (1953), 115.
- [8] А. А. Slavnov, ТМФ, **10**, (1972), 99;  
J. C. Taylor, Nucl. Phys. **B 33**, (1971), 436.
- [9] C. N. Yang, R. L. Mills, Phys. Rev. **96**, (1954), 191.  
R. Utiyama, Phys. Rev. **101**, (1956), 1597;  
S. L. Glashow, M. Gell-Mann, Ann. of Phys. **15**, (1961), 437.
- [10] O. W. Greenberg, Phys. Rev. Lett. **13**, (1964), 598.  
Н. Н. Боголюбов, Б. В. Струминский, А. Н. Тавхелидзе, ОИЯИ, 1965, препринт Д-1968.  
М. Y. Han, Y. Nambu, Phys. Rev. **B 139**, (1965), 1006.

- [11] J. Pati, A. Salam, Phys. Rev. **D8**, (1973), 1240;
- [12] D. J. Gross, F. Wilczek, Phys. Rev. Lett., **30**, (1973), 1343;  
H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett., **30**, (1973), 1346.
- [13] Ю. А. Симонов, УФН, **166**, (1996), 337.
- [14] S. L. Glashow, Nucl. Phys., **22**, (1961), 579;  
A. Salam, In: Elementary Particle Theory, ed. N. Svartholm, Almquist and Wiksells, Stockholm, 367.  
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett., **19**, (1967), 1264.  
S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. **D2**, (1970), 1285.
- [15] E. Fermi, Z. Phys. **88**, (1934), 161.
- [16] T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. **104**, (1956), 254;  
C. S. Wu et al., Phys. Rev., **105**, (1957), 1413.
- [17] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, (1963), 531;  
M. Kobayashi, M. Maskawa, Prog. Theor. Phys., **49**, (1973), 652.
- [18] G. Arnison et al., Phys. Lett. **B122**, (1983), 103;  
M. Banner et al., Phys. Lett. **B122**, (1983), 476;  
Bagnaia et al., Phys. Lett. **B129**, (1983), 130.
- [19] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика: Учеб. пособие. т. 2. Теория поля*, 7-е изд., М.: Наука, 1988.
- [20] A. Einstein, Ann. Phys. (Leipzig), **49**, (1916), 769.
- [21] D. Hilbert, Konigl. Gessell. d. Wiss. Göttingen Nachr., Math.-Phys., Kl. (1915), 295.
- [22] A. Einstein, Sitz. Preuss. Akad. Wiss., **142**, (1917).
- [23] R. A. Hulse, Rev. Mod. Phys. **66**, (1994), 699;  
J. H. Taylor, Rev. Mod. Phys. **66**, (1994), 711.
- [24] G. 'tHooft, M. Veltman, Ann. Inst. Henri Poincare **20**, (1974), 69.
- [25] Т.-П. Ченг, Л.-Ф. Ли, *Калибровочные теории в физике элементарных частиц*, М.: Мир, 1987.
- [26] H. Georgi, S. L. Glashow, Phys. Rev. Lett. **32**, (1974), 438.
- [27] R. Mohapatra *Unification and supersymmetry: the frontiers of quark-lepton physics*.
- [28] М. Грин, Дж. Шварц, Э. Виттен, *Теория суперструн*, Москва, Мир, 1990.
- [29] P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. **A 133** (1931), 60.
- [30] G. 'tHooft, Nucl. Phys. **B 79**, (1974), 276;  
А. М. Поляков, Письма ЖЭТФ, **20**, (1974), 430.
- [31] К. Хуанг, *Кварки, лептоны и калибровочные поля*, Москва, Мир, 1985;
- [32] H. Fritzsch, P. Minkowski, Ann. Phys. (NY), **93**, (1975), 193;  
H. Georgi, In: Particles and fields (Ed. C. E. Carlson), New York: American Institute of Physics, (1974).
- [33] R. Slansky, Phys. Rept. **79**, (1981), 1.
- [34] F. Gursev, P. Ramond, P. Sikivie, Phys. Lett., **60 B**, (1975), 177.
- [35] R. Davis, D. S. Harmer, K. C. Hoffman, Phys. Rev. Lett., **20**, (1968), 1205;  
J. Bahcall et al., Phys. Rev. Lett., **45**, (1980), 945.
- [36] Б. М. Понтекорво, ЖЭТФ, **33**, (1957), 549;  
Б. М. Понтекорво, ЖЭТФ, **34**, (1958), 247;  
Б. М. Понтекорво, ЖЭТФ, **53**, (1967), 1717;  
V. N. Gribov, B. Pontecorvo, Phys. Lett., **28B**, (1969), 495;  
S. M. Bilenky, B. Pontecorvo, Phys. Rept., **41C**, (1978), 225;
- [37] Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration), Phys. Rev. Lett., **81**, (1998), 1562.
- [38] Q. R. Ahmad et al. (SNO Collaboration), Phys. Rev. Lett., **89**, (2002), 011301.
- [39] R. Mohapatra, G. Senjanovich, Phys. Rev. Lett. **44**, (1980), 912.

- [40] Ю. А. Гольфанд, Е. П. Лихтман, *Письма ЖЭТФ*, **13**, (1971), 452;  
 Д. В. Волков, В. П. Акулов, *Письма ЖЭТФ*, **16**, (1972), 621.
- [41] П. Уэст *Введение в суперсимметрию и супергравитацию*, Москва, Мир, 1989.  
 Ю. Весс, Дж. Беггер *Суперсимметрия*, Новокузнецкий физ.-мат. институт, 1998.  
 M. Sohnius, *Phys. Rept.* **128**, (1985), 3.  
 J. Gates, M. Grisaru, M. Rocek, W. Siegel *Superspace or one thousand and one lessons in supersymmetry*.
- [42] H. Nilles, *Phys. Rept.* **110**, (1984), 1.
- [43] P. van Nieuwenhuizen, *Phys. Rept.* **68**, (1981), 189.
- [44] С. Вейнберг, *Гравитация и космология*, Волгоград, Платон, 2000.
- [45] A. Friedmann, *Zs. Phys.* **10**, (1922), 377; **21**, (1924), 326.
- [46] H. P. Robertson, *Ap. J.* **82**, (1935), 284; **83**, (1936), 187; **83**, (1936), 257.  
 A. G. Walker, *Proc. Lond. Math. Soc.* (2) **42**, (1936), 90.
- [47] C. Wirtz, *Astr. Nachr.* **206**, (1918), 109; **215**, (1921), 349; **216**, (1922), 451; **222**, (1924), 21;  
*Scientia*, **38**, (1925), 303;  
 K. Lundmark, *Stock. Acad. Hand.*, **50**, N8, (1920); *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **84**, (1924), 747; **85**, (1925), 865.
- [48] E. P. Hubble, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **15**, (1929), 168;
- [49] G. Gamov, *Phys. Rev.*, **D70**, (1946), 572;  
 R. A. Alpher, R. C. Herman, *Nature*, **162**, (1948), 774.
- [50] A. A. Penzias, R. W. Wilson, *Ap. J.*, **142**, (1965), 419.
- [51] A. H. Guth, *Phys. Rev. D* **23**, (1981), 347;  
 A. D. Linde, *Phys. Lett. B* **108**, (1982), 389;  
 A. Albrecht, P. J. Steinhardt, *Phys. Rev. Lett.* **48**, (1982), 1220.
- [52] A. D. Linde, *Particle physics and inflationary cosmology*, Harwood Academic, Switzerland, (1990);  
 A. R. Liddle, D. H. Lyth, *Phys. Rept.* **231**, (1993), 1;  
 D. H. Lyth, A. Riotto, hep-ph/9807278.
- [53] J. Scherk, J. Y. Schwarz, *Nucl. Phys.* **81**, (1974), 118;
- [54] M. B. Green, J. H. Schwarz, *Phys. Lett. B* **243**, (1984), 475.
- [55] E. Cremmer, B. Julia, J. Scherk, *Phys. Lett.* **76 B**, (1978), 409.
- [56] K. Becker, M. Becker, J. H. Schwarz, *String theory and M-theory. A modern introduction*. Cambridge University Press, 2007.

## Modern higher energy physics

K. V. Stepanyantz

*Russia, Moscow State University, physical faculty,  
 department of theoretical physic  
 sstepan@phys.msu.ru*

We briefly review the modern higher energy physics. Description of the strong and electroweak interactions is considered both in the Standard model and in Grand Unification theories. We discuss the origin of the small neutrino mass and the necessity of supersymmetry. We also consider description of the gravity, modern cosmological experimental data, supergravity theories, and a relation of gravity with other interactions. We draw attention to problems, which appear describing the gravity, and possible ways of their solution. In particular, achievements and drawbacks of superstrings theories are discussed.