

Физика частиц и космология: состояние и надежды¹

В.А. Рубаков

Современное состояние физики элементарных частиц можно охарактеризовать кратко: Стандартная Модель физики частиц прекрасно (на уровне радиационных эффектов!) описывает все имеющиеся экспериментальные данные, за исключением результатов, свидетельствующих о существовании нейтринных осцилляций. В то же время целый ряд (если не большинство) современных космологических представлений не укладывается в рамки Стандартной Модели. Последнее обстоятельство, вместе с внутренними трудностями Стандартной Модели и данными о нейтринных осцилляциях, служит серьезным указанием на неполноту Стандартной Модели. Ожидается, что "новая физика" — частицы и взаимодействия за пределами Стандартной Модели — будет открыта в течение ближайшего десятилетия. Бурное развитие ожидает и космологию, как с точки зрения получения наблюдательных данных качественно нового уровня, так и с точки зрения теоретического анализа структуры и эволюции Вселенной.

PACS numbers: 11.15.Kc, 11.30.Fs, 12.15.-y, 95.30.Cq

Содержание

1. Стандартная Модель (1299).
 2. Спонтанное нарушение симметрии (1300).
 3. Нейтринные осцилляции (1301).
 - 3.1. Солнечные нейтрино. 3.2. Атмосферные нейтрино. 3.3. Массы нейтрино и новая физика.
 4. Неполнота Стандартной Модели и суперсимметрия (1303).
 5. Космология и новая физика (1304).
 - 5.1. Небарионная темная материя. 5.2. Космические лучи сверхвысоких энергий. 5.3. Барийная асимметрия Вселенной. 5.4. Раздувающаяся Вселенная и инфлатон. 5.5. Космологическая постоянная.
 6. Вместо заключения (1309).
- Список литературы (1309).

1. Стандартная Модель

В основе Стандартной Модели (см., например, [1]) лежат следующие представления.

1. Взаимодействия между частицами строятся на основе калибровочного принципа и представляют собой неабелевы обобщения квантовой электродинамики. Сильные взаимодействия соответствуют калибровочной

группе цвета $SU(3)_c$, а их переносчиками являются восемь (по числу генераторов $SU(3)_c$) безмассовых векторных частиц — глюонов G^a . Слабые и электромагнитные взаимодействия описываются калибровочной теорией с группой $SU(2) \times U(1)$. Соответствующие векторные частицы — это безмассовый фотон γ , массивные заряженные векторные бозоны W^+ и W^- и нейтральный векторный бозон Z^0 . Таким образом, калибровочной группой Стандартной Модели служит $SU(3)_c \times SU(2) \times U(1)$.

2. Помимо векторных частиц, имеющих спин 1, в природе существуют частицы со спином 1/2 — фермионы. Это кварки (частицы, обладающие цветом) и лептоны. Взаимодействия фермионов и векторных бозонов между собой полностью определяются их квантовыми числами по отношению к калибровочной группе $SU(3)_c \times SU(2) \times U(1)$.

3. Взаимодействия, связанные с группой $SU(3)_c$, являются сильными на больших расстояниях (порядка 10^{-13} см или больше). Это приводит к отсутствию в природе свободных цветных частиц — кварков и глюонов (невыветание цвета). Вместо них наблюдаются их бесцветные связанные состояния — адроны. На расстояниях, значительно меньших 10^{-13} см, интенсивность цветовых взаимодействий падает ("асимптотическая свобода"), и они могут быть изучены методами теории возмущений.

4. Калибровочная симметрия $SU(2) \times U(1)$ электро-слабых взаимодействий спонтанно нарушена до калибровочной симметрии $U(1)_{em}$ электромагнитных взаимодействий. Именно поэтому векторные бозоны W^\pm и Z^0 обладают массами, а слабые взаимодействия являются короткодействующими — с масштабом порядка 10^{-15} см.

5. Так же, как и массы W - и Z -бозонов, массы кварков и лептонов являются результатом нарушения калибро-

¹ Обзор написан по материалам выступления на совместной Юбилейной научной сессии Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики РАН, состоявшейся 1 июня 1999 г. в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН.

В.А. Рубаков. Институт ядерных исследований РАН
117312 Москва, просп. 60-летия Октября 7а, Российская Федерация
Тел. (095) 135-77-60
E-mail: rubakov@ms2.inr.ac.ru

Статья поступила 5 августа 1999 г.

вочной симметрии $SU(2) \times U(1)$ до $U(1)_{em}$. Это нарушение симметрии приводит к смешиванию кварков, ответственному, например, за слабые распады странных частиц, осцилляции K - и B -мезонов и т.д.

Большая часть представлений Стандартной Модели имеет сегодня надежное экспериментальное подтверждение. Последняя из упоминавшихся частиц — t -кварк была недавно открыта [2] в экспериментах на протон-антипротонном коллайдере Тэватрон (Фермилаб, США) с энергией в системе центра масс 1,8 ТэВ. Теория сильных взаимодействий кварков и глюонов — квантовая хромодинамика прошла прямую экспериментальную проверку в многочисленных экспериментах на ускорителях высоких энергий.

Нужно, однако, отметить, что в квантовой хромодинамике имеется ряд нерешенных динамических проблем, среди которых выделяется проблема конфайнмента — механизма невылетания цвета. В этой области важную роль должно сыграть обнаружение и исследование экзотических адронов: если обычные адроны можно представлять себе как связанные состояния кварка и антикварка $\bar{q}q$ (мезоны — $\pi^0, \pi^\pm, \rho^0, \rho^\pm, K^0, K^\pm$ и т.д.) или трех кварков qqq (барионы — протон, нейтрон, Δ, Λ и т.д.), то экзотические адроны — это связанные состояния глюонов GG (глюболы), глюонов и кварков $\bar{q}qG$ (гибриды) или четырех кварков $\bar{q}q\bar{q}q$ (четырёхкварковые мезоны). Поиск и исследование экзотических адронов интенсивно ведутся в экспериментах на ускорителе У-70 в Протвино, ускорителе SPS в ЦЕРНе (Женева, Швейцария) и др.

Среди других интересных проблем квантовой хромодинамики отметим проблему описания взаимодействий при высоких энергиях и относительно небольших передачах импульса (здесь важную роль играют эксперименты на электрон-протонном коллайдере HERA в лаборатории DESY, Гамбург, Германия) и проблему образования кварк-глюонной плазмы (специально для исследования этой проблемы создается коллайдер тяжелых ионов RHIC в Брукхэйвене, США).

Теория слабых и электромагнитных взаимодействий также экспериментально проверена с высокой точностью. На электрон-позитронном коллайдере LEP-I (ЦЕРН) с энергией в системе центра масс около 90 ГэВ выполнены прецизионные измерения параметров Z -бозона. Чтобы охарактеризовать точность этих данных, приведем в качестве примера значения массы Z -бозона [3], его полной ширины (величины, обратной времени жизни) и относительной вероятности распада Z -бозона на e^+e^- -пару:

$$m_Z = 91,187 \pm 0,007 \text{ ГэВ},$$

$$\Gamma_{Z, \text{tot}} = 2,490 \pm 0,007 \text{ ГэВ},$$

$$\frac{\Gamma_{Z, e^+e^-}}{\Gamma_{Z, \text{tot}}} = 3,366 \pm 0,008 \text{ \%}.$$

Видно, что речь идет о точностях порядка десятых долей процента!

При такой точности существенную роль играют радиационные поправки, обусловленные слабыми взаимодействиями (аналогичные лэмбовскому сдвигу или аномальному магнитному моменту электрона в квантовой электродинамике). Анализ этих радиационных поправок [4, 5] позволяет не только проверить Стандарт-

ную Модель, но и предсказать массы не обнаруженных еще частиц. Так, до прямого экспериментального открытия t -кварка было сделано предсказание относительно его массы: $m_t = 170 \pm 20$ ГэВ, а последующее прямое измерение дало значение $m_t = 174 \pm 5$ ГэВ.

На Тэватроне и электрон-позитронном коллайдере LEP-II (ЦЕРН) с энергией в системе центра масс 196 ГэВ (на июнь 1999 г.) интенсивно исследуются свойства W -бозонов. Их масса сегодня хорошо известна [5]: $m_W = 80,39 \pm 0,04$ ГэВ.

За последние полтора года были измерены параметры взаимодействия W -бозонов с фотоном и Z -бозоном. Дело в том, что теория с калибровочной группой $SU(2) \times U(1)$ предсказывает вполне определенные "неминимальные" электромагнитные взаимодействия W -бозонов, т.е. значения их магнитного момента, электрического квадрупольного момента и т.д. Это же относится к взаимодействиям W - и Z -бозонов. Проведенные к настоящему времени измерения [6] имеют точность около 10% и полностью согласуются со Стандартной Моделью. Таким образом, неабелев характер взаимодействий Стандартной Модели получил прямое экспериментальное подтверждение.

2. Спонтанное нарушение симметрии

Если бы калибровочная симметрия $SU(2) \times U(1)$ реализовывалась так же, как в электродинамике, т.е. не была бы спонтанно нарушенной, то W - и Z -бозоны, как и фотон, были бы безмассовыми. Кроме того, кварки и лептоны также не имели бы масс. Последнее обстоятельство связано с тем, что левые и правые компоненты кварков и лептонов по-разному преобразуются под действием группы $SU(2)$; иначе говоря, они имеют разные слабые изоспины.

Левые компоненты обладают слабым изоспином $1/2$ и представляют собой дублеты относительно $SU(2)$:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad (\text{кварки});$$

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \quad (\text{лептоны}).$$

Правые компоненты $u_R, d_R, \dots, e_R, \dots$ — синглеты относительно $SU(2)_L$; они имеют нулевой слабый изоспин. Явные массовые члены в фермионном лагранжиане $m(\bar{e}_R)e_L$ (и аналогично для кварков) запрещены по слабому изоспину, поэтому массы кварков и лептонов могут возникать только в результате спонтанного нарушения электрослабой симметрии.

Вопрос о механизме спонтанного нарушения симметрии является, пожалуй, наиболее насущным для физики частиц. Для спонтанного нарушения симметрии необходимо образование конденсата, обладающего нетривиальными квантовыми числами по отношению к группе $SU(2)$. Ситуация здесь вполне аналогична теории сверхпроводимости, где заряженный (т.е. обладающий нетривиальными квантовыми числами по отношению к группе электромагнетизма $U(1)_{em}$) конденсат спонтанно нарушает калибровочную симметрию $U(1)_{em}$, и электромагнитные взаимодействия становятся короткодействующими (эффект Мейсснера). В электрослабой теории короткодействующими становятся слабые взаимодействия, что соответствует массивности W - и Z -бозонов.

A priori имеются две возможности: конденсироваться может либо элементарное скалярное поле (скалярное потому, что вакуумный конденсат не должен нарушать лоренц-инвариантности), либо составное поле. Первая возможность — механизм Хиггса — аналогична теории сверхпроводимости Гинзбурга–Ландау, если бы поле Гинзбурга–Ландау было элементарным. Вторая возможность аналогична конденсации куперовских пар; она реализуется в моделях типа техницвета [7] и, по-видимому, требует новых сильных взаимодействий на расстояниях порядка $10^{-16} - 10^{-17}$ см. Механизм Хиггса представляется сегодня более предпочтительным, поскольку он позволяет достаточно экономно объяснить наличие масс кварков и лептонов. Реалистические же модели с составным конденсатом очень громоздки, к тому же многие из них исключены прецизионными измерениями на электрон-позитронном коллайдере LEP.

В теории с механизмом Хиггса и одним элементарным скалярным полем ϕ (дублетом относительно SU(2)) вакуумный конденсат однозначно связан с константой Ферми слабого взаимодействия (которая в свою очередь выражается через массу W-бозона и калибровочную константу группы SU(2)) и равен $\langle\phi\rangle = 246$ ГэВ. Характерным предсказанием является существование электрически нейтральной скалярной частицы — хиггсовского бозона H, массу которой, к сожалению, предсказать не удается.

Массы кварков и лептонов получают следующим образом. С учетом того, что хиггсовское поле ϕ имеет слабый изоспин 1/2, симметриями разрешены взаимодействия юкавского типа; например,

$$h_e \overline{(e_R)} L_e \phi^+ + \text{э.с.}, \quad (1)$$

где

$$L_e = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$$

— левый лептонный дублет, h_e — безразмерная константа связи. В вакууме электрослабой теории $\langle\phi^+\rangle \neq 0$ и выражение (1) превращается в массовый член электрона с $m_e = h_e \langle\phi^+\rangle$. Аналогичным образом возникают массы других лептонов и кварков; за счет этого же механизма появляется смешивание кварков.

Цена, которую приходится платить за столь простое объяснение происхождения масс фермионов, — введение большого числа безразмерных параметров в теорию. Действительно, все шесть масс кварков и три массы заряженных лептонов (точнее, соответствующие юкавские константы $h_f = m_f / \langle\phi\rangle$) — это необъясненные параметры; свободными являются и четыре параметра смешивания в кварковом секторе.

Более того, юкавские константы очень сильно различаются: если для t-кварка юкавская константа $h_t = m_t / \langle\phi\rangle$ близка к единице, то для электрона

$$h_e = \frac{m_e}{\langle\phi\rangle} \approx 2 \times 10^{-6}.$$

Иерархия масс фермионов (т.е. юкавских констант) является одной из загадок Стандартной Модели, которая до сих пор не нашла удовлетворительного разрешения. Это же относится и к иерархии углов смешивания в кварковом секторе.

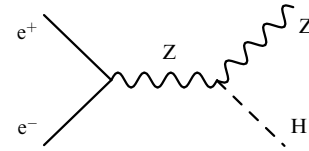


Рис. 1. Рождение хиггсовского бозона в e^+e^- -столкновениях.

Прямым подтверждением хиггсовского механизма нарушения электрослабой симметрии стало бы экспериментальное обнаружение бозона Хиггса. Эта частица может рождаться в электрон-позитронных столкновениях за счет взаимодействия с Z-бозоном (рис. 1) и аналогичным образом в протон-протонных и протон-антипротонных столкновениях. До сегодняшнего дня бозон Хиггса экспериментально не обнаружен; имеется лишь ограничение на его массу, следующее из экспериментов на LEP-II [5]:

$$m_H > 95 \text{ ГэВ}.$$

Косвенным способом определения массы хиггсовского бозона служит анализ его вкладов в радиационные поправки к величинам, прецизионно измеренным на электрон-позитронном коллайдере LEP и электрон-позитронном коллайдере SLC (лаборатория SLAC, Стэнфорд, США). Этот анализ дает [5]

$$m_H = 66_{-39}^{+74} \pm 10 \text{ ГэВ},$$

т.е. $m_H < 220$ ГэВ на 95%-ном уровне достоверности.

Надежды на обнаружение хиггсовского бозона связаны с повышением энергии электрон-позитронного коллайдера LEP-II до 205 ГэВ в системе центра масс, увеличением светимости протон-антипротонного коллайдера Тэватрон. А если и на этих установках хиггсовский бозон не будет обнаружен, то он будет найден (если действительно существует) на протон-протонном коллайдере LHC с энергией 14 ГэВ в системе центра масс, который заработает в ЦЕРНе во второй половине следующего десятилетия.

Итак, открытие бозона Хиггса является ближайшей задачей текущих и планируемых экспериментов в физике высоких энергий. Обнаружение этого последнего недостающего звена Стандартной Модели отнюдь не будет означать конца фундаментальной физики, поскольку имеется ряд убедительных соображений, свидетельствующих о неполноте Стандартной Модели. С открытием хиггсовского бозона "новая физика" только начнется! (Нельзя полностью исключить и того, что спонтанное нарушение симметрии обусловлено не механизмом Хиггса, а каким-то другим механизмом, может быть, совершенно не известным теоретикам).

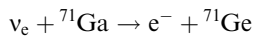
3. Нейтринные осцилляции

Одним из немногих экспериментальных указаний на неполноту Стандартной Модели служат результаты наблюдений, свидетельствующие о существовании нейтринных осцилляций (см., например, обзор [8]). Среди этих результатов выделяются измерения потока солнечных нейтрино в различных областях спектра и измерение свойств нейтрино, рожденных в атмосфере Земли космическими лучами.

3.1. Солнечные нейтрино

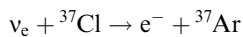
Абсолютный поток и спектр нейтрино, рожденных в центральных областях Солнца, надежно вычисляются в рамках стандартной солнечной модели (ССМ) [9, 10]. Измерение потока солнечных нейтрино в настоящее время ведется четырьмя подземными детекторами, чувствительными к нейтрино различных энергий.

В галлиевых экспериментах SAGE (Баксанская нейтринная обсерватория ИЯИ РАН) и GALLEX (лаборатория Гран-Сассо, Италия) используется реакция



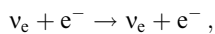
и измеряется поток мягких нейтрино ($E_\nu > 0,23$ МэВ).

В хлорном эксперименте Homestake (США) используется реакция



и регистрируются нейтрино более высоких энергий ($E_\nu > 1,2$ МэВ).

Водно-черенковский детектор Супер-Камиоканде (Япония) регистрирует электроны отдачи, возникающие при упругом рассеянии



и измеряет поток нейтрино в жесткой области спектра ($E_\nu > 6,5$ МэВ). В отличие от радиохимических детекторов SAGE, GALLEX и Homestake детектор Супер-Камиоканде позволяет определить не только интегральный поток, но и спектр солнечных нейтрино, т.е. зависимость потока от энергии.

Во всех этих экспериментах зарегистрирован поток солнечных нейтрино (в соответствующих областях спектра), который оказался заметно ниже рассчитанного по стандартной солнечной модели. Отношения измеренных в этих экспериментах интегральных потоков к рассчитанному составили:

$$\begin{aligned} 0,52 \pm 0,06 & \quad (\text{SAGE [11]},) \\ 0,60 \pm 0,06 & \quad (\text{GALLEX [12]},) \\ 0,33 \pm 0,03 & \quad (\text{Homestake [13]},) \\ 0,47 \pm 0,02 & \quad (\text{Супер-Камиоканде [14]}). \end{aligned}$$

Наиболее вероятной интерпретацией "дефицита солнечных нейтрино" служат осцилляции электронных нейтрино ν_e в другие типы нейтрино (ν_μ , ν_τ или совершенно новое, "стерильное" нейтрино ν_s) на пути от центральных областей Солнца к Земле. Очень интересной и весьма реалистической является возможность того, что электронные нейтрино ν_e превращаются в нейтрино ν_μ , ν_τ или ν_s в процессе их прохождения через вещество Солнца (эффект Михеева – Смирнова – Вольфенштейна).

3.2. Атмосферные нейтрино

Электронные и мюонные нейтрино сравнительно высоких энергий ($E_\nu \gtrsim 1$ ГэВ), рожденные космическими лучами в атмосфере Земли, регистрируются крупномасштабными подземными детекторами. Угловая зависимость потока атмосферных нейтрино надежно вычисляется, отклонения измеренной угловой зависимости от расчетной свидетельствуют об осцилляциях нейтрино. Наиболее надежно такое отклонение (только для мюон-

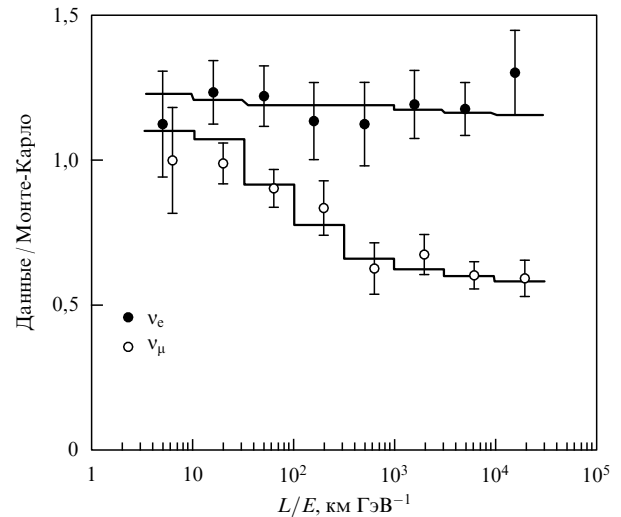


Рис. 2. Отношение измеренного на установке Супер-Камиоканде числа событий к расчетному (в отсутствие нейтринных осцилляций) в зависимости от отношения эффективной длины пролета нейтрино к энергии нейтрино [15]. Отдельно показаны события, обусловленные в основном электронными (темные кружки) и мюонными (светлые кружки) нейтрино. Сплошные линии — ожидаемые отношения при наличии нейтринных осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (или $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$) с $\Delta m^2 = 2,2 \times 10^{-3}$ эВ² и максимальным смешиванием.

ных нейтрино) зарегистрировано (рис. 2) на установке Супер-Камиоканде [15]. Этот результат служит очень серьезным указанием на осцилляции $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (или $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$); возможность объяснения осцилляциями $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ исключается недавним отрицательным результатом реакторного эксперимента CHOOZ во Франции [16].

3.3. Массы нейтрино и новая физика

Изложенные результаты свидетельствуют о том, что нейтрино имеют массы. Возможное объяснение состоит в том, что одно из массовых состояний нейтрино (в основном ν_e) имеет очень маленькую массу: $m_{\nu_1} \ll 10^{-3}$ эВ, а второе и третье (суперпозиции ν_μ и ν_τ) — массы $m_{\nu_2} \sim 10^{-3}$ эВ, $m_{\nu_3} \sim 10^{-1}$ эВ.

Существующие данные допускают и другие интерпретации, например сильное вырождение спектра масс нейтрино. Более того, ускорительный эксперимент по поиску нейтринных осцилляций LSND (Лос-Аламос, США) дает указания на осцилляции $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ с $\Delta m^2 \approx (0,2-2)$ эВ². Если это так, то требуется введение "стерильного" нейтрино ν_s .

В любом случае массы всех нейтрино малы: прямые измерения массы нейтрино в β -распаде трития в Троицке и Майнце (Германия) дают [18, 19]

$$m_{\bar{\nu}_e} < 2,5 \text{ эВ},$$

а ограничение на майорановскую массу нейтрино, полученное в эксперименте Гайдельберг – Москва (Гран-Сассо, Италия), составляет [20]

$$m_{\nu_e}^{\text{Majorana}} \lesssim 0,5 \text{ эВ}.$$

Таким образом, массы нейтрино чрезвычайно малы по сравнению с массами кварков и заряженных лептонов.

Для объяснения малых, но ненулевых масс нейтрино приходится вводить новый энергетический масштаб

$M \sim 10^{12} - 10^{16}$ ГэВ (с этим масштабом могут быть связаны массы правых партнеров известных нам нейтрино). Тогда массы нейтрино будут подавлены этим большим масштабом:

$$m_\nu = \text{const} \cdot \frac{\langle \varphi \rangle^2}{M},$$

где $\langle \varphi \rangle$ — вакуумное среднее хиггсовского поля в Стандартной Модели.

Таким образом, установление спектра масс и параметров смешивания нейтрино открывает путь к изучению новой физики в области энергий, не доступной прямым ускорительным экспериментам.

В близкой перспективе ожидается изучение потока солнечных нейтрино в подземных экспериментах SNO (Канада),orexino (Гран-Сассо, Италия) и точное измерение спектра (а не интегрального потока) жестких солнечных нейтрино детектором Супер-Камиоканде. Будут продолжены эксперименты на галлиевых детекторах SAGE и GNO (Гран-Сассо, на основе GALLEX). В эксперименте mini-BooNE (Фермилаб, США) и, возможно, в ЦЕРНе будет осуществлена проверка эксперимента LSND.

С точки зрения подтверждения результатов Супер-Камиоканде важную роль сыграют эксперименты, в которых источниками нейтрино будут служить ускорители, а детекторами — подземные установки, расположенные за сотни километров от них: КЕК–Супер-Камиоканде (Япония, эксперимент начался), Фермилаб–Soudan (США) и, возможно, ЦЕРН–Гран-Сассо. Совокупность всех этих экспериментов позволит, по видимому, не только подтвердить существование нейтринных осцилляций, но и надежно определить их параметры.

Дальнейшие перспективы в области исследования свойств нейтрино связаны как с созданием подземных детекторов нового поколения, так и с сооружением нейтринной фабрики — интенсивного источника нейтрино на основе накопителя мюонов. Вполне вероятно, что прецизионные исследования в этой трудной, но увлекательной области преподнесут новые сюрпризы.

4. Неполнота Стандартной Модели и суперсимметрия

С теоретической точки зрения в Стандартной Модели возникает существенная трудность. Естественно представлять себе, что Стандартная Модель имеет смысл низкоэнергетического предела некоторой, более общей (свободной от ультрафиолетовых расходимостей?) теории, например теории суперструн. Действительно, полное описание фундаментальных взаимодействий должно включать в себя гравитационное взаимодействие. Поэтому Стандартная Модель заведомо не полна при очень высоких энергиях, сравнимых с планковским масштабом $M_{\text{Pl}} \sim 10^{19}$ ГэВ. При такой точке зрения параметр ультрафиолетового обрезания Λ (который в любом случае необходимо вводить для регуляризации ультрафиолетовых расходимостей Стандартной Модели) имеет смысл энергетического масштаба, на котором появляется новая физика.

В отличие от квантовой электродинамики, где радиационные поправки логарифмически зависят от Λ (и поэтому малы при разумных значениях Λ и малой

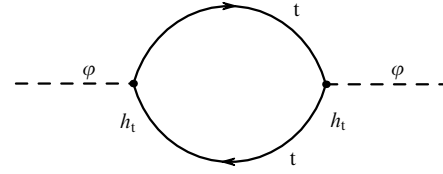


Рис. 3. Радиационная поправка к массовому параметру хиггсовского поля, возникающая благодаря петле t-кварка.

константе связи α), в Стандартной Модели радиационные поправки к массовому параметру хиггсовского поля линейны по Λ . Например, изображенная на рис. 3 диаграмма дает поправку

$$\delta m^2 = -\frac{h_t^2}{4\pi^2} \Lambda^2, \quad (2)$$

где $h_t \sim 1$ — юкавская константа t-кварка. Как следствие, вакуумное среднее хиггсовского поля должно быть большим при больших Λ :

$$\langle \varphi \rangle \gtrsim \frac{\Lambda}{2\pi},$$

что входит в противоречие с наблюдаемым значением² $\langle \varphi \rangle = 246$ ГэВ.

Этот аргумент можно обратить, предположив, что новая физика имеется в тэвной области энергий (или еще ниже). Тогда $\Lambda \lesssim 1$ ТэВ, и противоречие снимается. В теории с элементарным хиггсовским полем эффекты новой физики должны приводить к дополнительным вкладам в массовый параметр хиггсовского поля, которые делали бы поправку δm^2 ультрафиолетово-конечной. Такая возможность реализуется в моделях с (мягко нарушенной) суперсимметрией (см., например, [21]).

В суперсимметричных теориях каждая известная частица имеет суперпартнера со спином, отличающимся на $1/2$. Так, каждому кварку (со спином $1/2$) соответствует скварк со спином 0 (в действительности два скварка, по числу спиновых состояний кварка), глюону G соответствует глюино \tilde{G} , и т.д. Остальные квантовые числа частиц и их суперпартнеров совпадают, а константы взаимодействия однозначно связаны между собой. При точной суперсимметрии массы частиц и их суперпартнеров должны совпадать. Именно вклады суперпартнеров сокращают опасные радиационные поправки к массовому параметру хиггсовского поля. Например, при точной суперсимметрии вклад суммы диаграмм, представленных на рис. 4, тождественно равен нулю.

Ни один из суперпартнеров известных частиц до сих пор экспериментально не наблюдался. Это означает, что суперсимметрия в природе нарушена и массы супер-

² В действительности это не означает, что Стандартная Модель внутренне противоречива. Противоречия можно избежать, введя затравочный массовый член хиггсовского поля так, чтобы он почти точно сокращал вклады типа (2). Такую процедуру можно провести во всех порядках теории возмущений (перенормируемость). Эта процедура, однако, неудовлетворительна с физической точки зрения, поскольку при больших Λ она требует точной подгонки затравочного массового члена (иначе говоря, требуется, чтобы вычитание больших чисел разной природы приводило к небольшому значению $\langle \varphi \rangle$).

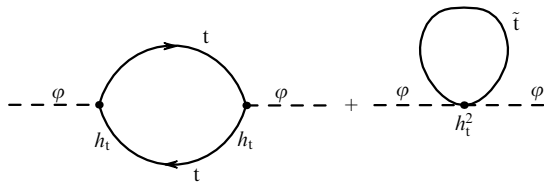


Рис. 4. Петля скалярного t-кварка ("стопа") сокращает петлю t-кварка в суперсимметричных теориях.

партнеров велики. Поиск суперпартнеров на коллайдерах LEP-II и Тэватрон дает следующие ограничения на массы скалярного электрона, скалярного t-кварка и глюино:

$$\begin{aligned} m_{\tilde{e}} &> 75 \text{ ГэВ}, \\ m_{\tilde{t}} &\gtrsim 100 \text{ ГэВ}, \\ m_{\tilde{G}} &> 190 \text{ ГэВ}. \end{aligned}$$

Ограничения такого рода имеются и на массы других суперпартнеров.

В ситуации, когда массы частиц и их суперпартнеров различаются, точного сокращения диаграмм типа изображенных на рис. 4 не происходит. Их сумма остается ультрафиолетово-конечной (!), и общий вклад имеет структуру (2), где A — масштаб масс суперпартнеров.

Изложенные выше соображения указывают на то, что массы суперпартнеров должны лежать в тэвной области или даже ниже. Эта область будет доступна изучению на строящемся коллайдере LHC (нельзя исключить и обнаружение суперпартнеров на LEP-II или Тэватроне до начала работы LHC). Возможности LHC, с точки зрения обнаружения суперсимметрии, обсуждаются, например, в [22].

Возникает естественный вопрос: почему массы суперпартнеров велики по сравнению с массами известных частиц? Общий и довольно красивый ответ состоит в том, что массы обычных частиц должны быть равны нулю в пределе ненарушенной электрослабой симметрии $SU(2) \times U(1)$ (см. раздел 2). Говорят в связи с этим, что массы обычных частиц защищены симметриями Стандартной Модели.

Для суперпартнеров такая защита отсутствует; так, явный массовый член скварка $m_{\tilde{q}}^2 \tilde{q} + \tilde{q}$ разрешен даже при ненарушенной симметрии $SU(2) \times U(1)$. Из-за этого массы обычных частиц определяются масштабом нарушения электрослабой симметрии (значением хиггсовского конденсата $\langle \varphi \rangle = 246$ ГэВ), а массы суперпартнеров — масштабом нарушения суперсимметрии, который может быть заметно выше.

Таким образом, различие между массами обычных частиц и суперпартнеров выглядит вполне естественным в суперсимметричных моделях.

Характерным предсказанием суперсимметричных теорий является то, что легчайший хиггсовский бозон (в суперсимметричных теориях имеются по крайней мере два хиггсовских поля, поэтому речь идет именно о легчайшем бозоне Хиггса) должен иметь сравнительно малую массу: $m_H \lesssim 130$ ГэВ. Это предсказание вполне согласуется с уже обсуждавшимися результатами анализа радиационных электрослабых поправок, а обнаружение (на LEP-II, Тэватроне или LHC) легкого хиггсовского бозона будет служить серьезным указанием на то,

что низкоэнергетическая суперсимметрия действительно реализуется в природе.

Изложенные в начале этого раздела соображения имеют весьма общий характер и позволяют с большой долей уверенности утверждать, что в тэвной области энергий имеется совершенно новая физика. Наиболее привлекательной (и популярной) является идея суперсимметричного обобщения Стандартной Модели, однако нельзя исключить и того, что в природе реализуется какой-то другой вариант физики за рамками Стандартной Модели. В любом случае нас ожидают интереснейшие открытия в коллайдерных экспериментах в ближайшем десятилетии.

5. Космология и новая физика

Современное развитие космологии все больше и больше связывает ее с физикой частиц. При этом как теоретические, так и наблюдательные космологические результаты нередко ставят перед физикой микромира неожиданные вопросы и тем самым оказывают сильное влияние на направление исследований в области физики частиц.

Среди таких вопросов выделяются проблема небарионной темной материи, вопрос о происхождении космических лучей сверхвысоких энергий, проблема генерации барионной асимметрии Вселенной, вопрос о механизме раздувания (инфляции) ранней Вселенной и природе инфлатонного поля, проблема космологической постоянной. Все они указывают на необходимость выхода за рамки Стандартной Модели физики частиц, а потому вызывают особый интерес.

5.1. Небарионная темная материя

Проблему небарионной темной материи (см., например, обзор [23]) удобно формулировать в терминах отношения плотности энергии той или иной компоненты вещества во Вселенной к критической плотности: $\Omega_i = \rho_i / \rho_{\text{crit}}$.

Из сравнения результатов вычислений распространности легких элементов во Вселенной (теория первичного нуклеосинтеза) с наблюдательными данными следует консервативная оценка плотности барионного (обычного) вещества $\Omega_B < 0,1$ (при этом, по-видимому, заметная часть этого вещества не излучает света, т.е. является барионной темной материей). В то же время многочисленные наблюдательные данные свидетельствуют о том, что вещества, сконцентрировавшегося в галактиках и скоплениях галактик, гораздо больше: $\Omega_M \gtrsim 0,3$; подчеркнем, что это вещество распределено неоднородно во Вселенной.

Такая оценка находится в согласии и с теорией образования структур во Вселенной, причем последняя дает серьезные указания на то, что небарионная темная материя (если не вся, то большая ее часть) является "холодной", т.е. перестает взаимодействовать с обычным веществом в ранней Вселенной, будучи нерелятивистской. Вследствие этого небарионную темную материю нельзя полностью объяснить наличием массы у реликтовых нейтрино, которые перестают взаимодействовать с веществом при температуре порядка 1 МэВ и являются ультрарелятивистскими на начальном этапе эволюции Вселенной.

Полученные результаты привели к представлению о том, что большая часть вещества во Вселенной — это

новые стабильные частицы (со временем жизни, сравнимым или превышающим возраст Вселенной: $\tau \gtrsim 10^{10}$ лет). Среди многочисленных кандидатов на роль частиц темной материи наиболее реалистическими являются аксионы³ и WIMP — слабовзаимодействующие массивные частицы (с массами порядка сотен ГэВ или нескольких ТэВ). Последние естественным образом возникают в суперсимметричных расширениях Стандартной Модели, что обуславливает особый к ним интерес.

Во многих (если не в большинстве) суперсимметричных расширениях Стандартной Модели, в том числе в так называемой Минимальной Суперсимметричной Стандартной Модели (МССМ), легчайший суперпартнер обычной частицы (ЛСП) стабилен. К сожалению, ни его массу, ни даже его природу (чей он суперпартнер) предсказать не удается.

Если ЛСП есть электрически нейтральная бесцветная частица — нейтралино χ (суперпартнер фотона, Z-бозона, хиггсовского бозона или их суперпозиция), то она прекрасно подходит на роль частицы холодной темной материи. Такая частица до сих пор экспериментально не обнаружена; прямые поиски на LEP-II дают ограничение на ее массу

$$m_\chi > 35 \text{ ГэВ}.$$

Однозначно вычислить плотность массы ЛСП по Вселенной также не удастся, поскольку она зависит от многочисленных неизвестных параметров, присутствующих в МССМ и в других суперсимметричных теориях (например, от масс суперпартнеров). Замечательно, однако, что в широком классе значений этих параметров современная плотность ЛСП во Вселенной находится в космологически интересной области $\Omega_\chi = 0,2-1$ (рис. 5). Таким образом, гипотеза об ЛСП как частице темной материи вполне жизнеспособна.

Эта гипотеза поддается экспериментальной проверке. ЛСП (как и другие WIMP) взаимодействует с обычным веществом, хотя и крайне слабо. Поэтому в низкофонных подземных детекторах можно пытаться зарегистрировать редкие упругие столкновения частиц темной материи с ядрами. Энергия ядра отдачи определяется при этом скоростью частиц темной материи в Галактике: $v \sim 300 \text{ км с}^{-1}$, и составляет величину порядка 100 кэВ. Столь малое энерговыделение в детекторе и низкая частота событий накладывают серьезные требования к фону и чувствительности детектора; в основном используется сцинтилляционная или низкотемпературная техника.

Прямые поиски частиц темной материи ведутся во многих подземных лабораториях мира, в том числе на Баканской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН. Как видно из рис. 6, уже сегодня возможности экспериментов сравнимы с предсказаниями суперсимметричных теорий. С совершенствованием экспериментальной техники возможность прямого обнаружения частиц темной материи станет вполне реальной.

³ Аксионы предсказываются моделями с симметрией Печеня–Квинн, предложенной для решения проблемы CP-сохранения в сильных взаимодействиях. Масса аксионов мала ($m_a \lesssim 1 \text{ эВ}$), но благодаря специфическому механизму их генерации в ранней Вселенной они могут выполнять роль холодной темной материи (см. обзоры [24]).

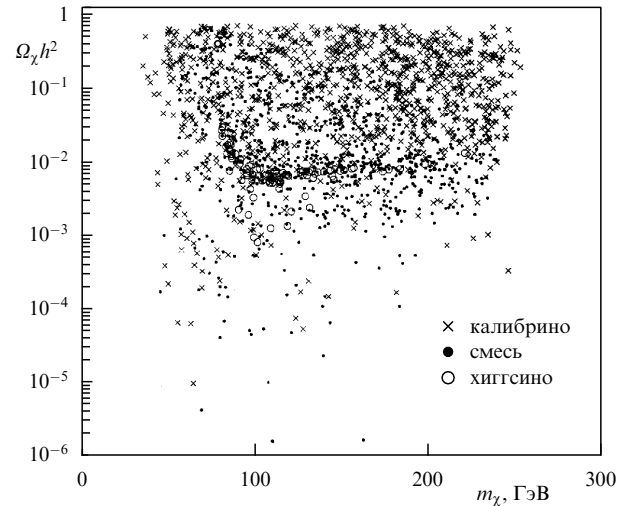


Рис. 5. Плотность нейтралино χ как функция его массы. Точки, крестики и кружки соответствуют различным наборам параметров МССМ. Интересная для космологии область соответствует $\Omega_\chi h^2 \gtrsim 0,1$ (h — современное значение параметра Хаббла в единицах $100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$).

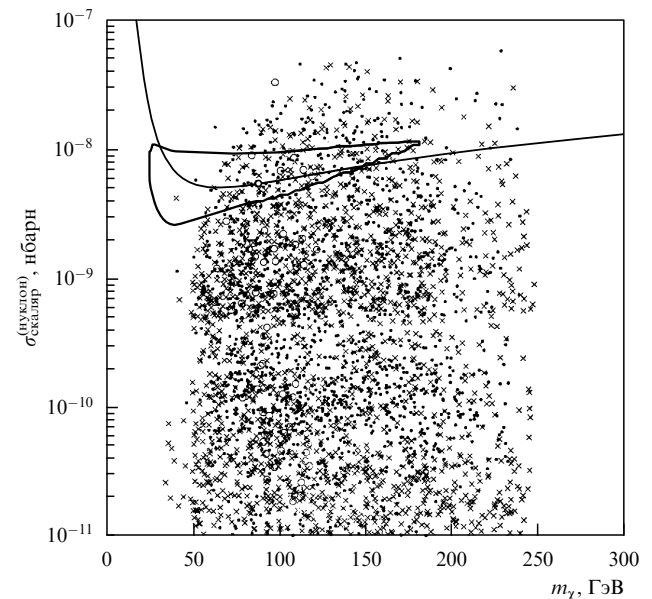


Рис. 6. Сечение рассеяния нейтралино на нуклоне в предположении, что локальная плотность нейтралино составляет $0,3 \text{ ГэВ см}^{-3}$. Тонкая сплошная линия — верхнее экспериментальное ограничение. Замкнутый контур соответствует положительному, но пока не подтвержденному результату поисков в эксперименте DAMA.

Другой путь поиска темной материи открывает возможность того, что частицы темной материи накапливаются в центре Земли или Солнца и аннигилируют там. Среди продуктов аннигиляции нейтралино присутствуют мюонные нейтрино:

$$\chi + \bar{\chi} \rightarrow \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) + \dots,$$

энергии которых составляют десятки или сотни ГэВ. Эти нейтрино (точнее, мюоны, которые образуются при взаимодействии нейтрино с веществом вблизи установки) можно зарегистрировать подземными или глубоководными нейтринными телескопами.

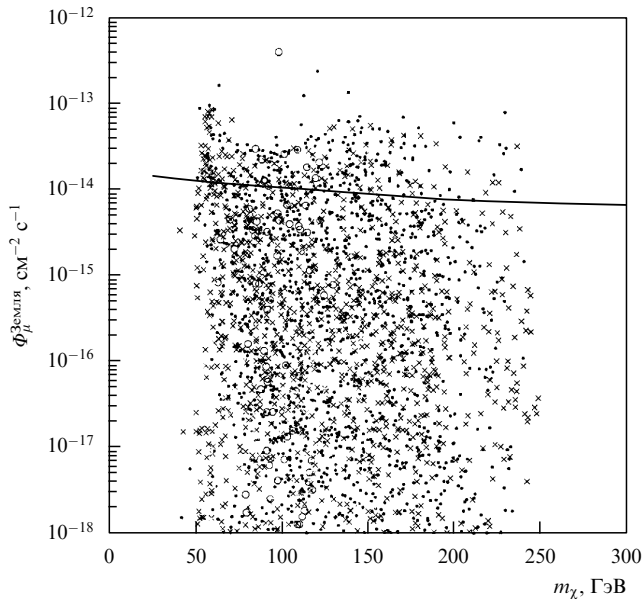


Рис. 7. Поток мюонов в направлении от центра Земли, образованных нейтрино от аннигиляции нейтралино. Сплошная линия — экспериментальный верхний предел. Точки, крестики и кружки имеют тот же смысл, что и на рис. 5.

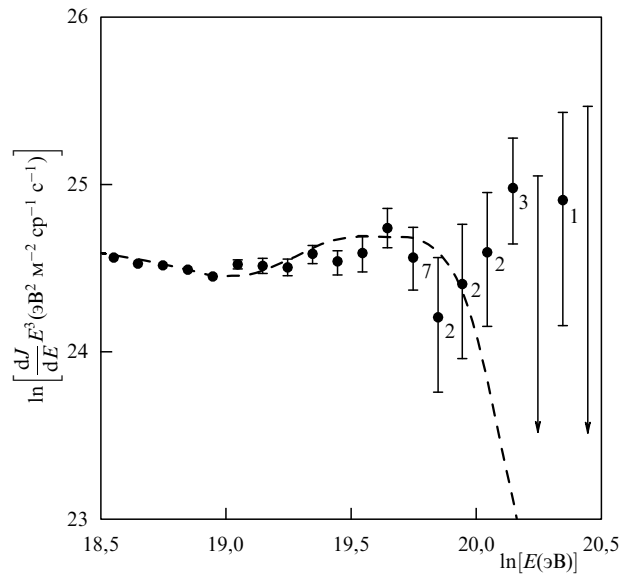


Рис. 8. Спектр космических лучей, наблюдаемый установкой AGASA [25]. Рядом с экспериментальными точками указано число событий в соответствующем интервале энергий. Штриховая линия — ожидаемый спектр при равномерном распределении источников во Вселенной.

На сегодня лучшие ограничения на потоки таких нейтрино получены на подземных установках ПСТ (Баксанская нейтринная обсерватория), MACRO (Гран-Сассо), Супер-Камиоканде и глубоководном Байкальском нейтринном телескопе. Как видно из рис. 7, этот метод также обладает хорошими возможностями. Надежды на дальнейшее увеличение чувствительности связаны в первую очередь с развитием Байкальского нейтринного телескопа, созданием других глубоководных нейтринных детекторов и с работой черенковского детектора AMANDA в Антарктиде.

Таким образом, поиск частиц небарионной темной материи, который начался сравнительно недавно, имеет хорошие перспективы. Отметим, что для подтверждения или опровержения гипотезы о том, что частицей темной материи является легчайший суперпартнер, крайне важными являются будущие эксперименты на LHC, а потом на NLC (Next Linear Collider — электрон-позитронный коллайдер с энергией в системе центра масс 0,5–1 ГэВ): эти эксперименты позволят открыть низкоэнергетическую суперсимметрию (если она действительно имеется) и определить спектр масс суперпартнеров.

5.2. Космические лучи сверхвысоких энергий

Заметным событием последнего времени стала регистрация Якутской установкой и установками AGASA (Япония) и Fly's Eye (США) широких атмосферных ливней, образованных в атмосфере частицами космических лучей с энергиями выше 3×10^{19} эВ. Энергия первичных частиц для нескольких событий составляла 3×10^{20} эВ (50 Дж!). Ускорение протонов или ядер до столь высоких энергий трудно объяснить обычными механизмами. Более того, ожидалось резкое обрезание спектра в этой области энергий, связанное со значительным увеличением сечения взаимодействия протонов с реликтовыми фотонами (обрезание Грейзена–Зацепина–Кузьмина).

Замечательно, что экспериментальные данные (рис. 8) свидетельствуют об отсутствии обрезания Грейзена–Зацепина–Кузьмина (правда, при небольшой статистике). Это означает, что космические лучи сверхвысоких энергий генерируются на расстоянии меньше 50 Мпк от нас (если частицы космических лучей таких энергий — фотоны, то их длина свободного пробега во Вселенной, которая заполнена электромагнитным излучением, также составляет 50–100 Мпк из-за процесса образования e^+e^- -пар при взаимодействии двух фотонов).

Проблема обостряется тем, что протоны сверхвысоких энергий не отклоняются галактическими и, скорее всего, межгалактическими магнитными полями, а возможных их источников (например, активных ядер галактик) в направлениях прихода космических лучей нет на таких расстояниях.

Все это указывает на возможность (а может быть, и необходимость) новых механизмов генерации космических лучей сверхвысоких энергий. Такими механизмами могут быть распады тяжелых долгоживущих реликтовых частиц (с массой $M \gtrsim 10^{13}$ ГэВ и временем жизни $\tau \sim 10^{10}–10^{20}$ лет), самопересечение космических струн или другие, столь же экзотические процессы (см. обзор [26]).

Подобные объекты могут составлять заметную часть темной материи (или даже всю небарионную темную материю), а их распределение во Вселенной должно повторять распределение темной материи. В этом случае существенная (порядка 50%) часть космических лучей сверхвысоких энергий должна приходить из гало нашей Галактики.

Интерес к этой гипотезе связан в первую очередь с возможностью ее проверки на планируемых установках ШАЛ–Pierre Auger (Аргентина, США), Telescope Array (США) и ШАЛ-1000 (район Волгограда). Эти установки будут иметь площадь $10^3–10^4$ км² (для сравнения, площадь установки AGASA составляет 100 км²), обла-

дать возможностью идентификации первичных частиц (протоны — это ядра или электромагнитно взаимодействующие частицы, фотоны и электроны?) и иметь неплохое угловое разрешение (несколько градусов).

Характерным предсказанием упомянутых механизмов генерации является то, что первичные частицы в них — это преимущественно фотоны и электроны (даже в случае образования в исходном процессе исключительно сильновзаимодействующих частиц — кварков и глюонов: доля протонов в адронной струе мала по сравнению с π -мезонами, которые в конечном итоге распадаются на электроны и фотоны).

Кроме того, заметный вклад гало нашей Галактики в общий поток будет приводить к значительной анизотропии прихода космических лучей в направлении на центр Галактики [27], поскольку Солнечная система находится на периферии Галактики. Если такие предсказания подтвердятся, то космические лучи сверхвысоких энергий станут уникальным источником информации о новой физике при сверхвысоких энергиях, об экзотических тяжелых объектах во Вселенной и о ранних этапах ее эволюции, на которых эти объекты образовывались.

5.3. Барийонная асимметрия Вселенной

Вопрос о механизме генерации наблюдаемого избытка барионов во Вселенной, поставленный более 30 лет назад [28], до сих пор остается открытым. Количественно избыток барионов характеризуется отношением плотности барионного числа к плотности энтропии: $(n_B - n_{\bar{B}})/s$. При адиабатической эволюции Вселенной и сохранении барионного числа эта величина не зависит от времени; сегодня плотность антибарионов $n_{\bar{B}}$ практически равна нулю, и отношение

$$\frac{n_B - n_{\bar{B}}}{s} = (3 - 10) \times 10^{-11}.$$

Это означает, что в ранней Вселенной присутствовал один лишний кварк примерно на миллиард кварк-антикварковых пар (!), что трудно приписать свойствам начального состояния Вселенной⁴.

Для генерации барионной асимметрии требуется, чтобы на некотором этапе эволюции Вселенной одновременно выполнялись три условия Сахарова: 1) не сохранялось барионное число, 2) отсутствовало термодинамическое равновесие, 3) нарушалась СР-симметрия.

В принципе, эти условия могут выполняться в рамках Стандартной Модели (см. обзор [29]), поскольку в ней: 1) имеется непертурбативный механизм нарушения барионного числа, 2) термодинамическое равновесие может сильно нарушаться, если электрослабый фазовый переход является фазовым переходом первого рода, 3) имеется источник СР-нарушения (СР-нарушающая фаза в матрице Каббиво–Кобаяши–Маскава).

В течение долгого времени вопрос о возможности генерации барионной асимметрии в рамках Стандартной Модели при температурах порядка 100 ГэВ вызывал большой интерес; сегодня на него имеется отрицательный ответ. Дело в том, что необходимым условием является малая масса хиггсовского бозона ($m_H \lesssim 50$ ГэВ), а эксперименты на LEP-II дают $m_H > 95$ ГэВ. При столь

большой массе хиггсовского бозона в Стандартной Модели отсутствует электрослабый фазовый переход первого рода (вместо него имеет место гладкий кроссовер). Таким образом, объяснение барионной асимметрии Вселенной требует выхода за рамки Стандартной Модели.

Интересно, что пока не исключена возможность генерации наблюдаемого избытка барионов в рамках МССМ [30]. Для этого масса одного из суперпартнеров t -кварка — правого t -кварка должна быть невелика: $m_{t_r} \lesssim 175$ ГэВ, а легчайший хиггсовский бозон должен иметь массу меньше 115 ГэВ. Эта область параметров МССМ доступна экспериментальному изучению на LEP-II и Тэватроне.

В более сложных расширениях Стандартной Модели возможностей для электрослабой генерации барионной асимметрии больше. В любом случае возможность того, что именно непертурбативные электрослабые процессы при температурах порядка 100 ГэВ отвечают за наблюдаемую барионную асимметрию, будет подтверждена или опровергнута экспериментами на коллайдерах в тэвновой области энергий.

Если окажется, что физики электрослабых взаимодействий недостаточно для объяснения избытка барионов, то это будет означать, что избыток барионов должен образовываться за счет не известных нам взаимодействий, нарушающих барионное и/или лептонные числа. По-прежнему жизнеспособны механизмы, основанные на теориях великого объединения или на гипотезе о нарушении лептонных чисел за счет майорановской массы тяжелого правого нейтрино (обзор современного состояния проблемы см. в [31]). Последний вариант интересен тем, что он связывает барионную асимметрию Вселенной с массами обычных нейтрино и, следовательно, с нейтринными осцилляциями. К сожалению, однозначно ответить на вопрос, какой именно из этих механизмов реализовывался в ранней Вселенной, будет, по-видимому, чрезвычайно трудно.

5.4. Раздувающаяся Вселенная и инфлатон

Представление о том, что на некоторой ранней стадии эволюции Вселенной происходило раздувание (инфляция) позволяет решить многие фундаментальные проблемы космологии (проблемы горизонта, плоскостности, энтропии и т.д.) и обеспечить генерацию первичных возмущений плотности, которые в конечном итоге приводят к образованию структур во Вселенной (см., например, [32]).

В большинстве вариантов инфляции — это стадия экспоненциального расширения Вселенной: $R(t) \propto \exp(Ht)$, $H \approx \text{const}$, на которой уравнение состояния близко к вакуумному: $p = -\rho$. Инфляционная стадия реализуется тогда, когда в теории имеется новое скалярное поле — инфлатон ϕ с весьма плоским скалярным потенциалом $V(\phi)$. При определенных условиях инфлатонное поле медленно изменяется со временем; при этом параметр Хаббла

$$H = \sqrt{\frac{8\pi}{3} \frac{V(\phi)}{M_{\text{Pl}}^2}}$$

действительно почти постоянен во времени.

Характерным предсказанием инфляционной теории является то, что спектр первичных возмущений плотно-

⁴ В инфляционных моделях $(n_B - n_{\bar{B}})/s = 0$ сразу после окончания инфляции.

сти близок к масштабно-инвариантному спектру Гаррисона–Зельдовича. В целом это предсказание согласуется как с имеющимися наблюдательными данными по крупномасштабной структуре Вселенной, так и с результатами измерений анизотропии реликтового излучения [33], что делает инфляционную теорию особенно привлекательной.

Успехи инфляционной теории поставили вопрос о природе инфлатонного поля. Такое поле должно иметь свойства, весьма необычные с точки зрения физики частиц: его потенциал должен быть достаточно плоским вплоть до значений $\phi \gtrsim M_{\text{Pl}}$. Это означает, в частности, что в потенциале должны отсутствовать члены типа ϕ^6/M_{Pl}^2 , ϕ^8/M_{Pl}^4 и т.д. (точнее, коэффициенты перед этими членами должны быть крайне малыми), которые, как правило, возникают для многих полей в реалистических теориях (обсуждение инфлатона с точки зрения физики частиц см. в [34]).

Заметно продвинувшись в понимании природы инфлатона позволяют будущие прецизионные измерения анизотропии реликтового излучения на разных угловых масштабах, измерения его поляризации (в особенности на спутниках — проекты MAP и Planck; среди наземных детекторов важную роль может сыграть РАТАН-600) и изучение характеристик крупномасштабной структуры Вселенной (Sloan Survey и др.). Дело в том, что детали спектра первичных возмущений плотности зависят от формы скалярного потенциала $V(\phi)$.

Кроме того, заметный вклад в анизотропию реликтового излучения на больших угловых масштабах могут вносить реликтовые гравитационные волны. Выделение этого вклада (в особенности путем измерения поляризации реликтовых фотонов) позволит определить масштаб инфляции, т.е. значение параметра Хаббла на инфляционной стадии. Перспектива количественного изучения очень ранней (и весьма необычной) стадии эволюции Вселенной и связанной с ней новой физики на высоких масштабах энергий (10^3 ГэВ? 10^{10} ГэВ? 10^{16} ГэВ?) становится вполне реальной.

5.5. Космологическая постоянная

Проблема космологической постоянной является, возможно, наиболее сложной проблемой современной фундаментальной физики (см. обзор [35]). По существу — это проблема плотности энергии вакуума. Вклады в плотность энергии вакуума происходят, вообще говоря, из всех взаимодействий. Можно ожидать, что вклады сильных и электрослабых взаимодействий определяются масштабами энергий и по порядку величины равны $\Lambda_{\text{КХД}}^4$ и M_{W}^4 , т.е. 10^{-3} и 10^8 ГэВ⁴ соответственно. В то же время заведомо ясно, что сегодняшнее значение плотности энергии вакуума не может заметно превышать критическую плотность $\rho_{\text{crit}} \sim 10^{-46}$ ГэВ⁴. Вопрос состоит в том, чем объясняется столь сильное расхождение теоретически ожидаемых значений с наблюдениями.

До сих пор сколько-нибудь удовлетворительного ответа на этот вопрос не получено. Подчеркнем, что проблема космологической постоянной — это проблема больших расстояний, и новая физика на расстояниях меньше 10^{-15} см (масштабах энергий выше 100 ГэВ) вряд ли имеет к ней отношение. Скорее, речь может идти о физике сверхнизких энергий, например о новых безмассовых или почти безмассовых полях, однако

попытки обеспечить компенсацию энергии вакуума за счет таких полей не увенчались успехом⁵.

В последнее время проблема космологической постоянной получила новое развитие. Был выдвинут ряд космологических аргументов (они перечислены, например, в обзорах [38]) в пользу того, что плотность энергии вакуума сегодня отлична от нуля и составляет заметную долю критической плотности (0,4–0,8) в современную эпоху развития Вселенной, т.е. значение Ω_Λ близко к единице.

Наибольший резонанс получил аргумент, основанный на исследовании сверхновых типа Ia при больших красных смещениях [39] (рис. 9). Если действительно $\Omega_\Lambda \approx 1$ в современную эпоху, то возникает дополнительная проблема объяснения этого замечательного соотношения. В самом деле, плотности энергии вещества, излучения и вакуума ведут себя при изменении масштабного фактора $R(t)$ как R^{-3} , R^{-4} и const соответственно. Поэтому на ранних стадиях эволюции вклад плотности энергии вакуума в полную плотность энергии во Вселенной был чрезвычайно мал, он начал проявляться только в эпоху, близкую к современной. Если это случайное совпадение, то оно требует очень специальных начальных данных (т.е. возникает проблема точной их подгонки), если нет, то необходимо найти соответствующий механизм. Предложенные к настоящему времени механизмы (например, со "следящим полем" [40]) требуют введения новых полей с экзотическими свойствами, которые трудно получить в моделях физики частиц.

По-видимому, как наблюдательные, так и теоретические аспекты проблемы космологической постоянной будут находиться в центре внимания в ближайшие годы.

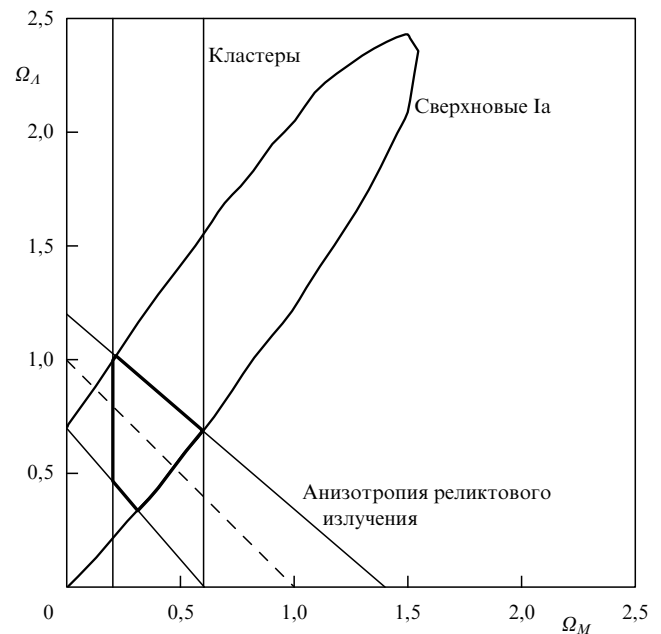


Рис. 9. Ограничения на Ω_M и Ω_Λ , следующие из изучения сверхновых типа Ia, анизотропии реликтового излучения и кластеров вещества на уровне 2σ . Жирная линия ограничивает разрешенную область, где $\Omega_M \sim 1/3$, $\Omega_\Lambda \sim 2/3$.

⁵ Одна из последних таких попыток была предпринята недавно Долговым [36], но и предложенная им схема оказалась неудачной [37].

Не исключено, что исследования в этом направлении приведут к кардинальному пересмотру представлений о физике на больших расстояниях.

6. Вместо заключения

Физика частиц и космология находятся на пороге нового, очень интересного этапа своего развития. В начале следующего тысячелетия нас ожидают открытие механизма нарушения электрослабой симметрии и генерации масс частиц, обнаружение новых частиц и их взаимодействий (суперсимметрия?), подтверждение нейтринных осцилляций и измерение их параметров (разностей масс и углов смешивания нейтрино). Будет, наконец, выяснен механизм CP-нарушения в кварковом секторе и, возможно, обнаружено CP-нарушение в нейтринном секторе.

Развитие методов наблюдений и расчетов в космологии сделало ее количественной наукой. В этой области можно надеяться на подтверждение инфляционной теории и измерение параметров инфлатонного поля, надежное измерение современного значения космологической постоянной. Вполне возможно, что будет выяснена природа темной материи, а космические лучи сверхвысоких энергий станут источником информации об экзотических объектах во Вселенной.

Несомненно, во взаимовлияние физики частиц и космологии, микро- и макрофизики обеспечит интенсивное развитие фундаментальной физики в обозримом будущем.

imes-b" > Список литературы

1. Окунь Л Б *Лептоны и кварки* (М.: Наука, 1990)
2. CDF Collab. *Phys. Rev. Lett.* **74** 2626 (1995); DO Collab. *Phys. Rev. Lett.* **74** 2632 (1995)
3. Review of Particle Properties. Particle Data Group, *European Phys. J.* **C3** 1 (1998)
4. Высоцкий М И, Новиков В А, Окунь Л Б, Розанов А Н *УФН* **166** 539 (1996)
5. (LEP Electroweak Working Group) Alcaraz J et al., <http://www.cern.ch/LEPEWWG/Welcome.html>
6. Ibid., <http://www.cern.ch/LEPEWWG/tgc>
7. Farhi E, Susskind L *Phys. Rep.* **74** 277 (1981)
8. Bilenky S M, Giunti C, Kim C W "Finally neutrino has mass?" *hep-ph/9902462*
9. Bancall J N, Pinsonneault M H, Wasserburg G J *Rev. Mod. Phys.* **67** 781 (1995); Brun A S, Turck-Chieze S, Morel P *Astrophys. J.* **506** 913 (1998)
10. Bahcall J N *Neutrino Astrophysics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1989)
11. SAGE Collab. "Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal", *astro-ph/9907113*
12. GALLEX Collab. *Phys. Lett. B* **388** 384 (1996)
13. Cleveland B et al. *Astrophys. J.* **496** 505 (1998)
14. Super-Kamiokande Collab. *Phys. Rev. Lett.* **81** 1158 (1998)
15. Super-Kamiokande Collab. *Phys. Rev. Lett.* **81** 1562 (1998)
16. CHOOZ Collab. *Phys. Lett. B* **420** 397 (1998)
17. LSND Collab. *Phys. Rev. Lett.* **81** 1774 (1998)
18. Lobashev V M *Talk presented at Neutrino '98, Takayama Japan June 1998*; http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/nu_98
19. Weinheimer C *Talk presented at Neutrino '98, Takayama Japan June 1998*; http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/nu_98
20. Heidelberg–Moscow Collab. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **32** 261 (1994)
21. Nilles H P *Phys. Rep.* **110** 1 (1984); Высоцкий М И *УФН* **146** 591 (1985); Kazakov D I *Surveys in High Energy Phys.* **10** 153 (1997); Nelson A E *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **62** 261 (1998); Горбунов Д С, Дубовский С Л, Троицкий С В *УФН* **169** 705 (1999)
22. Красников Н В, Матвеев В А *ЭЧАЯ* **28** 1125 (1997)
23. Bottino A, Fornengo N "Dark matter and its particle candidates", *hep-ph/9904469*
24. Красников Н В, Матвеев В А, Тавхелидзе А Н *ЭЧАЯ* **12** 100 (1980); Kim J E *Phys. Rep.* **150** 1 (1987)
25. Takeda M et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 1163 (1998)
26. Berezhinsky V S "Ultra high energy cosmic rays from cosmological relics", *astro-ph/9811268*
27. Дубовский С Л, Тиняков П Г *Письма в ЖЭТФ* **68** 99 (1998)
28. Сахаров А Д *Письма в ЖЭТФ* **5** 32 (1967); Кузьмин В А *Письма в ЖЭТФ* **13** 335 (1970)
29. Рубаков В А, Шапошников М Е *УФН* **166** 493 (1996)
30. Carena M, Quiros M, Wagner C E M *Phys. Lett. B* **380** 81 (1996)
31. Riotto A, Trodden M "Recent progress in Baryogenesis", *hep-ph/9901362*
32. Линде А Д *Физика элементарных частиц и инфляционная космология* (М.: Наука, 1990); Kolb E W, Turner M S *The Early Universe* (New York: Addison-Wesley, 1990)
33. Turner M S "Cosmology update 1998", *astro-ph/9901168*
34. Lyth D H, Riotto A *Phys. Rep.* **314** 1 (1999)
35. Weinberg S *Rev. Mod. Phys.* **61** 1 (1989)
36. Dolgov A D *Phys. Rev. D* **55** 5881 (1997)
37. Rubakov V A, Tinyakov P G "Ruling out a higher spin field solution to the cosmological constant problem", *hep-ph/9906239*
38. Sahni V, Starobinsky A "The case for a positive cosmological Lambda-term", *astro-ph/9904398*; Turner M S "Why cosmologists believe the Universe is accelerating", *astro-ph/9904049*
39. Perlmutter S et al. "Measurements of Omega and Lambda from 42 high-redshift supernovae", *astro-ph/9812133*; Riess A et al. *Astron. J.* **116** 1009 (1998)
40. Ratra B, Peebles P J E *Phys. Rev. D* **37** 3406 (1988); Zlatev I, Wang L, Steinhardt P J *Phys. Rev. Lett.* **82** 896 (1999)

Elementary particle physics and cosmology: current status and prospects

V.A. Rubakov

*Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences,
prosp. 60-letiya Oktyabrya 7a, 117312 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 135-7760
E-mail: rubakov@ms2.inr.ac.ru*

The current state of elementary particle physics can be briefly summarised as follows: the Standard Model of elementary particles is perfectly (at the level of radiation effects!) adequate in describing all available experimental data except for recent indications of neutrino oscillations. At the same time, much (and possibly most) of today's cosmology is not encompassed by the Standard Model — a fact which, together with intrinsic theoretical difficulties and the neutrino oscillation challenge, strongly indicates that the Standard Model is incomplete. It is expected that in the decade to come a 'new physics', i. e., particles and interactions beyond the Standard Model, will be discovered. Major advances in cosmology, both in terms of qualitatively improved observation and the theoretical analysis of the structure and evolution of the Universe, are expected as well.

PACS numbers: 11.15.Kc, 11.30.Fs, **12.15.-y**, 95.30.Cq
Bibliography — 40 references

Received 5 August 1999