

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**

539.12.01

**СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ  
И ПЕРСПЕКТИВЫ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ\*)****Л. Б. Окуни****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение . . . . .	3
2. Основные принципы . . . . .	4
3. Основные частицы . . . . .	5
4. Электромагнитное взаимодействие . . . . .	8
5. Сильное взаимодействие . . . . .	9
6. Слабое взаимодействие . . . . .	16
7. Скаляры . . . . .	21
8. Техни цвет. Новая физика в районе ТэВ'а . . . . .	23
9. Великое объединение . . . . .	25
10. Суперобъединение . . . . .	31
11. Астрофизика и космология . . . . .	35
12. Новые стабильные частицы? Новые дальнодействия? . . . . .	38
13. Заключительные замечания . . . . .	41
Литература . . . . .	42

**1. ВВЕДЕНИЕ**

Основная трудность в описании современного состояния физики высоких энергий заключается, пожалуй, в том, что эта наука представляет собой совокупность очень большого числа очень разнородных областей. Само название «физика высоких энергий» является в некотором смысле условным, так как речь идет не только о физических экспериментах на больших ускорителях или в космических лучах, но и о реакторных нейтрино, о лазерных пучках, о масс-спектроскопии окружающего нас вещества, о проверке его стабильности, об астрофизических наблюдениях и многом другом.

Не менее разнообразны и теоретические направления: от феноменологической параметризации экспериментальных данных до поисков нового математического аппарата для построения квантовой теории гравитации.

Все эти столь различные виды экспериментальной и теоретической деятельности подчинены единой задаче: установить основные физические законы Природы.

Главная трудность в описании перспектив фундаментальной физики заключается в том, что развитие физики кажется логически последова-

\*) Эта статья содержит расширенный текст одноименного доклада, подготовленного по предложению Оргкомитета XX Международной конференции по физике высоких энергий (Мэдисон, США, июль 1980 г.). Обычно заключительный доклад конференции не содержит списка литературы. Для статьи же отсутствие библиографии, несомненно, является недостатком. Чтобы хотя частично устранить этот недостаток, в конце статьи указаны некоторые обзоры по затронутым темам, опубликованные в «Успехах физических наук» в последние годы.

тельным только в ретроспективе. Если же обратиться не к «послесказанием», а к предсказаниям, то очередной важный шаг почти всегда неожидан и очень часто не воспринимается всерьез не только теми, кто смотрит со стороны, но и теми, кто его делает.

Если попытаться тем не менее выделить основное своеобразие современной картины физики высоких энергий и ее основную тенденцию, то можно сказать следующее. Сегодня, впервые в истории физики, сформулирована квантово-полевая теория трех из четырех основных сил природы: электромагнитных, слабых и сильных. Усилия направлены на то, чтобы создать единую теорию всех сил, включая квантовую теорию гравитации, и на ее основе построить полную картину мироздания.

## 2. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ

Важнейшие достижения последних десятилетий в физике элементарных частиц связаны с симметриями. Симметрии — даже нарушенные — составляют сердцевину современной физики.

Одним из наиболее глубоких результатов физики XX столетия является формулировка принципа, согласно которому симметрия определяет не только кинематику фундаментальных процессов, но и их динамику. Более точно, динамика определяется локальной симметрией. Принцип этот не является новым: на нем основана созданная в начале века классическая теория гравитации — общая теория относительности, уравнения которой инвариантны относительно локальных преобразований координат.

В рамках квантовой теории поля принцип локальной симметрии привел к созданию теорий электрослабого и сильного взаимодействий. Уравнения этих теорий инвариантны относительно так называемых калибровочных преобразований — локальных преобразований фаз полей. В случае электромагнитного взаимодействия — это абелевы (коммутирующие друг с другом) преобразования фаз электрически заряженных полей, отвечающие группе  $U(1)$ . В случае сильного взаимодействия — это неабелевы (не коммутирующие друг с другом) преобразования фаз полей, несущих так называемые цветовые заряды, отвечающие группе  $SU(3)$ . Единая теория электрослабого взаимодействия описывается нарушенной локальной симметрией  $U(1) \times SU(2)$ . В отличие от группы координатных преобразований Пуанкаре  $P$ , которую называют геометрической, группы преобразований типа  $U(1)$ ,  $SU(2)$ ,  $SU(3)$  и т. д. называют внутренними, поскольку они относятся к так называемым внутренним (т. е. не пространственно-временным) переменным типа изотопического спина.

Итак, теории электрослабого и сильного взаимодействий основаны на локальной внутренней симметрии  $H = U(1) \times SU(2) \times SU(3)$ .

Следует подчеркнуть, что, несмотря на все своеобразие калибровочных симметрий и механизмов их нарушения, созданные на их основе теории не потребовали выхода за пределы стандартной квантовой теории поля. Как теория сильного взаимодействия, так и теория электрослабого взаимодействия описываются лагранжианами. Н. Бор вряд ли причислил бы их к тем «безумным» теориям, о необходимости которых он говорил в конце 50-х годов. В наследство от теории относительности наши теории получили скорость света  $c$ , в наследство от квантовой механики — квант действия  $\hbar$ . Вопреки многочисленным прогнозам мы не обнаружили пока никакой дискретности пространства и времени и к фундаментальным постоянным  $c$  и  $\hbar$  не добавилась пока третья фундаментальная постоянная — элементарная длина (или максимальный элементарный переданный импульс). Более того, все более серьезной кажется догадка, что естествен-

ной размерной единицей физики высоких энергий является масса Планка  $m_p = (G_N/\hbar c)^{-1/2} \approx 10^{19}$  ГэВ/с<sup>2</sup>, величина, которую Планк ввел в физику в первый год нашего века, комбинируя ньютоновскую гравитационную константу  $G_N$ ,  $\hbar$  и  $c$ . На расстояниях  $1/m_p$  (здесь и в дальнейшем мы пользуемся единицами  $\hbar = c = 1$ ) гравитационное взаимодействие становится сильным, в нем существенную роль должны играть квантовые эффекты.

На то, что  $m_p$  является естественной размерной единицей, указывают следующие соображения, связанные с симметрией. Строгая (ненарушенная) локальная симметрия природы имеет вид

$$P \times U(1)_{em} \times SU(3)_c,$$

где группа  $P$  связана с гравитационными полями,  $U(1)_{em}$  — с электромагнитным полем, а  $SU(3)$  — с глюонным. Так вот, константы взаимодействия фотонов  $\alpha_{em}$  ( $= e^2/\hbar c$ ) и глюонов  $\alpha_s$  безразмерны, и на фундаментальном уровне единственная размерная константа — это постоянная Ньютона  $G_N$  и, следовательно,  $m_p$ .

Теперь, когда в общих чертах охарактеризованы теории отдельных взаимодействий и введены единицы, можно попытаться сформулировать, чего мы ожидаем от будущего.

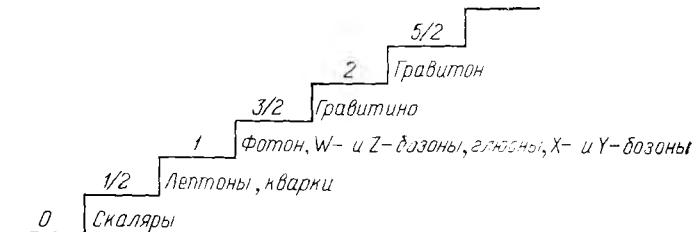
Прежде всего, мы надеемся найти группу симметрии  $G$ , которая включила бы в себя в качестве подгрупп все известные в настоящее время внутренние симметрии:  $G \supset H$  и описала бы все типы калибровочных взаимодействий с помощью единой константы взаимодействия  $\alpha_G$ . Это программа так называемого великого, или гранд-объединения. Принципиальная возможность гранд-объединения основана на том, что благодаря явлению поляризации вакуума «заряды» различных калибровочных взаимодействий — электромагнитного  $\alpha_{em}$ , слабого  $\alpha_w$  и сильного  $\alpha_s$  — зависят от расстояния. При этом, например, эффективный электрический заряд частицы растет по мере проникновения в глубь нее, а ее сильный и слабый заряды падают. В результате заряды, различные на больших расстояниях, могут стать одинаковыми на малых расстояниях. Несомненно, что на пути к гранд-объединению будут открыты новые типы сил и соответствующих калибровочных полей. Некоторые из этих полей предсказываются существующими гранд-моделями, другие могут появиться совершенно неожиданно и привести к построению более сложных схем.

Второй этап, существенно более фундаментальный, заключался бы в объединении внутренней симметрии  $G$  и геометрической симметрии  $P$  в единую суперсимметрию  $S \supset P \times G$ , объединяющую все силы, включая гравитацию. Это — программа суперобъединения. Мы ожидаем, что суперобъединение позволит не только определить константу  $\alpha_G$ , но и вычислить соотношения между различными масштабами, которые существуют в природе. Оно установило бы связь между массой Планка  $m_p$  и другими массами: массой протона  $m_p$ , массой электрона  $m_e$  и т. д., т. е. объяснило бы иерархию масс  $m_p \dots m_p \dots m_e \dots$ . В некотором смысле объяснение этой иерархии является конечной задачей физики высоких энергий. Заодно мы объяснили бы весь Мир. (Это утверждение, разумеется, не следует понимать слишком буквально, а, так сказать, *cum grano salis*.)

### 3. ОСНОВНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Прежде чем переходить к подробному обсуждению отдельных взаимодействий и проблем, связанных с их объединением, дадим беглый обзор основных частиц. Обсудим, что известно о них из опыта, что мы хотели бы узнать о них, зачем они нужны, т. е. какова их роль в природе. Частицы

естественно расположить на лестнице спинов:



Экспериментальный статус этих частиц различен. Без всяких оговорок существуют фотон  $\gamma$  и лептоны ( $e, \mu, \tau, v_e, v_\mu$ ; существование  $v_\tau$  почти доказано). Существование цветных夸克 (q) и глюонов (g) кажется несомненным для физиков, работающих с ними, но у широкой публики эти частицы еще долго будут вызывать недоверие своей неизвестностью из адронов, которые построены из них. Нам известны пять сортов (ароматов)夸克 (q = u, d, s, c, b), каждый из которых существует в трех цветовых разновидностях (желтый, синий, красный). Электрические заряды u- и c-夸克 равны  $-2/3$ , а d-, s-, b-夸克  $-1/3$ . Глюоны — переносчики сильного взаимодействия — являются синглетами по аромату (они электрически нейтральны) и компонентами октета по цвету.

Свойства промежуточных бозонов  $-W^+, W^-, Z^0$  — переносчиков слабого взаимодействия — однозначно предсказываются теорией электрослабого взаимодействия. В частности,  $m_W \approx 80$  ГэВ,  $m_Z \approx 90$  ГэВ. Мы ожидаем, что эти частицы будут открыты в течение ближайших двух лет на встречных пучках протонов и антипротонов, строительство которых близится к завершению в ЦЕРНе.

Ситуация с элементарными скалярными частицами (так называемыми хиггсовыми бозонами) существенно более неопределенная. Эти частицы играют важную роль в теории, являясь основой механизма, приводящего к возникновению масс у лептонов,夸克 и промежуточных бозонов. К сожалению, однако, мы не знаем, чему должны равняться массы самих скалярных бозонов. Они могут быть сравнительно легкими ( $\sim 10$  ГэВ), но могут быть и очень тяжелыми, гораздо тяжелее промежуточных бозонов. В последнем случае мы столкнемся с новым короткодействующим сильным взаимодействием при энергии порядка 1 ТэВ. Вопрос о существовании и свойствах скалярных бозонов является одним из узловых вопросов физики элементарных частиц.

Векторные X- и Y-бозоны, существование которых предсказывается большинством схем великого объединения, очень тяжелые. Их ожидаемые массы порядка  $10^{15}$  ГэВ, так что для их рождения понадобились бы ускорители длиной около светового года. Но о том, что эти частицы существуют, мы могли бы узнать, вообще не обращаясь к ускорителям. Дело в том, что взаимодействия этих частиц с лептонами и夸克ами не сохраняют барионное и лептонное квантовые числа и ведут к нестабильности протона. Если ведущиеся сейчас поиски действительно обнаружат распад протона, то это явится триумфом идеи великого объединения.

Хорошо известно, что экспериментальное обнаружение квантования гравитационного поля — гравитонов — является фантастически трудной задачей из-за слабости гравитационного взаимодействия. В лабораторных условиях не удалось до сих пор зарегистрировать даже классические гравитационные волны. Что касается частиц с  $J = 3/2$ , так называемых гра-

витино, предсказываемых схемами суперобъединения, то сегодня трудно даже сказать, является ли их обнаружение сравнительно простой экспериментальной задачей или это задача еще более сложная, чем детектирование гравитонов. Это связано, в частности, с тем, что мы не знаем, чему должна равняться масса гравитино.

Элементарные частицы с  $J > 2$  обычно отвергаются теоретиками, так как попытки их непротиворечивого теоретического описания наталкиваются на серьезные трудности. Тем не менее, мне кажется, что их рано сбрасывать со счетов: они сыграют важную роль в будущей теории всех частиц и всех взаимодействий.

Короткая экскурсия по лестнице спинов приводит к парадоксальному заключению: из известных типов фундаментальных частиц современной физики большинство (5 из 9) пока экспериментально не обнаружено. Мы как бы живем в доме, где есть две стены и часть крыши, а все остальное существует лишь на бумаге. Это впечатление еще более усиливается, если учесть, что на каждой ступени лестницы кроме уже обсужденных нами частиц могут (или должны, если верить тем или иным конкретным теоретическим моделям) присутствовать многие другие частицы. Среди них: сверхтяжелые хиггсовы бозоны, необходимые в гранд-моделях, дополнительные частицы с  $J = 1/2$  — фотино и глюино, предсказываемые в рамках супергравитации, дополнительные векторные бозоны и т. д.

Другое парадоксальное заключение состоит в том, что мы гораздо лучше понимаем, зачем нужны те частицы, которые еще не открыты, чем многие из тех, в существовании которых мы удостоверились экспериментально. Чтобы убедиться в этом, посмотрим более внимательно на лептоны и кварки. Обычно их подразделяют на три подобных по квантовым числам поколения, обнаруживающие специфическую симметрию между лептонами и кварками:

u	c	t (?)
d	s	b
$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$
e	$\mu$	$\tau$

(В этой схеме имеется одна недостающая частица — t-кварк. Поиски реакции его рождения на встречных электрон-позитронных пучках ПЕТРА привели к заключению, что масса t-кварка больше 18 ГэВ. Ничего противоестественного в том, чтобы t-кварк был даже еще более тяжелым, нет, и наше последующее обсуждение основано на предположении что t-кварк существует. Альтернативная теоретическая схема, не содержащая t-кварка, будет рассмотрена ниже, в разделе, посвященном гранд-моделям.)

Вопрос о роли лептонов и кварков в природе имеет две стороны: условно назовем их макроскопической и микроскопической. Макроскопическая роль частиц первого поколения ясна — это тот материал, из которого построен окружающий нас мир и без которого он не может функционировать. Из u- и d-кварков построены ядра атомов, из электронов — атомные оболочки, электронное нейтрино является необходимым участником термоядерных реакций, без которых погасли бы Солнце и звезды. Что касается макроскопической роли частиц последующих поколений, то она на первый взгляд кажется ничтожной. Эти частицы напоминают черновые наброски, которые Творец выбросил как неудачные, а мы с помощью нашей изощренной техники откопали в его мусорной корзине. Сейчас мы начинаем догадываться, что эти частицы играли важную роль в первые мгновения большого взрыва. По-видимому, именно из-за них возник тот небольшой избыток барионов над антибарионами, благодаря которому во Вселен-

ной есть не только реликтовые фотоны и нейтрино, но и обычное вещество.

Еще менее ясна нам микроскопическая роль фермионов. Каков тот принцип, в силу которого их присутствие в лагранжиане вообще необходимо? Векторные частицы нужны для калибровочной симметрии, скалярные — чтобы нарушать эту симметрию. А зачем нужны фермионы? Ответ на этот вопрос должна дать суперсимметрия, объединяющая в единые мультиплеты бозоны и фермионы. Она же, по-видимому, сможет ответить и на вопрос о том, каково должно быть полное число фермионных поколений. Некоторые ограничения на это число, налагаемые, с одной стороны, гранд-моделями, а с другой — астрофизикой, мы обсудим в соответствующих разделах.

Поистине ярмарочное обилие и разнообразие элементарных частиц находится в резком контрасте с той тенденцией к единству, о которой шла речь выше, при обсуждении фундаментальных принципов физики. Эстетический критерий простоты подсказывает нам, что не все эти частицы действительно элементарны; более того, что, возможно, все они неэлементарны и состоят из небольшого числа истинно фундаментальных частиц. В литературе существует очень много различных названий для этих фундаментальных частиц — пракварки, метакварки, преоны, ришоны, глики и т. д. Но, к сожалению, простой и красивой модели праматерии пока нет.

#### 4. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Большинство процессов — физических, химических, биологических, с которыми мы имеем дело в повседневной жизни, — это электромагнитные процессы. Неудивительно поэтому, что электромагнитные силы изучены гораздо лучше, чем другие фундаментальные силы. Теория взаимодействия фотонов с электронами и другими заряженными лептонами — квантовая электродинамика — наиболее разработанная из всех физических теорий. Ее предсказания имеют беспрецедентную точность. Беспрецедентной точностью обладают и эксперименты, в которых эти предсказания проверены и подтверждены (в частности, измерение магнитного момента мюона).

Электроны и мюоны широко используются в качестве электромагнитных инструментов исследования менее изученных частиц. Примерами могут служить процессы рождения адронов на встречных электрон-позитронных пучках или реакции глубоко неупругого рассеяния лептонов на нуклонах.

Квантовая электродинамика с ее калибровочной инвариантностью и перенормируемой теорией возмущений послужила прототипом при создании более сложных теорий — квантовой хромодинамики, теории электрослабого взаимодействия и моделей великого объединения. Понятно, что при создании этих теорий оказались конструктивно использованными не только достоинства, но и недостатки квантовой электродинамики. Дело в том, что сама по себе квантовая электродинамика не является полностью самомогласованной теорией. Из-за поляризации вакуума эффективный заряд электрона, частично заземленный на больших расстояниях (т. е. при малых переданных импульсах), растет с ростом переданного импульса и при достаточно большом импульсе обращается в бесконечность. Хотя в чистой электродинамике это явление наступает при таких больших импульсах, которые никогда не смогут быть получены в лабораторных условиях, тем не менее с чисто принципиальной точки зрения оно вызывало неудовлетворенность. Дальнейшее теоретическое изучение поляризации вакуума привело к открытию того

замечательного факта, что в неабелевых калибровочных теориях вместо вакуумной экранировки заряда может иметь место антиэкранировка, так что эффективный заряд не растет, а падает с ростом переданного импульса. Это явление, называемое асимптотической свободой, играет первостепенную роль в квантовой хромодинамике и в моделях великого объединения.

В настоящее время квантовая электродинамика вошла в качестве составной части в единую теорию электромагнитного и слабого взаимодействий. Поэтому на первый взгляд кажется естественным перейти сразу же к рассмотрению физики слабого взаимодействия. Однако, поскольку электрослабая симметрия спонтанно нарушена, ее рассмотрение влечет за собой обсуждение свойств скалярных частиц и других связанных с этим вопросов. Поэтому, до того как переходить к слабому взаимодействию, мы рассмотрим сильное взаимодействие, теория которого в большей степени самозамкнута.

### 5. СИЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

В понимании свойств сильного взаимодействия в течение 70-х годов был достигнут разительный прогресс. Была сформулирована и развита квантовая хромодинамика — теория сильного взаимодействия, которая сегодня не имеет конкурентов и выводы которой подтверждаются в целом ряде различных физических явлений.

Квантовая хромодинамика дала естественное качественное объяснение большому числу установленных ранее эмпирических или, лучше сказать, феноменологических закономерностей, таких, как изотопическая инвариантность сильного взаимодействия, «ароматическая»  $SU(3)$ -симметрия, киральная симметрия  $SU(2)_L \times SU(2)_R$  и ее обобщение  $SU(3)_L \times SU(3)_R$ . Согласно квантовой хромодинамике, эти симметрии следуют из универсальности константы взаимодействия глюонов с кварками, векторного характера глюонов и, как будет ясно из дальнейшего, из легкости  $u$ - и  $d$ -кварков и (в меньшей степени)  $s$ -кварка.

В рамках квантовой хромодинамики нашли свое объяснение и вместе с тем свои естественные пределы нерелятивистская модель кварков, описывающая систематику адронов, и партонная модель, описывающая глубоко неупругие процессы.

Наконец, справедливость квантовой хромодинамики была подтверждена открытием в последние годы ряда новых объектов и явлений. Вот краткий перечень некоторых из них.

1. Чармоний, система  $cc$ , первый уровень которой —  $J/\psi$ -мезон ( $m = 3,097$  ГэВ) был открыт в 1974 г. С тех пор были найдены другие  $^3S_1$ -уровни этой системы:  $\psi'$  (3,685),  $\psi''$  (3,77),  $\psi'''$  (4,03), а также ряд  $^3P_J$ -уровней:  $\chi_0$  (3,45),  $\chi_1$  (3,51),  $\chi_2$  (3,55). В 1979 г. в Стэнфорде был, наконец, найден  $\eta_c$ -мезон (2,98), представляющий собой основное состояние пар парачармония ( $^1S_0$ ). (Числа в скобках указывают массы в гигаэлектронвольтах.)

2. Частицы с явным очарованием — мезоны  $D^0$  [ $c\bar{u}$ ] (1,863)  $D^+$  [ $c\bar{d}$ ] (1,868),  $F^+$  [ $c\bar{s}$ ] (2,04) и барион  $\Lambda_c^+$  [ $cd\bar{u}$ ] (2,27).

3. Ипсилоний, система  $b\bar{b}$ , первый уровень которой —  $\Upsilon$  (9,46) был найден в 1976 г. За ним последовали другие  $S_1$ -уровни:  $\Upsilon'$  (10,02),  $\Upsilon''$  (10,40),  $\Upsilon'''$  (10,55). Последний из них, открытый недавно на встречных кольцах в Корнелле, имеет ширину порядка 10 МэВ, в то время как ширины предыдущих уровней измеряются килоэлектрон-вольтами. Естественная интерпретация заключается в том, что  $\Upsilon'''$  сильно распадается на пары мезонов  $B^+B^-$  и/или  $B^0\bar{B}^0$ , где  $B^- = Bu^-$ ,  $B^0 = b\bar{d}$ .

4. Кварковые струи в  $e^+e^-$ -аннигиляции, открытые в 1975 г. и представляющие собой узкие пучки адронов, возникающие, согласно общепринятой в настоящее время интерпретации, при «фрагментации» кварков в процессе  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ .

5. Глюонные струи в  $e^+e^-$ -аннигиляции, открытые на электронно-позитронных накопителях в ДЕЗИ в 1979 г. Эти струи возникают в результате адронной фрагментации глюонов в процессах  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$  и  $\Upsilon \rightarrow 3g$ .

Итак, множество фактов, относящихся к физике адронов, соглашается качественно, а в ряде случаев и количественно, с квантовой хромодинамикой. Нет ни одного факта, который бы противоречил этой теории. Нет ни одной теоретической модели, которая могла бы соперничать с ней. И тем не менее теория сильных взаимодействий отнюдь не построена. Да, сегодня мы не сомневаемся, что нашли правильный лагранжиан, лежащий в основе сильных взаимодействий. Однако решать вытекающие из него уравнения мы умеем лишь в пределе малых расстояний.

Как уже указывалось выше, эффективная константа взаимодействия глюонов с кварками падает с ростом переданного импульса  $Q$ . При  $Q \rightarrow \infty$  царит асимптотическая свобода:

$$\alpha_s(Q) \approx \frac{2\pi}{b(Q) \ln(Q/\Lambda)} \rightarrow 0;$$

здесь  $b(Q) = 11 - (2/3)n_f(Q)$ , где  $n_f(Q)$  — число сортов кварков, массы которых удовлетворяют условию  $m \ll Q$ . (В силу соотношения неопределенностей экранировка цветового заряда, обусловленная более тяжелыми кварками с массами  $m$ , не меняется на расстояниях  $r \gg 1/2m$ .) Если двигаться в сторону малых импульсов, то  $\alpha_s(Q)$  растет. Размерная константа  $\Lambda$  (ее величина будет обсуждена ниже) указывает то значение импульса, при котором выражение для  $\alpha_s$  полностью теряет смысл, обращаясь в бесконечность. Иногда про это говорят так:  $\alpha_s$  имеет инфракрасный полюс при  $Q = \Lambda$ . При  $Q \gg \Lambda$  работает теория возмущений, там мы умеем вычислять. При  $Q \approx \Lambda$  мы попадаем в область действительно сильного взаимодействия и вычислять не умеем. Здесь работают догадки и интуиция.

Обычно предполагают, что на расстояниях порядка  $1/\Lambda$  взаимодействие между взаимно дополнительными цветовыми зарядами в бесцветном адроне столь велико, что развести их на расстояния, большие  $1/\Lambda$ , невозможно. Эта гипотеза конфайнмента (пленения) кварков и глюонов внутри белых адронов находится в согласии со всем, что мы знаем из опыта о сильных взаимодействиях. Но доказать справедливость этой гипотезы на основе квантовой хромодинамики и, что главное, теоретически рассчитать механизм конфайнмента мы пока не умеем. Это значит, например, что мы не умеем рассчитать процесс адронной фрагментации в кварковых или глюонных струях. Не умеем проследить до конца путь от лагранжиана до нерелятивистской потенциальной модели или до так называемой модели мешков.

Своеобразие хромодинамики по сравнению с электродинамикой обусловлено тем, что цветовая калибровочная группа  $SU(3)$  неабелева и, следовательно, глюоны несут цветовые заряды и испускают друг друга. Это «свечение света» приводит к антиэкранировке цветовых зарядов. В результате глюонного самодействия вакуум в квантовой хромодинамике имеет сложную структуру. Так, в классическом пределе он представляет собой вырожденную систему бесконечного числа состояний, отличающихся одно от другого лишь топологическими свойствами чисто калибровочных потенциалов, каждому из которых отвечают нулевые напряженности полей. В квазиклассическом приближении между этими вырожденными состоя-

ниями вакуума возникают туннельные переходы, получившие название инстантонов. Инстантоны — это квазиклассические вакуумные флуктуации, амплитуды которых пропорциональны  $e^{-2\pi/\alpha_s}$ . В силу свойства асимптотической свободы инстантонам малого размера отвечает  $\alpha_s \ll 1$  и вероятность их появления мала. В этом случае говорят о разреженном газе инстантонов. По мере того, как размер инстантонов приближается к  $1/\Lambda$ , вероятность их появления возрастает, они «слипаются», «плавятся»: вакуумные флуктуации становятся очень сложными. Возможно, именно сложные инфракрасные вакуумные флуктуации типа «расплавленных инстантонов» приводят к невылетанию глюонов и кварков.

Несмотря на то, что проблема конфайнмента не решена, в ряде случаев удается получить инфракрасно-устойчивые результаты. Так, например, полное сечение аннигиляции

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

при асимптотически больших энергиях равно

$$4\pi \frac{\alpha_s^2}{s} \sum_q e_q^2 \left[ 1 + \frac{\alpha_s(Q)}{\pi} + (1.98 - 0.115 n_f(Q)) \left( \frac{\alpha_s(Q)}{\pi} \right)^2 + \dots \right];$$

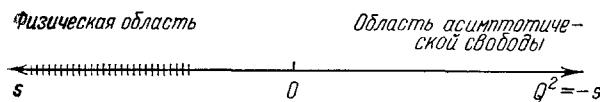
здесь  $e_q$  — заряд кварка и сумма берется по всем сортам кварков,  $s$  — квадрат полной энергии сталкивающихся электрона и позитрона в системе центра масс,  $Q^2 = -s$ . Таким образом, сечение при больших времениподобных импульсах выражается через значение  $\alpha_s$  при больших пространственноподобных импульсах. К сожалению, точность соответствующих экспериментов пока недостаточна для надежного определения  $\alpha_s(Q)$ .

Мостом между областью асимптотической свободы и физической областью служат дисперсионные соотношения, используя которые можно получить квантовохромодинамические правила сумм, имеющие вид

$$\int \sigma_{\text{exp}}(s) \rho(s, Q^2) ds = F_{\text{theor}}(Q^2)_{\text{theor}}.$$

Левая часть этого равенства представляет собой интеграл по физической области от экспериментально измеряемого сечения, взятый с некоторой специально подобранный весовой функцией  $\rho$ .

Амплитуда  $F$  в правой части теоретически вычисляется в области, где еще работает теория возмущений:



Идея заключается в том, чтобы удачным выбором  $\rho(s, Q^2)$  выделить в левой части вклад интересующего нас резонанса в  $\sigma_{\text{exp}}$ , а в правой — иметь при этом контролируемо малые поправки к теории возмущений. На языке кварково-глюонных диаграмм теоретическая амплитуда может быть представлена в виде суммы четырех членов

$$F_{\text{theor}} = F_{AF} + F_{\text{pert}} + F_{\text{semipert}} + F_{\text{nonpert}}.$$

Диаграммы, дающие вклад в эти члены, изображены на рис. 1, где сплошные линии изображают пропагаторы кварков, штриховые — пропагаторы глюонов, даваемые теорией возмущений, а волнистые — внешние токи. Разрывы линий, отмеченные крестиками, указывают на то, что импульсы, отвечающие соответствующим пропагаторам, малы и эти пропагаторы не описываются теорией возмущений.

Первому члену отвечает график асимптотически свободных夸арков (рис. 1, а).

Второй член учитывает взаимодействие夸арков и глюонов по теории возмущений. Простейший график такого рода изображен на рис. 1, б. Здесь все виртуальные частицы несут большие импульсы, и поэтому их пропагаторы описываются теорией возмущений.

Третий член отвечает диаграммам, в которых лишь по некоторым пропагаторам протекают большие импульсы, в то время как импульсы, протекающие по другим пропагаторам, близки к нулю (рис. 1, в и г).

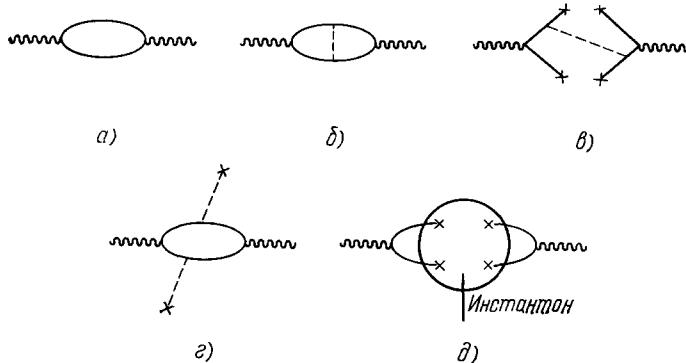


Рис. 1.

Эти последние формируются под действием крупномасштабных вакуумных флюктуаций, и их вклад пропорционален ненулевым вакуумным средним夸арковых полей  $\langle \bar{q}q \rangle$  и глюонных полей  $\langle GG \rangle$ . На рис. 1, в и г им отвечают соответственно разорванные夸арковые и глюонные линии.

Наконец, четвертый член соответствует таким графикам (рис. 1, д), в которых ни одна из виртуальных частиц не несет большого импульса; он весь протекает через мелкомасштабную вакуумную флюктуацию (инстантон).

Квантохромодинамические правила сумм были применены к целому ряду夸аркониев — мезонных систем типа  $\bar{q}q$ :  $J/\psi$ ,  $\chi$ ,  $\eta_c$ ,  $\Upsilon$ ,  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\pi$ ,  $K$ . С помощью небольшого числа параметров они дали возможность связать между собой (а в некоторых случаях и предсказать) большое число физических наблюдаемых величин: масс и ширин распада различных мезонов. (В частности, следует отметить предсказание массы  $\eta_c$ -мезона, подтвержденное опытом, и предсказание массы Р-уровня ипсилония:  $m_{1P} - m_\Gamma = 370 \pm 30$  МэВ, ожидающее своей проверки.) К упомянутым параметрам относятся夸арковые и глюонные вакуумные средние ( $\langle \bar{q}q \rangle$  и  $\langle GG \rangle$ ) и, наконец, параметр  $\Lambda$ , определяющий величину  $\alpha_s$  при данном  $Q$ .

В квантовой хромодинамике массы夸арков уменьшаются с ростом переданного夸арку импульса. В случае легких夸арков теория дает для масс так называемых токовых夸арков (т. е. при  $Q \gg \Lambda$ ) следующее выражение:

$$m_q(Q) = m_q^0 [\alpha_s(Q)]^{4/b(Q)}, \quad q = u, d, s,$$

где найденные из опыта параметры  $m_q^0$  равны

$$m_u^0 = 3,5 - 5 \text{ МэВ},$$

$$m_d^0 = 6,5 - 10 \text{ МэВ},$$

$$m_s^0 = 100 - 250 \text{ МэВ}.$$

Формально эти значения  $m_q^0$  отвечают значениям  $Q \approx e\Lambda$ , при которых  $\alpha_s(Q) \approx 1$ . Однако при таких малых  $Q$  приведенное выше выражение для  $m_q$  неприменимо, и мы имеем дело не с токовыми, а с так называемыми конституентными (блоковыми) кварками. Для тяжелых кварков ( $q = c, b$ ) при  $Q \gg m_q$  параметризация выглядит следующим образом:

$$m_c(Q) \approx 1,37 \left[ \frac{\alpha_s(Q)}{\alpha_s(m_c)} \right]^{4/b} \text{ГэВ},$$

$$m_b(Q) \approx 4,8 \left[ \frac{\alpha_s(Q)}{\alpha_s(m_b)} \right]^{4/b} \text{ГэВ}.$$

(Заметим, что изотопическая инвариантность сильных взаимодействий нарушается не только из-за различия зарядов  $u$ - и  $d$ -кварков, но и из-за различия их масс. Нейтрон тяжелее протона, потому что  $d$ -кварк тяжелее  $u$ -кварка.)

Вакуумные средние полей легких кварков равны

$$\langle \bar{u}u \rangle = \langle \bar{d}d \rangle \approx \langle \bar{s}s \rangle \approx -\left(\frac{1 \text{ ГэВ}}{4}\right)^3.$$

Через вакуумное среднее глюонных полей выражается плотность энергии физического вакуума  $\epsilon$ :

$$\epsilon = -\frac{9}{32\pi} \langle \alpha_s G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a \rangle \approx -\left(\frac{1 \text{ ГэВ}}{4}\right)^4$$

(здесь  $G_{\mu\nu}^a$  — напряженности глюонных полей,  $a = 1, 2, \dots, 8$ ). Знак величины  $\epsilon$  находится в согласии с тем, чего можно было бы ожидать, исходя из так называемой модели мешков: разрушение физического вакуума внутри мешка создает положительную объемную плотность мешка  $B$ . Однако величина  $B$ , используемая при описании адронов, состоящих из легких кварков, примерно на порядок меньше, чем  $\epsilon$ . Это означает, что в таких адронах физический вакуум разрушен лишь частично.

Параметр  $\Lambda$ , получаемый из хромодинамических правил сумм, оказывается равным примерно 100 МэВ или даже несколько меньше. Это означает, что  $\alpha_s$  мало при импульсах  $\ll 1 \text{ ГэВ}$  и асимптотическая свобода разрушается не высшими порядками теории возмущений по  $\alpha_s$ , а вакуумными флуктуациями (графиками типа рис. 1, в—д), дающими степенные поправки вида  $\langle \bar{q}q \rangle^2/Q^6$ ,  $\langle G^2 \rangle/Q^4$ ,  $\Lambda^{11}/Q^{11}$  и т. д.

Существенно большие значения  $\Lambda$  ( $\geq 500 \text{ МэВ}$ ) давала до последнего времени обработка экспериментальных данных по глубоко неупругим взаимодействиям нейтрино и мюонов с нуклонами. Однако последние данные по рассеянию мюонов, по-видимому, согласуются с  $\Lambda \sim 100 \text{ МэВ}$ . Было бы крайне желательно еще раз вернуться к нейтринным опытам. Интерпретация данных по глубоко неупругим процессам более сложна, чем анализ кваркониев с помощью правил сумм, поскольку в глубоко неупругих процессах амплитуда зависит от большего числа кинематических инвариантов и содержит внешние адронные линии. В результате возникает опасность принять степенные по  $Q$  поправки (в частности, так называемые члены твиста 4) за логарифмические по  $Q$  поправки, пропорциональные  $\alpha_s$ . Ситуация становится однозначной при  $Q^2 \gg 10 \text{ ГэВ}^2$ , где степенные поправки должны быть пренебрежимо малы.

Надежное знание величины  $\Lambda$  (а следовательно, и  $\alpha_s$ ) необходимо как для понимания собственно сильного взаимодействия, так и при анализе моделей великого синтеза, о чем более подробно будет сказано в соответствующем разделе. Если пренебречь массами кварков, что является вполне законным приближением для адронов, состоящих из легких кварков, то лагранжиан квантовой хромодинамики не имеет размерного параметра, так как константа  $\alpha_s$  безразмерна. Так называемая раз-

мерная трансмутация — появление масштаба  $\Lambda$  в масштабно-инвариантной теории — связана с тем, что из-за квантовых поправок  $\alpha_s$  — бегущая константа, зависящая от  $Q$ . Нельзя задать ее величину, не оговорив, при каком  $Q$  эта величина задана. Если считать естественным масштабом в физике массу Планка,  $m_P$ , то можно заключить, что величина  $\Lambda$  определяется тем, каково значение  $\alpha_s(m_P)$ .

В идеале, овладев квантовой хромодинамикой, мы должны научиться выражать через  $\Lambda$  (и массы кварков) все величины, характеризующие адроны. Укажем здесь лишь некоторые, наиболее фундаментальные из них.

1. Константа  $f_\pi$ . На опыте эта константа, определяющая распад пиона, равна примерно 130 МэВ. В теории  $f_\pi$  характеризует спонтанное нарушение киральной  $SU(2)_L \times SU(2)_R$ -симметрии, при котором из безмассовых кварков возникают массивные нуклоны и безмассовые голдстоновские возбуждения — пионы.

2. Масса пиона  $m_\pi$ . По существу вычисление  $m_\pi$  сводится к тому, чтобы выразить через  $\Lambda$  вакуумное среднее кварковых операторов  $\langle \bar{u}u \rangle = \langle \bar{d}d \rangle$ , поскольку существует известное соотношение:

$$m_\pi^2 f_\pi^2 = -(m_u + m_d) \langle 0 | \bar{u}u + \bar{d}d | 0 \rangle.$$

3. Масса  $\eta'$ -мезона. На первый взгляд, в пределе безмассовых кварков, масса  $\eta'$ , так же как массы  $\pi$ - и  $\eta$ -мезонов, должна равняться нулю. Учитывая возмущения, связанные с массами кварков, но не учитывая инстантонов, можно показать, что  $\eta'$ -мезон должен быть легче  $\eta$ -мезона. То, что в действительности он существенно тяжелее, составляет сущность так называемой  $U(1)$ -проблемы. В данном случае под  $U(1)$  подразумевается симметрия, которая отвечает сохранению  $SU(3)$ -синглетного аксиального тока. Решение  $U(1)$ -проблемы связано с тем, что сохранение синглетного аксиального тока нарушается в квантовой хромодинамике аксиальной глюонной аномалией. Вычисление массы  $\eta'$ -мезона означало бы вычисление вклада глюонных флуктуаций вакуума.

Особый интерес представляет открытие и изучение частиц, содержащих «живые» валентные, глюоны, существование которых предсказывается квантовой хромодинамикой. Прежде всего речь здесь идет о состояниях глюония, или, как их называют иначе, глюболах — мезонах, в состав которых валентные кварки вообще не входят. Простейшие глюболовы должны состоять из двух или трех глюонов:  $G = 2g$  или  $G = 3g$ . Кvantовохромодинамические правила сумм позволяют лишь весьма грубо оценить массы  $M$  и ширины  $\Gamma$  глюболов:

$G = 2g$	$G = 3g$
$J^P : 0^+ \quad 0^- \quad 2^+ \quad 2^-$	$1^+ \quad 1^-$
$M, \text{ ГэВ: } 1,2 \quad 2,5 \quad 1,2 \quad 1,2$	$2,5 \quad 2,5$
$\Gamma, \text{ МэВ: } 300 \quad 300 \quad 30$	$100 \quad 100$

Неопределенности здесь составляют примерно  $\pm 0,3$  лэВ для масс и фактор  $2^{\pm 1}$  для ширин. Наилучшим местом для поисков глюония являются распады систем  $b\bar{b}$  и  $c\bar{c}$ , в частности, радиационные распады  $\Gamma \rightarrow G\gamma$  и  $J/\psi \rightarrow G\gamma$ , идущие через промежуточные состояния  $gg\gamma$ .

Недавно были обнаружены распады  $J/\psi \rightarrow E(1420) + \gamma$ , где  $E$ -мезон распадается по каналу  $E \rightarrow \pi\delta \rightarrow \pi K\bar{K}$ , в отличие от распадов типа  $E \rightarrow \bar{K}K^* \rightarrow \bar{K}K\pi$ , характерных для обычных  $E$ -мезонов с  $J^P = 1^+$ . Если бы новый  $E$ -мезон являлся узким состоянием глюония с  $J = 2$ , то для него  $P = -1$ . Предварительные оценки не предсказывали обильного рождения такой частицы при распаде  $J/\psi$ .

К семейству глюониев относится и  $\eta'$ -мезон, дающий доминирующий вклад в правило сумм для псевдоскалярного глюонного тока  $G_{\mu\nu}^a G_{\rho\sigma}^a \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ . Учитывая, однако, что доминирующей структурной компонентой в  $\eta'$  являются пары валентных кварков (это подтверждается распадом  $\eta' \rightarrow 2\gamma$ ), было бы правильней называть  $\eta'$  глюконием — своеобразным гибридом глюония и кваркония. Заметим, что подобными же глюкониями являются и некоторые другие состояния, содержащиеся в таблице и, в частности, состояние  $0^{++}$  с  $M = 1,2$  Гэв. Это состояние описывается двумя близкими широкими уровнями. На опыте ему соответствует мезон  $\varepsilon$  (1300).

Представляют интерес поиски мезонов, содержащих одиночные валентные глюоны, например,  $c\bar{c}g$  или  $b\bar{b}g$ . Проведенное недавно в модели мешков рассмотрение указывает на то, что состояние  $b\bar{b}g$  с экзотическим (т. е. отсутствующим в системе кварк + антикварк) набором квантовых чисел  $JPC = 1^{-+}$  может оказаться легче, чем  $\Upsilon''$ .

Дальнейшее развитие теории сильных взаимодействий, как и до сих пор, будет происходить в широком веере направлений, на одном фланге которого — феноменологическая интерпретация экспериментальных данных, а на другом — сугубо абстрактные математические построения, то, что иногда называют теоретической теорией.

Замечательно, что для теории большую ценность представляют эксперименты не только при высоких, но и при низких энергиях. Эти последние позволяют навести порядок в спектроскопии адронов, в частности, таких, как экзотические (не типа  $q\bar{q}$  и  $qq\bar{q}$ ) мезоны и барионы, барионий, двухбарионные резонансы. Здесь еще могут сыграть свою роль старые ускорители, но особенно ценную информацию даст строящееся в ЦЕРНе антипротонное кольцо низкой энергии. Было бы крайне желательно также построить встречные электрон-позитронные пучки с энергиями порядка нескольких ГэВ и высокой светимостью ( $L \geq 10^{33}$  см $^{-2}$  с $^{-1}$ ).

При высоких энергиях основные усилия будут направлены на поиски новых адронов, как содержащих новые тяжелые кварки ( $t?$ ), так и состоящих из легких кварков и глюонов, а также на изучение эксклюзивных и инклузивных реакций и особенно адронных струй, детальное исследование которых, возможно, поможет проследить связь между взаимодействиями на малых и больших расстояниях. Следует помнить также о необычных явлениях, обнаруженных в космических лучах (их мы обсудим в дальнейшем). Возможно, что некоторые из этих явлений обусловлены существованием новых тяжелых адронов (сверхтяжелых квантов SH с массами 5—10 ГэВ, ультратяжелых UH с 30—80 ГэВ, миникентавров), состоящих из легких кварков и глюонов. На последнее обстоятельство указывают большие сечения образования этих адронных состояний.

Что касается «теоретической теории», то здесь наблюдается очень большая и многообещающая активность. Я упомяну лишь некоторые направления:

Компьютерные эксперименты с глюодинамикой (хромодинамикой без кварков) на решетке.

Исследование глюодинамики в пределе бесконечного числа цветов ( $N_c \rightarrow \infty$ ). Анализ связей между глюонными контурами и дуальными моделями.

Минимерные точно решаемые модели (sin-Гордон,  $\sigma$ -модель, модель  $CP^{n-1}$ , все в пространстве двух измерений,  $d = 2$ , трехмерный аналог модели Изинга и т. д.). Цель исследования этих моделей — проследить связи между инстантонами, асимптотической свободой и конфайнментом и найти методы поиска скрытых симметрий, существование которых подозревается некоторыми теоретиками в глюодинамике.

Во всех этих направлениях ярко выражена связь со статистической физикой, в частности с теорией фазовых переходов. Многие из родившихся здесь идей уже проникли в реальный мир с непрерывным четырехмерным пространством и тремя цветами夸克ов. Несомненно, что процесс этот будет продолжаться.

## 6. СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Две характерные черты калибровочной теории электрослабого взаимодействия, резко отличающие ее от чистой электродинамики и от хромодинамики, заключаются в том, что 1) электрослабая симметрия  $SU(2)_L \times U(1)$  спонтанно нарушена; как следствие этого — промежуточные бозоны  $W^\pm$ ,  $Z^0$  массивны, и 2) теория зеркально несимметрична. Эта диссимметрия заложена в основы теории; левые компоненты фермионов,  $\psi_L = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \psi$ , образуют изотопические дублеты относительно группы  $SU(2)_L$ ,

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t^? \\ b' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} v_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} v_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} v_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L,$$

в то время как правые компоненты,  $\psi_R = \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \psi$ , — изотопические синглеты.

Нижние компоненты дублетов  $d'$ ,  $s'$ ,  $b'$  являются линейными суперпозициями  $d$ ,  $s$ ,  $b$  — собственных состояний сильного взаимодействия. Связывающая их  $3 \times 3$ -матрица определяется четырьмя физическими параметрами: тремя углами  $\vartheta_1$ ,  $\vartheta_2$ ,  $\vartheta_3$  и одной  $CP$ -нейтральной фазой  $\delta$ . Через эти параметры выражаются коэффициенты всех 9 заряженных夸克овых токов  $\bar{d}d$ ,  $\bar{s}s$ , ...,  $\bar{t}b$ . Если массы нейтрино отличны от нуля, то аналогичная матрица заряженных лептонных токов может быть еще сложнее (см. ниже).

На опыте хорошо известен лишь параметр  $\vartheta_1$ , характеризующий в основном перемешивание  $d$ - и  $s$ -夸克ов:  $\vartheta_1 \approx 0,23$ . По существу именно этот параметр проявляется в распадах  $\tau$ -лектона и в распадах очарованных частиц; другие параметры здесь проявляются слабо.

Последние измерения распадов  $\tau$ -лектона находятся в идеальном согласии с теоретическими ожиданиями. Что касается очарованных частиц, то здесь первые эксперименты принесли неожиданный результат. Речь идет о нелептонных распадах  $D$ -мезонов. Ожидалось, что в этих распадах  $s$ -夸克 будут распадаться, «не обращая внимания» на то, какие夸克 находятся с ними по соседству. Если бы эта наивная картина имела место, то времена жизни  $D^+$ - и  $D^0$ -мезонов были бы одинаковы. Опыты показали, однако, что  $\tau_{D^+} \approx (3-5) \tau_{D^0}$ . Возможно, это означает, что в  $D^0$ -мезоне имеет место интенсивный аннигиляционный процесс  $s\bar{s} \rightarrow s\bar{d}$ , идущий за счет взаимодействия заряженных токов ( $s\bar{c}$ ) и ( $\bar{d}u$ ) и сопровождаемый, по-видимому, испусканием тормозных глюонов. Усложнение картины полулептонных распадов связано только с виртуальными сильными взаимодействиями и не затрагивает наших представлений о слабом взаимодействии. Об этом говорит, в частности, и то, что, судя по парциальным ширинам, полулептонные распады  $s$ -夸кка происходят в полном соответствии с ожиданиями.

Кратко обсудим теперь три других параметра, определяющие заряженные夸克овые токи. К сожалению, они известны довольно плохо:  $0,1 \leq |\vartheta_2| \leq 0,50$ ,  $|\vartheta_3| \leq 0,5$ ,  $|\delta| = 0,02 - 0,04$ . Недавнее наблюдение продуктов распада  $b$ -夸кков (в реакции  $\Gamma \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \dots$ ) подтверж-

дает, что ток  $\bar{c}b$  «сильнее» тока  $\bar{u}b$ . Измерение распадов очарованных частиц, а также относительных вероятностей различных распадов  $b$ -кварка и его времени жизни позволило бы найти все углы  $\vartheta_i$ . Параметр  $\delta$  мог бы проявиться в зарядовых асимметриях в распадах  $B^0$ -мезонов. Открытие  $t$ -кварка и измерение его распадов послужили бы для контроля правильности всей картины.

Во втором порядке по слабому взаимодействию заряженных кварковых токов они дают вклад в разность масс  $K_L$ - и  $K_S$ -мезонов и в параметры, характеризующие нарушение  $CP$ -инвариантности в распадах этих мезонов. В частности, оказывается, что, в отличие от модели сверхслабого нарушения  $CP$ -инвариантности, здесь предсказывается ненулевая разность  $\delta\eta$  амплитуд  $\eta_{+-}$  и  $\eta_{00}$ , характеризующих распады  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$  и  $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$  соответственно. Предсказанная разность  $\delta\eta \approx 2 \cdot 10^{-5}$  очень мала, но ее измерение представляет очень большой интерес, так как оно дало бы сведения о механизме нарушения  $CP$ -инвариантности. Заметим, что ожидаемый вклад параметра  $\delta$  в другое низкоэнергетическое  $CP$ -нечетное явление, а именно в дипольный момент нейтрона, как минимум на 8 порядков меньше существующей верхней границы ( $1,6 \cdot 10^{-24} e \cdot \text{см}$ ) и практически недостижим для эксперимента. О возможных вкладах хиггсовых бозонов в  $\delta\eta$  и  $d_\eta$  будет сказано в другом месте.

Обратимся теперь к нейтральным токам. Стандартная теория электрослабого взаимодействия содержит только диагональные токи типа  $\bar{e}e$ ,  $\bar{d}d$  и т. д., в согласии с тем, что проявления нем диагональных нейтральных токов (типа  $\bar{e}m$  или  $\bar{d}s$ ) в природе не обнаружены, несмотря на высокую точность поисковых опытов (речь идет о распадах  $\mu \rightarrow e\nu$ ,  $K \rightarrow \mu\bar{\mu}$ ,  $K \rightarrow \mu e$  и т. д.).

Отношение констант аксиальных токов — нейтрального и заряженного — характеризуется константой  $\rho$ , которая в стандартной теории должна равняться единице. На опыте  $\rho = 0,985 \pm 0,023 \pm 0,013$ , где первая ошибка статистическая, а вторая — систематическая. Что касается векторных токов, то их отношение характеризуется свободным параметром теории — слабым углом  $\theta_W$ . Три наиболее точных эксперимента дают для  $\sin^2 \theta_W$ :

$$\begin{aligned} 0,228 \pm 0,018 &— CDHS, 1979 \text{ г. } (\nu), \\ 0,218 \pm 0,014 &— CHARM, 1979 \text{ г. } (\nu), \\ 0,224 \pm 0,02 \pm 0,01 &— SLAC, 1979 \text{ г. } (e). \end{aligned}$$

Первые два числа получены в двух различных нейтринных экспериментах в ЦЕРНе. Последнее число получено в эксперименте по глубоко неупругому рассеянию электронов на дейтонах и протонах; в нем указаны соответственно статистическая и систематическая ошибки и ошибка, обусловленная теоретическими неточностями, связанными с квантовой хромодинамикой. Таким образом, наиболее вероятное значение  $\sin^2 \theta_W$  лежит в интервале  $0,21 — 0,24$ . С этим значением  $\theta_W$  согласуются также результаты эксперимента в Новосибирске, где наблюдался поворот плоскости поляризации лазерного света при прохождении через пары атомарного висмута. Это явление обусловлено слабым несохранением четности во взаимодействии атомных электронов с ядром атома. Несколько меньший эффект наблюдают пока группы в Сиэтле и Оксфорде. В самое последнее время о своем расхождении с теорией заявила группа ФИАН (Москва), не обнаружившая поворота плоскости поляризации.

В принципе можно построить теоретические модели, которые, воспроизводя предсказание стандартной модели электрослабого взаимодействия

ствия для глубоко неупругого рассеяния как нейтрино, так и электронов, в то же время для взаимодействия атомных электронов с ядрами допускают широкий интервал возможностей, включая отсутствие  $P$ -нечетного эффекта. Эти модели отвечают более сложным калибровочным симметриям:

$$SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1) \quad \text{или} \quad SU(2)_L \times U(1) \times U(1);$$

они требуют существования дополнительных  $Z^0$ -бозонов. Я не вижу пока оснований для того, чтобы отказываться от стандартной теории в пользу этих моделей.

Если эксперименты по несохранению четности в атомах поддаются однозначной теоретической интерпретации, то эффекты несохранения четности в ядрах существенно более сложны и менее понятны. Здесь должны давать вклад как нейтральные, так и заряженные токи. В последние годы была открыта и измерена большая ( $\sim 10^{-4}$ )  $P$ -нечетная асимметрия в угловом распределении осколков деления ядер  $^{234}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$  и  $^{240}\text{Pu}$ , происходящего под действием поляризованных нейтронов. Эти результаты важны для понимания механизма деления. Вообще, эксперименты по исследованию несохранения четности в ядерных силах имеют тенденцию обнаруживать  $P$ -нечетные эффекты, на порядок превышающие теоретические предсказания. Так было несколько лет тому назад с радиационным захватом нейтронов пр.  $\downarrow d\gamma$ . Сейчас появились данные о том, что аномально большие  $P$ -нечетные эффекты существуют в рр-рассеянии и рассеянии нейтронов на олова. Очень важно добиться здесь полной экспериментальной ясности.

1980 год ознаменовался «нейтринным бумом». Массы нейтрино и нейтринные осцилляции внезапно привлекли к себе внимание не только физиков, но и средств массовой информации. Вопрос о нейтринных осцилляциях не нов: его обсуждение не прекращается с середины 50-х годов. Всплеск интереса к нему связан с несколькими обстоятельствами. Основным, по-видимому, является то, что идея безмассового нейтрино перестала казаться красивой. С приходом новейших калибровочных теорий изменилось понятие о прекрасном и естественном. Если раньше неестественным, «некрасивым» считалось малое, но ненулевое отношение  $m_\nu/m_e$ , то теперь мы понимаем, что неестественным является равенство нулю какой-либо массы, если этого не требует калибровочная симметрия, как это имеет место в случае фотона. Но никаких калибровочных симметрий, которые требовали бы равенства нулю массы нейтрино, мы не знаем. Более того, ряд моделей великого объединения предсказывает очень маленькие, но отличные от нуля нейтринные массы. Изменения в общественном сознании привели к возникновению лавинообразного процесса новой интерпретации старых экспериментальных (лабораторных) и наблюдательных (астрофизических) данных и к постановке новых экспериментов. Астрофизические проявления массы нейтрино будут рассмотрены в специальном разделе. Здесь мы дадим краткий обзор лабораторных экспериментов.

Начнем с реакторных экспериментов. Группа, работающая на реакторе Саванна-ривер, сообщила, что наблюдает осцилляции пучка реакторных антинейтрино  $\bar{\nu}_e$ . Предположим, что  $\bar{\nu}_e$  является суперпозицией двух состояний  $\nu_1$  и  $\nu_2$ , имеющих определенные массы  $m_1$  и  $m_2$ :

$$\bar{\nu}_e = \nu_1 \cos \alpha + \nu_2 \sin \alpha,$$

где  $\alpha$  — угол смешивания. Тогда вероятность того, что нейтрино  $\bar{\nu}_e$ , пройдя некоторое расстояние, останется самим собой, будет иметь вид

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\alpha \cdot \sin^2 \left( 1,27 \frac{\delta m^2 L}{E} \right);$$

здесь  $E$  — энергия нейтрино (в МэВ),  $L$  — расстояние от источника до детектора (в метрах),  $\delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$  (в эВ<sup>2</sup>). Такие осцилляции должны привести к тому, что наблюдаемый спектр  $\bar{\nu}_e$  будет зависеть от расстояния  $L$ . Спектр  $\bar{\nu}_e$  был измерен на реакторе «Саванна-ривер» в 1978 г. на двух расстояниях: 6 и 11,2 м. Сравнение этих результатов с расчетным спектром привело в 1980 г. группу авторов к выводу, что  $\delta m^2 = 1$  эВ<sup>2</sup>.

Вслед за этим были опубликованы результаты анализа другого эксперимента на реакторе Саванна-ривер, проведенного в 1979 г. на расстоянии  $L = 11,2$  м. В этом эксперименте сравнивались между собой выходы двух реакций:  $\bar{\nu}_e d \rightarrow p n e^+$ , идущей за счет заряженных токов, и  $\bar{\nu} d \rightarrow p \bar{n}$ , идущей за счет нейтральных токов. Такое сравнение в меньшей степени зависит от возможных неопределенностей в расчетном  $\bar{\nu}_e$ -спектре реактора. Вторая реакция является реперной: ее выход не осциллирует, поскольку нейтральные токи одинаковы для любых типов нейтрино. По заключению авторов,  $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \approx 0,4 \pm 0,2$  и  $\delta m^2 \approx 1$  эВ<sup>2</sup>,  $\alpha \approx 0,5$ .

К сожалению, это заключение находится в прямом противоречии с предварительным результатом эксперимента, осуществленного в Гренобле в 1980 г. Этот эксперимент по измерению реакции  $\bar{\nu}_{ep} \rightarrow e^+ p$  при  $L = 8,7$  м не обнаружил осцилляций ( $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \approx 0,87 \pm 0,14$ ) и, по мнению его авторов, исключает значение  $\delta m^2 \approx 1$  эВ<sup>2</sup> и  $\alpha \approx 0,5$ .

Другая группа экспериментов выполнена на ускорителях с пучками нейтрино высоких энергий с характерными значениями  $E/L \approx 10^2$ . Опыты с обычными пучками нейтрино от распадов  $\pi^-$ - и К-мезонов не обнаружили каких-либо эффектов осцилляций, в частности, они не обнаружили «утечки» мюонных нейтрино. Не обнаружили осцилляций и измерения выхода реакций  $\bar{\nu}_e d \rightarrow p p e^-$ ,  $\bar{\nu}_e d \rightarrow p n e^+$  и  $\bar{\nu}_{ep} \rightarrow e^+ p$ , проведенные на мезонной фабрике в Лос-Аламосе. Источниками нейтрино для этих реакций были остановившиеся мюоны; среднее расстояние от источника до детектора  $L = 9$  м.

Возможно, что на «утечку»  $\nu_e$  указывают эксперименты с так называемыми прямыми нейтрино (от распадов очарованных частиц). В этих экспериментах пучок протонов из ускорителя бьет в массивную металлическую мишень, в которой долгоживущие частицы ( $\pi$ -мезон, К-мезоны и гипероны) поглощаются, не успев распасться, и нейтринный пучок оказывается обогащенным нейтрино, возникшими от распадов очарованных частиц. Такой пучок прямых нейтрино должен содержать поровну мюонных и электронных нейтрино, если только мы хорошо понимаем распады очарованных частиц. Опыты с прямыми нейтрино осуществлены в ЦЕРНе, где на пути пучка стоят три детектора. Для отношения числа  $\nu_e$  к числу  $\nu_\mu$  эти детекторы дали:

$$\text{BEBC: } 0,49^{+0,25}_{-0,15},$$

$$\text{CHARM: } 0,49 \pm 0,21,$$

$$\text{CDHS: } 0,77 \pm 0,18 \pm 0,24.$$

Два первых результата указывают на возможную утечку примерно половины электронных нейтрино, последний согласуется с отсутствием утечки. По-видимому, без новых нейтринных экспериментов на ускорителях ситуация здесь не прояснится.

Весной 1980 г. были подведены предварительные итоги многолетнего эксперимента группы ИТЭФ по измерению верхнего конца спектра электронов в распаде трития  $H^3 \rightarrow He^3 + e^- + \bar{\nu}$ . Анализируя форму спектра, авторы пришли к выводу, что  $14 \text{ эВ} \leq m_{\bar{\nu}_e} \leq 46 \text{ эВ}$  на 99 %-ном уровне

достоверности. Это очень виртуозный эксперимент; спектрометр, на котором он выполнен, имеет рекордную точность. Тем не менее (а может быть, именно поэтому) окончательное заключение о том, что масса электронного нейтрино действительно близка к 30 эВ, можно будет сделать лишь после того, как будут выполнены независимые измерения спектра трития в других экспериментах. Было бы хорошо, в частности, взять другой источник трития вместо тритированного валина ( $\text{NH}_2\text{C}_4\text{H}_8\text{COOH}$ ), использованного в ИТЭФ.

Коснемся теперь феноменологии нейтринных осцилляций. Если лептонное квантовое число сохраняется, то нейтрино могут иметь лишь дираковы массы, переводящие друг в друга состояния с данным лептонным числом  $L$  и противоположными спиральностями. В этом случае после диагонализации, как и в случае кварков, три поколения лептонов описываются тремя нейтринными массами, а 9 левых заряженных лептонных токов — тремя углами и фазой.

Другой простой случай отвечает несохранению лептонного квантового числа при наличии нейтринных состояний только с левой спиральностью, а антинейтринных — только с правой. В этом случае нейтрино имеют левые майорановы массы, переводящие друг в друга левые нейтрино и правые антинейтрино. После диагонализации мы опять имеем три массы, при этом 9 левых заряженных лептонных токов характеризуют 3 угла и 3 фазы.

На основе моделей великого объединения можно ожидать, что в природе осуществляется именно случай левоспиральных майорановых нейтрино. При этом, в отличие от диракова случая, должны иметь место осцилляции с изменением лептонного числа и, скажем, исходный пучок антинейтрино может в принципе рождать не только позитроны, но и электроны. Однако из-за сохранения спиральности выход электронов при этом будет подавлен множителем  $(m/E)^2$ , где  $m$  — масса нейтрино, а  $E$  — его энергия.

В общем случае, когда имеются как левые, так и правые нейтрино и антинейтрино и лептонное число не сохраняется, в лагранжиане могут присутствовать три типа массовых членов — дираковы, левые майорановы и правые майорановы массы. После диагонализации возникают 6 своеобразных диагональных нейтринных состояний. Их можно назвать майорановыми, так как каждое из этих состояний, подобно майорановой частице, одиночно: оно не имеет вырожденного по массе парного состояния — античастицы. С другой стороны, в отличие от обычного случая взаимодействия обсуждаемых майорановых нейтрино могут быть, вообще говоря,  $C$ - и  $CP$ -нелинвариантны.

До сих пор мы обсуждали феноменологию слабых ток-токовых взаимодействий. Сделаем несколько замечаний о промежуточных бозонах. Ожидается, что в 1982 г. эти частицы будут обнаружены на встречных пучках протонов и антипротонов ( $2 \times 270$  ГэВ) в ЦЕРНе. В середине 80-х годов массовое производство  $Z^0$ -бозонов должно начаться на встречных пучках  $e^+e^-$  ускорителя ЛЭП, первая очередь которого будет иметь энергию  $2 \times 50$  ГэВ. Не станем обсуждать здесь того, что будет, если  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозоны не будут открыты. Возможность того, что эти частицы не существуют, не кажется мне сколько-нибудь правдоподобной.

В рамках стандартной модели ожидаемые свойства промежуточных бозонов предсказываются с высокой точностью. Отметим, в частности, что учет радиационных поправок повышает ожидаемые массы этих частиц примерно на 3 ГэВ. Такие большие радиационные поправки возникают из-за того, что массы бозонов очень велики по сравнению с массами легких лептонов и кварков, где обычно нормируется электромагнитная константа.

В литературе широко обсуждаются модели, содержащие дополнительные  $W$ - и  $Z$ -бозоны, некоторые из которых могут быть даже легче, чем стандартные  $W$  и  $Z$ . Жесткие ограничения на существование таких частиц налагаются экспериментальными данными по проверке квантовой электродинамики в реакции  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ , полученными недавно при максимально достижимых энергиях накопителя ПЕТРА. Гораздо трудней будет экспериментально проверить модели, в которых все дополнительные бозоны тяжелее стандартных. В частности, данные по измерению продольных поляризаций частиц в  $\beta$ -распаде или распадах  $\pi$ - и  $K$ -мезонов не исключают существования правых токов, если массы соответствующих правых бозонов больше или порядка 300 ГэВ. В моделях, содержащих такие бозоны, например,  $SU(2)_L \times SU(2)_R$  или  $U(2)_L \times U(2)_R$ , при высоких переданных импульсах восстанавливается зеркальная симметрия.

## 7. СКАЛЯРЫ

В современной теоретической литературе скалярные хиггсовы бозоны ( $H$ -бозоны) играют роль тайных благодетелей: они дают массы всем частицам и определяют все углы смешивания в слабых заряженных токах, но сами остаются неуловимыми. До сих пор не было зарегистрировано ни одного прямого экспериментального проявления этих частиц.

С помощью скаляров осуществляется механизм спонтанного нарушения калибровочной симметрии  $SU(2)_L \times U(1)$ . Ответственным за это нарушение в стандартной модели является специфический потенциал самодействия  $\lambda (|\phi|^2 - \eta^2)^2$ , где  $\lambda$  — безразмерная константа,  $\phi$  — изодублетное скалярное поле,  $\eta = (\sqrt{2}G)^{-1/2} \approx 1/4$  ТэВ. Минимум этого потенциала отвечает существованию скалярного конденсата, ненулевого вакуумного среднего поля  $\phi$ :  $|\phi| = \eta$ . Благодаря взаимодействию скалярного поля с калибровочными полями возникновение конденсата приводит к появлению масс у промежуточных бозонов:  $m_W = \eta \sqrt{\pi\alpha}/\sin\theta_W$ ,  $m_Z = m_W/\cos\theta_W$ ; юкавские взаимодействия скаляров с лептонами и кварками типа  $f\bar{\psi}_L\psi_L\phi + f^*\bar{\Psi}_R\Psi_R\phi$  дают массы этим фермионам:  $m = f\eta$ . Из-за малого отношения  $m/\eta$  юкавские константы  $f$  должны быть малы, что является причиной неуловимости скаляров: сечения их рождения содержат малый множитель  $(m/\eta)^2$ .

Каждой массе (диагональной или недиагональной) отвечает своя юкавская константа. После диагонализации массовой матрицы возникают углы смешивания в слабых токах. Даже без учета масс нейтрино (см. выше) число юкавских констант очень велико: 6 масс夸ков, 3 масс заряженных лептонов, 3 угла и одна фаза. Такое обилие произвольных констант, которые надо фиксировать «руками», свидетельствует о явной незавершенности теории. Многим кажется также неестественным и сам скалярный потенциал с ненулевым вакуумным конденсатом.

В простейшем варианте стандартной теории электрослабого взаимодействия имеется один физический нейтральный скалярный бозон  $H^0$ . В более сложных вариантах вводятся дополнительные бозоны, как нейтральные, так и заряженные. Однако их введение требует предосторожности, поскольку они могут привести к переходам, которые запрещены на опыте, например к интенсивным переходам типа  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ . Этих переходов, как и вообще несохранения аромата в нейтральных токах, трудно избежать, если учесть не только так называемое древесное приближение, но и петли радиационных поправок. На эту трудность наталкиваются, в частности, теоретические попытки получить соотношения между углами смешивания

и массами кварков (например,  $\vartheta_1 \approx \sqrt{m_d/m_s}$ ) на основе каких-либо дискретных симметрий.

Дополнительные скалярные бозоны дают дополнительные возможности для нарушения  $CP$ -инвариантности. В принципе  $CP$ -четность могла бы нарушиться в нелинейном потенциале их самодействия. Ожидаемые эффекты в этом случае могли бы быть близки к экспериментальным верхним границам как для разности  $\eta_{+-} - \eta_{00}$ , так и для дипольного момента нейтрона. Напомним, что если единственным источником нарушения  $CP$  является фаза  $\delta$  в матрице заряженных токов (т. е. в юкавских вершинах), то ожидаемые  $CP$ -нечетные эффекты малы. Особенно это относится к  $d_n$ . Таким образом, обнаружение дипольного момента нейтрона могло бы служить косвенным указанием на то, что элементарные скаляры существуют.

Одна из причин того, что скалярные бозоны трудно найти на опыте, заключается в том, что, в отличие от  $W$ -бозонов, массы  $H$ -бозонов теория не предсказывает. В стандартной минимальной модели существует соотношение  $m_H = 2\sqrt{\lambda}\tau$ . Но величина  $\lambda$  является свободным параметром.

От того, какой окажется величина  $\lambda$ , существенно зависит вся физика скалярных и векторных бозонов при высоких энергиях в районе тераэлектрон-вольта. Если  $\lambda$  мала ( $H$ -бозон в этом случае легкий), то теория возмущений будет справедлива вплоть до сколь угодно высоких энергий. (Заметим, что в минимальной модели минимальная масса  $H$ -бозона порядка 10 ГэВ, что отвечает  $\lambda \sim \alpha^2$ .) Если же  $\lambda$  велика, так что  $m_H \gg m_W$ , то, начиная примерно с тераэлектрон-вольта, должно иметь место сильное взаимодействие с участием скалярных и векторных бозонов. Это новое короткодействующее ( $r \sim 10^{-17}$  см) взаимодействие может привести к возникновению целого семейства специфических резонансов с массами порядка ТэВ'а. Очень важно подчеркнуть, что наличие этого сильного взаимодействия между бозонами при высоких энергиях практически не должно сказаться на взаимодействиях между фермионами при низких энергиях. Все предсказания стандартной модели для ток-токовых амплитуд остаются неизменными. В частности, по-прежнему будет выполняться равенство  $\rho = 1$ , если только скалярные частицы — изоспироры. Снаружи все будет тихо, даже если внутри бушует штурм.

Из-за радиационных поправок эффективное самодействие скалярных полей содержит вклады, пропорциональные  $g^4$  и  $f^4$ , где  $g$  — калибровочные, а  $f$  — юкавские константы. Учитывая эти вклады и предполагая, что имеет место теория возмущений (легкие  $H$ -бозоны), можно получить ограничения на величины юкавских констант, а следовательно, и на массы фермионов. Эти ограничения имеют вид

$$m(\text{кварка}) \leq 76 \text{ ГэВ},$$

$$m(\text{лептона}) \leq 100 \text{ ГэВ}.$$

Работая в рамках теории возмущений, можно показать, что большие массы фермионов привели бы к нестабильности в скалярном секторе. Если бы были открыты лептоны или кварки с большими массами, то это означало бы, что на малых расстояниях имеет место сильное взаимодействие, о котором речь шла выше.

Экспериментальные поиски скалярных частиц являются первоочередной задачей. К сожалению, ожидаемые сечения рождения  $H^0$ -бозонов очень малы (как правило,  $\lesssim 10^{-35}$  см<sup>2</sup>). Очень перспективным кажется совместное рождение  $Z$ - и  $H$ -бозонов:  $e^+e^- \rightarrow Z^0H^0$ . Поиски этой реакции являются одной из важнейших задач ЛЭП. Открыть  $H^\pm$ -бозоны, если они существуют, будет легче, поскольку пары  $H^+H^-$  должны рождаться электромагнитно, например,  $e^+e^- \rightarrow H^+H^-$ .

## 8. ТЕХНИЦВЕТ. НОВАЯ ФИЗИКА В РАЙОНЕ ТЭВ'А

Техницвет — это не совсем удачное название гипотетического сильного взаимодействия с радиусом конфайнмента порядка  $10^{-17}$  см и характерным масштабом энергий порядка 1 ТэВ. У этого и подобных ему взаимодействий в литературе есть и другие названия: «метацвет», «гиперцвет». Но представляется разумным использовать эти другие названия при обсуждении гипотетических сильных взаимодействий при существенно больших энергиях вплоть до  $m_p$ , оставив приставку «техни» для взаимодействия, экспериментальное исследование которого находится в пределах технических возможностей нашего века.

Первоначально гипотеза техницвета была выдвинута для того, чтобы избавиться от элементарных скалярных частиц с их многочисленными недостатками, заменив их составными частицами, построенными из фермионов, так называемых техникварков. Согласно гипотезе, существуют специальные техникварки, взаимодействующие путем обмена техниглюонами и образующие техниадроны. Массы большинства техниадронов должны быть порядка тераэлектрон-вольта. Однако некоторые из них должны быть безмассовыми (это гольдстоновские бозоны, отвечающие нарушению точных глобальных симметрий, которым подчиняются техникварки) или очень легкими (это псевдогольдстоновские бозоны, отвечающие приближенным симметриям). Если предположить, что лагранжиан техницвета обладает строгой киральной  $SU(2)$ -симметрией, то отвечающий нарушению этой симметрии триплет гольдстоновских бозонов «съедается» триплетом безмассовых векторных бозонов, которые в результате становятся массивными. При этом в силу  $SU(2)$ -инвариантности техницвета будут выполняться соотношения  $M_W = M_Z \cos \theta_W$  и  $\rho = 1$ , характерные для случая спонтанного нарушения симметрии элементарными изоспинорными скалярами.

К сожалению, для получения ненулевых масс лептонов и кварков одного техницвета недостаточно. Чтобы решить эту задачу, предполагают, что техницвет (ТС) является частью расширенного техницвета (ЕТС). При испускании ЕТС-бозона обычный квark  $q$  переходит в техникварк  $Q$ . В результате  $m_q \sim \langle \bar{Q}Q \rangle / m_{\text{ETC}}^2$ , где  $\langle \bar{Q}Q \rangle \approx \text{ТэВ}^3$  — вакуумное среднее конденсата техникварков, а  $m_{\text{ETC}}$  — массы векторных ЕТС-бозонов. Видно, что эти массы должны быть порядка 100 ТэВ. Получить их можно за счет еще одного взаимодействия — «техницвета прим» (ТС'). Мы видим, что вместо одного — пусть обладающего некоторыми недостатками — скаляра приходится вводить целую иерархию взаимодействий, что кажется существенно менее привлекательным.

Как и обычная хиггсова схема, модель техницвета предсказывает существование частиц с нулевыми спинами. Некоторые из них должны быть псевдоскаляры, поскольку возникают из-за нарушения киральной симметрии. Отметим, в частности, технианалог обычного  $\eta$  (или  $\eta'$ )-мезона, обсуждению свойств которого в последнее время был посвящен ряд статей. Как уже отмечалось, могут существовать и многочисленные легкие гольдстоновские бозоны, в частности, отвечающие так называемой горизонтальной симметрии, т. е. симметрии между правыми кварками одного заряда:  $u_R \leftrightarrow c_R \leftrightarrow t_R$ ,  $d_R \leftrightarrow s_R \leftrightarrow b_R$ . Чтобы избавиться от нежелательных гольдстоновских бозонов, нужно предположить, что горизонтальная симметрия локальна и что соответствующая калибровочная константа достаточно мала.

Я не разделяю предубеждения многих теоретиков против элементарных скалярных частиц. Мне кажется, что  $J = 0$  не хуже, чем  $J = 1/2$  или  $J = 1$ . Так что если считать элементарными последние, то разумно ожидать, что и первые элементарны. И наоборот, если строить, несмотря

ни на что, модель, в которой скалярные бозоны составные, то естественно, чтобы были составными и лептоны, и кварки, и даже «священные» векторные бозоны.

В последнее время широко обсуждается возможность построения в моделях типа техниципа составных лептонов и кварков. Сложность здесь заключается в том, что если руководствоваться аналогией с обычными составными барионами, то ожидаемые массы таких составных лептонов и кварков будут огромны, порядка обратного радиуса конфайнмента. Такая оценка непосредственно следует из соотношения неопределенностей. Единственный обсуждавшийся в литературе путь, позволяющий обойти эту трудность, связан с использованием киральной симметрии. Если элементарные фермионы безмассовы и обладают кирально-инвариантными взаимодействиями, то для составных частиц имеется в принципе две возможности.

1. Киральная симметрия реализуется линейно: аксиальный ток сохраняется за счет того, что безмассовы составные фермионы. При этом все составные бозоны, вообще говоря, массивны.

2. Киральная симметрия реализуется нелинейно: аксиальный ток сохраняется за счет того, что имеются безмассовые псевдоскалярные голдстоновские бозоны. При этом составные барионы массивны.

В случае квантовой хромодинамики осуществляется второй вариант. Может ли вообще осуществляться первый вариант, пока неясно. Необходимым условием для этого является равенство аксиальных аномалий для составных и элементарных фермионов. В случае SU(3)-симметрии оно не выполняется, так как мультиплеты составных и элементарных фермионов имеют различные триальности. Так что квантовая хромодинамика не имеет выбора. Однако даже в тех случаях, когда равенство аномалий выполняется (как, например, для групп  $O(2n+1)$ ), имеются серьезные сомнения в том, что составные фермионы останутся безмассовыми. Похоже на то, что в пределе больших  $n$  этого, во всяком случае, не происходит. По-видимому, чтобы получить легкие составные фермионы, необходимо выйти за пределы привычных моделей и представлений и заняться поисками совершенно новых механизмов, а возможно, и принципов взаимодействия частиц на малых расстояниях. В этой связи кажутся очень интересными исследования конформно-инвариантных теорий: если бы в таких теориях существовали связанные состояния, они должны были бы быть безмассовыми.

Имеются ли экспериментальные указания на то, что на расстояниях порядка  $10^{-17}$  см  $\approx$  ТэВ $^{-1}$  работает какая-то новая физика? До сих пор энергии порядка или больше ТэВ'а в системе центра инерции были достижимы лишь в космических лучах. При этих энергиях здесь обнаружен ряд необычных явлений.

Во-первых, это 6 событий типа кентавр (из которых особенно убедительно одно). В этих событиях при лабораторной энергии порядка  $10^3$  ТэВ рождалось примерно 100 заряженных частиц с суммарной массой порядка 200—300 ГэВ и не рождались  $\pi^0$ -мезоны. Удовлетворительного объяснения эти явления пока не нашли. Некоторые авторы считают, что здесь мы имеем дело с распадом массивных частиц нового типа, представляющих собой сгустки сверхплотной кварковой материи.

Во-вторых, это 13 событий типа миникентавра, отвечающих рождению нескольких десятков частиц с суммарной массой 30—40 ГэВ.

В-третьих, это данные о том, что при лабораторных энергиях порядка 100 ТэВ в ливнях появляются вторичные частицы с аномальной высокой проникающей способностью (так называемый Тянь-Шаньский эффект).

В-четвертых, это данные о быстром росте с энергией множественности вторичных частиц и их поперечных импульсов. Так, при лабораторной

энергии  $\sim 10^3$  ТэВ множественность гораздо выше той, которая получается при логарифмической экстраполяции данных, полученных на ускорителях. Говорят даже о том, что рост идет по закону  $E^{1/4}$ . Измеряемые попеченные импульсы достигают 10 ГэВ. Наблюдаются также так называемые бинокулярные события: две узкие струи с большими попеченными импульсами. Не исключено, что вся эта группа явлений может найти свою интерпретацию, по крайней мере частично, в рамках квантовой хромодинамики.

Мне не кажется, что перечисленные явления имеют отношение к техникуству. Дело в том, что в силу малых размеров области техниконфайнмана сечения рождения техничастиц должны быть очень малы: порядка  $10^{-4}$ , а скорей даже  $10^{-6}$  от полного сечения. В то же время эффекты, о которых говорят космики, по их словам, имеют сечения порядка  $10^{-2} - 10^{-1}$  от полного сечения.

Из сказанного выше должно быть очевидно, что в перспективе нет задачи более важной, чем проникнуть в область ТэВ'ных энергий с помощью ускорителей. Первым этапом на этом пути было бы создание ускорительно-накопительного комплекса (УНК) со встречными pp-пучками  $2 \times 3$  ТэВ. В конце 70-х годов неоднократно обсуждался вопрос о строительстве в конце этого века очень большого международного ускорителя VBA со встречными пучками pp с энергией  $2 \times 30$  ТэВ. Наконец, в ТэВ'-ную область, возможно, придут и электронные ускорители, если будет реализована идея встречных линейных электронных и позитронных пучков (ВЛЭПП).

## 9. ВЕЛИКОЕ ОБЪЕДИНЕНИЕ

Простейшие варианты, реализующие идею великого объединения, исходят из того, что никаких новых фундаментальных сил нет не только при тераэлектрон-вольте, но и при существенно более высоких энергиях, вплоть до колоссальных энергий порядка  $10^{15}$  ГэВ. Ниже мы рассмотрим достигнутые на этом пути успехи и трудности. Начнем с SU(5) — простейшей из ныне живущих моделей великого объединения, а затем коснемся более сложных моделей: SO(10),  $E_6$  и т. д.

Группа SU(5) имеет минимальный ранг среди полупростых групп Ли, содержащих в качестве подгруппы произведение  $H = \text{SU}(3) \times \text{SU}(2) \times \text{U}(1)$ .

Каждое поколение фермионов описывается в SU(5)-модели приводимым представлением. Так, например, 16 левоспиральных спиноров первого поколения следующим образом разбиваются на неприводимые мультиплеты:

$$10(u_i, \tilde{u}_i, d_i, e^+)_L + \bar{5}(\tilde{d}_i, e^-, \nu)_L + 1(\tilde{\nu})_L;$$

здесь  $i = 1, 2, 3$  — цветовой индекс. Обычно синглеты — левое нейтрино и соответствующая античастица: правое антинейтрино — с самого начала изгоняются из рассмотрения, так как они не взаимодействуют с калибровочными полями.

Поскольку электрический заряд является одним из генераторов группы SU(5), суммарный заряд SU(5)-мультиплета должен равняться нулю. Это устанавливает связь между зарядами лептонов и кварков. В частности, из  $Q_\nu = 0$  следует, что  $Q_d = +(1/3) Q_e$ , а  $Q_u = -(2/3) Q_e$ . Таким образом, получают объяснение дробные заряды кварков.

Теория содержит 24 калибровочных поля:  $\gamma$ ,  $W^\pm$ ,  $Z$ , 8 глюонов, 6 X-бозонов и 6 Y-бозонов. Свойства X- и Y-бозонов необычны. Они цветные:

и имеют дробные электрические заряды:  $X_i^{\pm 4/3}$ ,  $Y_i^{\pm 1/3}$ . О массах этих бозонов можно судить по тому, что при импульсах, больших этих масс, симметрия  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  восстанавливается до  $SU(5)$ .

Посмотрим на «карту» фундаментальных сил (рис. 2). Здесь по оси абсцисс отложен логарифм переданного импульса, а по оси ординат — обратные значения квадратов «бегущих» калибровочных констант сильного ( $1/\alpha_s$ ), слабого ( $1/\alpha_W$ ) и электромагнитного ( $1/\alpha_{em}$ ) взаимодействий. (Множитель 3/8 дает электромагнитной константе ту же нормировку, что и у констант  $\alpha_W$  и  $\alpha_s$ . При этом сумма квадратов зарядов частиц мультиплета равна сумме квадратов проекций их изоспина.)

Зависимость констант  $\alpha_i$  от импульса  $Q$  обусловлена поляризацией вакуума и дается соотношением

$$\alpha_i^{-1}(Q_1) - \alpha_i^{-1}(Q_2) = \frac{b_i}{2\pi} \ln \frac{Q_1}{Q_2};$$

здесь

$$b_{em} = \frac{22}{3} \sum q_1^2 - \frac{4}{3} \sum q_{1/2}^2 - \frac{1}{3} \sum q_0^2,$$

$$b_s = 11 - \frac{2}{3} n_f(Q),$$

$$b_w = \frac{22}{3} - \frac{2}{3} n_f - \frac{1}{6} n_H,$$

где  $q_1$ ,  $q_{1/2}$ ,  $q_0$  — электрические заряды частиц со спином 1, 1/2 и 0 соответственно, а сумма берется по всем этим частицам,  $n_f(Q)$  — число различных ароматов кварков с массами  $m \ll Q$ , а  $n_H$  — число скалярных дублетов с  $m \ll Q$ . Пунктирная линия изображает продолжение траектории  $1/\alpha_W$  в том случае, если бы W-бозоны и фермионы были безмассовы.

Мы видим, что бегущие константы встречаются в одной точке. Координаты этой замечательной точки:  $\alpha_{GU} \approx 0,02$ ,  $Q_{GU} \approx$   
 $\approx 5 \cdot 10^{14}$  ГэВ. (Индекс GU — от английского Grand Unification.)

Ожидаемые массы X- и Y-бозонов должны быть порядка  $Q_{GU}$ . Рассматривая взаимодействие X- и Y-бозонов с фермионами, легко увидеть, что X и Y должны переходить как в пары антилептон + антикварк, так и в пары кварков:

$$e^+ \bar{d} \leftarrow X \rightarrow uu,$$

$$\bar{v}_e \bar{d} \leftarrow Y \rightarrow ud.$$

В результате этих переходов, идущих с несохранением барионного заряда, нуклоны могут превращаться в лептоны:

$$p = uud \rightarrow e^+,$$

$$n = udd \rightarrow \bar{v}.$$

(Разумеется, в силу сохранения энергии и импульса одиночный лептон вылететь не может, и речь идет о распадах типа  $p \rightarrow e^+ \pi^0$ ,  $p \rightarrow e^+ \pi^+ \pi^-$  и т. д.) По теоретическим оценкам время жизни протона составляет

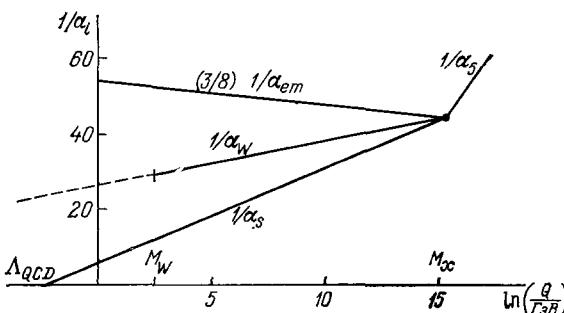


Рис. 2.

$\tau_p^{\text{теор}} = 10^{30 \pm 3}$  лет. Эксперимент дает  $\tau_p^{\text{эксп}} > 10^{30}$  лет. Основная неопределенность в  $\tau_p^{\text{теор}}$  связана с массой X-бозона  $M_X$ . Заметим, что  $\tau_p \propto M_X$ , а  $M_X \propto \Lambda_{\text{QCD}}$  (см. «карту»). Теоретическая величина  $10^{30}$  лет отвечает значению  $\Lambda = 400$  МэВ. Если принять  $\Lambda = 100$  МэВ в соответствии с аргументами, изложенными выше при обсуждении квантовой хромодинамики, то для обнаружения распада протона оказалось бы достаточно бочки воды. Сопоставим это с масштабом планируемых и уже ведущихся подземных экспериментов, имеющих дело с массами  $10^3$ — $10^4$  тонн и способных измерить  $\tau_p \approx 10^{33}$  лет.

Проведенная выше теоретическая оценка времени жизни протона относится к варианту так называемой минимальной SU(5)-модели с минимальным набором мультиплетов скалярных частиц: 24, 5,  $\bar{5}$ . Если добавить к ним 45-плет скаляров, то можно поднять ожидаемое время жизни протона выше возможностей самого чувствительного из готовящихся экспериментов. Заметим, что в других гранд-моделях, основанных на группах более высокого ранга, о которых речь будет идти ниже, неопределенности в предсказании  $\tau_p$  не меньше. Так что если распад протона будет обнаружен экспериментально, то это надо будет рассматривать как особую благосклонность Природы к физикам.

Наблюдение распада протона было бы необыкновенно важно. Это был бы эксперимент века. Подобно камертону, он настроил бы всю физику высоких энергий на планковские частоты. Доказав законность экстраполяций на 14 порядков по энергии, этот эксперимент определил бы дальнейшее развитие физики высоких энергий на многие годы.

Измеряя парциальные ширины отдельных каналов, измеряя угловые распределения и поляризации продуктов распада, выясняя правила отбора, которым подчиняются отдельные каналы распада, можно было бы многое узнать о физике очень малых расстояний.

Среди наиболее интересных вопросов укажем на вопрос о том, сохраняется ли разность барионного и лептонного квантовых чисел,  $B - L$ . (В минимальной SU(5)-модели она сохраняется.) Другой интересный вопрос — это перемешивание фермионов различных поколений при их взаимодействии с X- и Y-бозонами. Если это перемешивание мало, как в минимальной SU(5)-модели, то  $\Gamma(p \rightarrow e^+\pi^0) \gg \Gamma(p \rightarrow \mu^+\pi^0)$ . В противном случае это не так.

Если бы распад протона был обнаружен, нам бы удалось заглянуть, как сквозь замочную скважину, в «горячую лабораторию» великого объединения. К сожалению, на большее мы сегодня рассчитывать не можем.

Несохранение барионного заряда позволяет в принципе объяснить наблюдаемую барионную асимметрию Вселенной. Этот вопрос более подробно будет рассмотрен в главе, посвященной астрофизике.

Кратко коснемся других предсказаний SU(5)-модели. Модель предсказывает значение  $\sin^2 \theta_W = 0,20 - 0,21$ . Это число, с одной стороны, настолько близко к экспериментальному ( $0,22 - 0,24$ ), что случайное совпадение кажется неправдоподобным. С другой стороны, однако, намечается некоторое несовпадение двух чисел, которое при дальнейшем уточнении как теории, так и опыта может оказаться роковым для модели.

В ненарушенной SU(5), выше энергии великого объединения, массы заряженного лептона и «нижнего» кварка (с  $Q = -1/3$ ) в каждом поколении должны быть равны друг другу. Если учесть рост массы кварка при переходе от  $\sim 10^{15}$  ГэВ к  $\sim$ гигаэлектрон-вольту (масса лептона меняется при этом несущественно), то можно получить

$$\frac{m_b}{m_\tau} \approx \frac{m_s}{m_\mu} \approx \frac{m_d}{m_e} \approx 3.$$

Для  $b$ -кварка и  $\tau$ -лектона это соотношение выполняется неплохо. Для двух других пар — не выполняется. Расхождение можно устранить с помощью дополнительных скалярных мультиплетов или путем введения дополнительного неперенормируемого взаимодействия типа  $(\frac{1}{M}) \bar{\phi} \bar{\psi} \phi \psi$ , где  $\phi$  и  $\psi$  — скалярное и спинорное поля соответственно, а константа  $M$  порядка массы Планка.

Из формулы для массы  $b$ -кварка:  $m_b(Q) \approx 4,8 [\alpha_s(Q)/\alpha_s(m_b)]^{4/b(Q)} \text{ ГэВ}$  видно, что экстраполяция зависит от числа кварковых ароматов  $n_f$ , поскольку  $b = 11 - (\frac{2}{3}) n_f$ . Легко убедиться, что соотношение  $m_b/m_\tau \approx \approx 3$  сильно нарушается, если число фермионных поколений не 3, а, скажем, 6. Важно подчеркнуть, что это ограничение на число фермионных поколений относится и к вкладам очень тяжелых фермионов.

SU(5)-модель не дает жестких предсказаний относительно массы нейтрино. Хотя наиболее естественным для этой модели считаются безмассовые нейтрино, в ней существуют в принципе и другие возможности. Так, например, введя скалярный 15-плет, можно дать майоранову массу левому нейтрино  $m_L$ . Однако, для того чтобы она была приемлемо мала, соответствующая юкавская константа должна быть крайне малой, что кажется неестественным. Привлекая синглет  $v_R$ , можно в принципе получить и диракову массу  $m_D$ . Заметим, что майоранову массу  $m_L$  может дать и неперенормируемое взаимодействие  $\sim (\frac{1}{M}) \phi \bar{\phi} \psi \bar{\psi}$ ; в этом случае

$$m_L \sim \frac{M_p^2}{M} \sim 10^{-6} - 10^{-10} \text{ эВ.}$$

Наиболее сложной нерешенной проблемой SU(5)-модели является проблема иерархии масс. Массы всех частиц в этой модели генерируются механизмом спонтанного нарушения симметрии в скалярном секторе теории. При этом в простейшем варианте нарушение SU(5) до  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  дает вакуумное среднее  $\langle H_{24} \rangle \approx 10^{15} \text{ ГэВ}$ , а нарушение  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  до  $SU(3) \times U(1)$  дает вакуумное среднее  $\langle H_5 \rangle \approx 10^2 \text{ ГэВ}$ . Скалярные бозоны  $H_{24}$  и  $H_5$  связаны между собой. В любом случае такая связь должна существовать за счет обменов калибровочными полями. До сих пор непонятно, каким образом, несмотря на радиационные поправки может возникнуть и не нарушиться различие вакуумных средних, составляющее 13 порядков. Проблема иерархии масштабов существует не только в SU(5), но и в других гранд-моделях, к обсуждению которых мы сейчас переходим.

Группа 5-го ранга SO(10) имеет некоторые достоинства по сравнению с SU(5). Прежде всего, все фермионы одного поколения входят в неприводимое представление SO(10):  $16 = 1 + \bar{5} + 10$ . Модель SO(10) имеет 45 калибровочных бозонов. В модели автоматически отсутствуют так называемые треугольные аномалии. Минимальная SO(10)-модель содержит 4 скалярных мультиплета: 10, 16,  $\bar{16}$ , 45. Рассматриваются также варианты, включающие скалярные мультиплеты 120 и 126. (Приведем SU(5) — состав некоторых SO(10)-представлений:  $10 = 5 + \bar{5}$ ,  $45 = 24 + 10 + \bar{10} + 1$ ,  $120 = 45 + \bar{45} + 10 + \bar{10} + 5 + \bar{5}$ ,  $126 = 50 + 45 + \bar{15} + 10 + 5 + \bar{5} + 1$ .)

Нарушение SO(10)-симметрии может происходить различными путями:

$$1) \text{ SO}(10) \rightarrow \text{SU}(5) \rightarrow \text{SU}(3) \times \text{SU}(2) \times \text{U}(1) \rightarrow \text{SU}(3) \times \text{U}(1),$$

$$\begin{aligned}
 2) \text{ SO(10)} &\xrightarrow{M_A} \text{SU(4)} \times \text{SU(2)} \times \text{U(1)} \xrightarrow{M_B} \text{SU(3)} \times \text{SU(2)} \times \text{U(1)} \xrightarrow{M_C} \\
 &\qquad\qquad\qquad \xrightarrow{M_G} \text{SU(3)} \times \text{U(1)}, \\
 3) \text{ SO(10)} &\rightarrow \dots \rightarrow \text{SU(3)} \times \text{SU(2)}_L \times \text{SU(2)}_R \times \text{U(1)} \xrightarrow{M_R} \text{SU(3)} \times \\
 &\qquad\qquad\qquad \times \text{SU(2)} \times \text{U(1)} \rightarrow \text{SU(3)} \times \text{U(1)}.
 \end{aligned}$$

В первой цепочке вакуумное среднее  $\langle H_{16} \rangle$  нарушает SO(10) до SU(5);  $\langle H_{45} \rangle$  нарушает SU(5) до  $\text{SU}(3) \times \text{SU}(2) \times \text{U}(1)$ ;  $\langle H_{10} \rangle$  дает последнее нарушение. Отметим, что две другие цепочки дают возможность получить значения  $\sin^2 \theta_W$ , большие чем в SU(5)-модели. Так, например, во второй цепочке  $\sin^2 \theta_W = 0,23$  при  $M_A \approx 10^{15}$  ГэВ и  $M_B \approx 10^{12}$  ГэВ. В третьей цепочке  $0,25 \geq \sin^2 \theta_W \geq 0,21$  при  $10^6 \leq M_R \leq 10^{11}$  ГэВ.

Маленькая масса левого нейтрино  $m_L$  может появиться в SO(10) естественным образом за счет перемешивания  $v_L \rightarrow v_R$ :

$$\underline{\nu}_L \xrightarrow{m_L} \bar{\nu}_L = \underline{\nu}_L \xrightarrow{m_D} \nu_R \xrightarrow{m_R} \bar{\nu}_R \xrightarrow{m_P} \bar{\nu}_L$$

Здесь учтено, что  $m_L$  дает переходы  $v_L \leftrightarrow \bar{v}_L$ ,  $m_R$  дает переходы  $v_R \leftrightarrow \bar{v}_R$ , а  $m_D$  дает переходы  $v_L \leftrightarrow v_R$  и  $v_L \leftrightarrow \bar{v}_R$ . Естественная величина  $m_R$  в SO(10) должна быть очень большой. Для варианта, содержащего скалярный 126-плет,  $m_R \sim 10^{15}$  ГэВ, поскольку 126 включает SU(5)-синглет. Для минимального варианта  $m_R \neq 0$  возникает лишь при учете радиационных поправок и поэтому меньше:  $m_R \sim 10^{10}$  ГэВ. Если принять  $m_D \sim 1$  ГэВ, как для с-кварка, то, глядя на рисунок, легко получить следующее значение эффективной майорановой массы левого нейтрино:

$$m_L^{\text{эфф}} \sim \frac{m_D^2}{m_R} \sim 10^{-1} - 10^{-6} \text{ эВ.}$$

Эта оценка относится к  $v_\mu$ . Для  $v_e$  в этом случае естественно было бы ожидать меньших значений, а для  $v_\tau$  — больших.

В моделях великого объединения и, в частности, в SO(10)-модели наряду с обычным распадом протона могут возникнуть процессы с изменением барионного квантового числа на две единицы. Речь идет о распадах, в которых два нуклона переходят в мезоны, и осцилляционных переходах нейтрон  $\leftrightarrow$  антинейтрон в вакууме. Источником таких процессов является взаимодействие кварков со скалярными полями типа того, которое изображено на диаграмме рис. 3. Здесь волнистые линии описывают скалярные частицы, а крестиком отмечено вакуумное среднее  $\langle H_{126} \rangle$ .

Размерные соображения позволяют связать между собой частоту осцилляций и вероятность распада, исходя из того, что первая величина линейна, а вторая квадратична по эффективной константе взаимодействия:

$$\tau_{\text{расп}} \sim \tau_{\text{осц}}^2 m_{\text{протона}}.$$

Из этого соотношения следует, что времени жизни порядка  $10^{30}$  лет отвечает период осцилляций порядка года. Экспериментальные поиски таких осцилляций на интенсивных пучках медленных нейтронов кажутся осуществимыми и представляют очень большой интерес. Возможно, имело бы смысл поискать на опыте осцилляционные переходы обычных атомов в антиатомы (например,  $e^- p \rightarrow e^+ \bar{p}$ ), хотя в настоящее время не видно теоретических оснований для таких переходов и, даже если бы такие

переходы существовали, они были бы очень медленные из-за больших размеров атомов.

Модель, основанная на исключительной группе 6-го ранга,  $E_6$ , обладает рядом своеобразных свойств.

Сегодня модель  $E_6$  выглядит несколько великоватой для описания известных частиц. Группа  $E_6$  содержит  $SO(10)$  в качестве своей подгруппы. Так, например, 16 левоспиральных фермионов одного поколения, образующих фундаментальное представление  $SO(10)$ , входят в группе  $E_6$  в 27-плет:  $27 = 16 + 10 + 1$ . Среди остальных 11 состояний 6 принадлежат синглетному кварку с  $Q = -1/3$ , одно — синглетному майоранову лептону № 4 и 4 — дублету лептонов ( $L^+$ ,  $L^0$ ). По предположению все они сверхтяжелые. Модель  $E_6$  не содержит треугольных аномалий. В ней 78 калибровочных бозонов ( $78 = 45 + 16 + \overline{16} + 1$ ).

Простейшие хиггсовые мультиплеты в  $E_6$ : 27 и 351 ( $27 \times 27 = \overline{27} + + 351_s + 351_d$ , где  $351 = 144 + 126 + 54 + 16 + 10 + 1$ ,  $351' = 144 + + 120 + 45 + 16 + \overline{16} + 10$ ). Как видно, хиггсовые мультиплеты (27 и 351') обладают тем свойством, что их можно представить в виде билинейных комбинаций фермионов. Поэтому скалярные бозоны в принципе могут

рассматриваться как составные. В случае группы  $SO(10)$  это не так, поскольку среди хиггсовых мультиплетов в этой группе имеются 16 и 45, которые нельзя представить как билинейные комбинации фермионов ( $16 \times 16 = 126 + 120 + 10$ ). Наряду с цепочкой нарушений  $E_6 \rightarrow SO(10) \rightarrow SU(5)$  группа  $E_6$  может нарушаться и многими другими путями. В частности, ее можно сразу нарушить до  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ .

Все три рассмотренные выше модели обладают тем свойством, что три фермионных поколения содержатся в них независимо друг от друга, не объединяясь в единый мультиплет. Второе и третье поколения являются

как бы ксероксовыми копиями первого. Имеется большое число других моделей такого «ксероксова» типа, например  $SU(8)_L \times SU(8)_R$  или  $SU(16)$ . Чем выше ранг группы, тем больше частиц в ее мультиплетах, тем разнообразнее цепочки нарушений. В модели  $SU(5)$  от  $10^2$  ГэВ до  $10^{14}$  ГэВ нет никакой новой физики, а происходит лишь медленное изменение калибровочных констант. Об этой области энергий часто говорят как о калибровочной пустыне. В моделях более высокого ранга в пустыне появляются оазисы новых взаимодействий. Их становится все больше по мере роста ранга группы. Постепенно они сливаются в огромный экзотический сад.

Как правило, еще более богаты новыми явлениями модели, в которых все поколения объединены в одну большую семью. Рассматривалось несколько типов таких «истинно великих» моделей.

1) Ортогональные:  $SO(18)$ ,  $SO(22)$ , ...,  $SO(4n+2)$  с  $2^{2n}$  частицами в спинорном мультиплете.

2) Унитарные:  $SU(8)$ ,  $SU(11)$ ,  $SU(14)$ , ...

3) Произведения простых групп, связанных дискретной симметрией, так что имеется лишь одна калибровочная константа:

$$[SU(5)]^2, [SO(10)]^2, [SU(6)]^4, \dots$$

4) Исключительные группы:  $E_6$ ,  $E_7$ ,  $E_8$ .

Эти модели содержат калибровочные бозоны, дающие так называемые горизонтальные переходы между поколениями. Если массы этих бозонов достаточно малы, то должны существовать редкие распады типа  $\mu \rightarrow e\gamma$ .

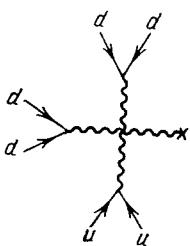


Рис. 3.

Некоторые из «истинно великих» моделей являются настолько «тесными», «жесткими», что, по-видимому, смогут быть проверены в самом ближайшем будущем. В первую очередь это относится к модели  $E_6$  (не путать ее с «ксероксовой»  $E_6$ , рассмотренной выше). В этой модели все известные фермионы входят в один 27-плет, который содержит 2 кварка с  $Q = +2/3$ , 4 кварка с  $Q = -1/3$ , 5 лептонов с  $Q = 0$  и 4 лептона с  $Q = -1$ :

u	c
d	s
v <sub>e</sub>	v <sub>μ</sub>
e	μ
b	h
v <sub>τ</sub>	v <sub>λ</sub>
τ	λ
v <sub>ρ</sub>	

(С учетом цвета мы имеем 18 кварков и 9 лептонов.) Таким образом, модель предсказывает существование еще 4 пока необнаруженных частиц. Заметим, что среди них нет t-кварка! В модели должны существовать нейтральные токи, меняющие аромат кварков. Рассмотренные в литературе варианты модели, в которых эти нейтральные токи не содержат переходов между легкими кварками, исключают заряженные токи, переводящие b-кварки в c-кварк. Это предсказание, по-видимому, противоречит экспериментальным данным, полученным в самое последнее время при изучении продуктов распада  $\Upsilon''$ -мезона.

Особой точкой в океане моделей является самая старшая из исключительных групп:  $E_8$ . Ее интересным свойством является то, что размерности фундаментального и присоединенного представлений одинаковы: 248 фермионов и 248 калибровочных бозонов. К сожалению, скалярные частицы в модели исчисляются тысячами. Это обстоятельство отпугивало теоретиков, и детального изучения модели  $E_8$  в литературе нет.

Подводя итоги обзора гранд-моделей, следует заключить, что идея великого объединения является, несомненно, очень привлекательной и многообещающей. Существует ряд указаний на то, что великое объединение действительно реализуется в природе. С другой стороны, имеется большое число трудностей и нерешенных вопросов. Сегодня мы еще не в состоянии сделать выбор между различными конкурирующими моделями. Мы как бы пытаемся восстановить облик динозавра по нескольким костям. Трудно представить себе, что с этой задачей можно будет справиться, если не будет зарегистрирован распад протона. Конечно, точные данные о нейтральных токах или нейтриноных массах являются чрезвычайно важными. Но только экспериментальное открытие несохранения барионного заряда переведет обсуждение великого объединения из сослагательного наклонения в изъявительное. Перефразируя высказывание М. Голдхабера: «Если уж протону суждено умереть, пусть он умрет у нас на руках и поскорей!».

Среди наиболее серьезных пороков моделей великого объединения выделяются два: 1) эти модели не включают гравитацию; 2) их хиггсов сектор, в отличие от калибровочного, выглядит произвольным и неестественным. Существует надежда, что от обоих этих пороков удастся исцелиться на путях суперобъединения, в рамках расширенной супергравитации.

## 10. СУПЕРОБЪЕДИНЕНИЕ

Алгебра суперсимметрии наряду с обычными генераторами группы Пуанкаре — пространственно-временных сдвигов  $P_\mu$  и вращений  $M_{\mu\nu}$  — содержит спинорные генераторы  $Q_\alpha$ . Наряду с обычными коммутаторами эта алгебра содержит антикоммутатор спинорных генераторов (подоб-

ные алгебры называются градуированными):  $\{Q_\alpha \bar{Q}_\beta\} = -2P_\mu(\gamma_\mu)_{\alpha\beta}$ , где  $\gamma_\mu$  — матрицы Дирака.

Суперсимметричные мультиплеты содержат и бозоны и фермионы. Простейшим примером является мультиплет, содержащий фотон и безмассовое майораново нейтрино. Бозонные и фермионные состояния в мультиплете связаны спинорными генераторами.

Суперсимметрия открывает уникальную возможность объединения внутренних симметрий с геометрическими. Практически это осуществляется «навешиванием» на спинорный генератор некоторого внутреннего индекса  $i$ :  $Q_\alpha^i$ . То, что получается в результате, называется расширенной суперсимметрией.

Суперсимметрия может быть как глобальной, так и локальной. Примером модели с расширенной глобальной суперсимметрией является модель, содержащая 11 безмассовых частиц: одну с  $J = 1$ , 4 с  $J = 1/2$  и 6 с  $J = 0$  (всего 8 бозонных и 8 фермионных состояния с определенной спиральностью). Эта модель обладает глобальной  $SU(4)$ -симметрией.

Поскольку инвариантность относительно локальных преобразований координат влечет за собой включение гравитационного поля, то локально суперсимметричная теория должна содержать гравитоны — безмассовые частицы с  $J = 2$ . Кроме того, она должна содержать гравитино — безмассовые частицы со спином 3/2. Простейшим примером локально суперсимметричной теории (супергравитации) является теория, содержащая один гравитон и одно гравитино. Простейшая расширенная супергравитация содержит один гравитон, два гравитино и один фотон. Это так называемая  $N = 2$  супергравитация. Последовательно действуя на гравитон и последующие компоненты мультиплета спинорными генераторами  $Q_\alpha^i$ , легко убедиться в том, что максимально расширенная супергравитация, не содержащая частиц с  $J > 2$ , отвечает  $N = 8$ . Мультиплет  $N = 8$  супергравитации содержит следующие безмассовые частицы: один гравитон, 8 гравитино, 28 бозонов с  $J = 1$ , 56 фермионов с  $J = 1/2$  и 70 скаляров (т. е. 128 бозонных и 128 фермионных состояний с данной спиральностью). Такая теория обладает симметрией  $SO(8)$ . С расширенной супергравитацией связаны очень большие ожидания («суперожидания»): существует надежда, что развитие супергравитации приведет к единой теории всех взаимодействий. Объединение всех частиц в один супермультиплет фиксирует размерности различных гранд-мультиплетов и, в частности, скалярных, а также фиксирует юковские константы.

Хорошо известно, что петли виртуальных фермионов и бозонов дают вклады противоположных знаков. В суперсимметрии эти вклады компенсируют друг друга. Так, например, недавно было показано, что в упомянутой выше  $SU(4)$ -модели с произвольной дополнительной калибровочной инвариантностью функция Гелл-Манна — Лоу равна нулю не только в одно- и двух-, но и в трехпетлевом приближении. Подобные компенсации могли бы иметь место и для масс скалярных частиц, обеспечивая иерархию масштабов. Если зануление имеет место во всех порядках, то теория конформно инвариантна.

Проявления фермион-бозонных компенсаций имеются и в супергравитации. Так, для обычной квантовой гравитации (без вещества) доказано, что расходимость отсутствует в однопетлевом приближении. В то же время для  $N = 1$  супергравитации расходимостей нет также и в двухпетлевом приближении.

Очень интересной физической величиной, для которой обсуждаемые компенсации могут быть жизненно важными, является так называемый космологический член  $\lambda$ , который описывает гравитационное воздействие

вакуума.  $\lambda$ -член должен возникнуть из-за квантовых флуктуаций в вакууме. На основе наивных размерных соображений можно было бы думать, что  $\lambda \sim m_p^4 \sim 10^{78}$  ГэВ<sup>4</sup>. Но эта энергетическая плотность невообразимо велика: как если бы все нуклоны Вселенной были заключены в каждой ячейке пространства, имеющей нуклонный комптоновский объем. Даже если бы такой объем содержал массу только одного нуклона, все равно получилась бы неприемлемо большая величина  $\lambda \sim m_p^4 \sim 1$  ГэВ<sup>4</sup>. Наблюдательные же астрономические данные указывают на то, что  $\lambda < 10^{-47}$  ГэВ<sup>4</sup> (что отвечает примерно одной протонной массе в кубометре вакуума). Это означает, что осуществляются сверх-сверхтонкие компенсации между вакуумными флуктуациями различных полей и только поэтому вакуум выглядит как пустое пространство. Как говорил И. Я. Померанчук: «Вакуум наполнен глубочайшим физическим содержанием».

Супергравитация находится пока в младенческом возрасте. Только недавно была построена  $N = 2$  супергравитация со всеми вспомогательными полями. Большие значения  $N$  еще ждут своей очереди. Очень далека от своего решения и проблема нарушения симметрии в супергравитации.

Когда в  $N$ -супергравитации калибруется группа  $SO(N)$  с зарядом  $e$ , то возникают масса гравитино порядка  $e m_p$  и космологический член порядка  $e^2 m_p^4$ . Нарушение симметрии должно происходить таким образом, чтобы полностью скомпенсировать этот огромный член.

При построении супергравитационных моделей важную роль играют пространства высших размерностей, вплоть до  $d = 11$ , включающие наше четырехмерное пространство в качестве подпространства. Может быть, когда-нибудь дополнительные 7 измерений станут столь же физичны, как кварки сегодня. Отметим здесь также интересную попытку объединить в единое пространство не только обычные координаты  $x_\mu$  и антикоммутирующие спинорные переменные  $\theta_\alpha^i$  (образующие так называемое суперпространство), но и физические поля, входящие в супермультиплет.

Здание современной физики строится одновременно на различных уровнях, и мы переходим сейчас к обсуждению феноменологических применений пока еще несуществующей нарушенной расширенной супергравитации. Одна из серьезных трудностей здесь заключается в том, что даже максимальная из групп —  $SO(8)$  — слишком тесна, чтобы вместить группу известных взаимодействий  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  со всеми необходимыми калибровочными и фермионными полями. Обсуждается два возможных способа преодоления этой трудности.

1. Перейти к  $N > 8$ , включив поля со спинами  $J > 2$ .

2. Найти и использовать некую скрытую симметрию теории с  $N = 8$ .

На первом пути серьезных успехов пока не было. Но легким этот путь быть и не может. В некотором смысле прогресс теории элементарных частиц можно рассматривать как подъем (а временами и спуск, например, с  $J = 2$  до  $J = 3/2$ ) по лестнице спинов, обсуждавшейся в начале статьи. Те ступеньки, которые уже покорены, не кажутся нам трудными. Но покорение каждой из них требовало поистине альпинистской техники.

По существу, все головокружительные успехи неабелевых калибровочных теорий сводятся к тому, что мы научились (или думаем, что научились?) работать не только с векторным дальнодействием (фотонами), но и с векторным близкодействием (глюонами, W-, Z- и H-бозонами). Очевидно, что работающая квантовая теория полей с  $J > 2$  была бы достижением более серьезным, чем все созданные до сего времени теории.

На втором пути в последние два-три года наметилось интересное развитие. Было обнаружено, что  $N = 8$  супергравитация с глобальной  $SO(8)$ -симметрией содержит скрытую локальную нелинейную  $SU(8)$ -

симметрию. Следующий шаг заключался в предположении, что благодаря квантовым поправкам вспомогательные векторные поля приобретут кинетические члены и начнут распространяться. (Такое явление было обнаружено в двумерной нелинейной  $\text{CP}^{n-1}$ -модели.) В сущности, было предположено, что 63 калибровочных поля  $SU(8)$  являются связанными состояниями исходных фундаментальных полей, входящих в мультиплет  $N = 8$  супергравитации. Группа  $SU(8)$  достаточно широка, чтобы вместить в себя цвет, слабый изоспин и поколения фермионов, так что  $SU(8)$ -супермультиплет связанных состояний по предположению содержит не только наши калибровочные поля, но и кварки, лептоны и скалярные бозоны. Все они теперь составные. Кроме того, в него входит и большое число других связанных состояний, в частности, с  $J > 1$ .

Для дальнейшего очень важно понятие перенормируемого подмножества частиц. Описываемая  $SU(8)$ -теория неперенормируема, и характерный масштаб в ней — масса Планка  $m_p$ . Поэтому массы частиц в этой теории должны быть, вообще говоря, порядка  $m_p$ . Исключение составляет подмножество частиц с  $J \leqslant 1$ , взаимодействие между которыми перенормируемо и которые в силу этого могут оставаться безмассовыми. По существу, здесь речь идет о соображениях, основанных на размерности. Неперенормируемые взаимодействия степенным образом растут вплоть до импульсов порядка  $m_p$ , а при перенормируемой логарифмической зависимости от импульса вклад малых расстояний в квантовые поправки мал. Чтобы «выжить», «спастить» из области  $m_p$  и оставаться безмассовой и динамической при малых энергиях, частица должна вместе с некоторыми другими «избранными» частицами ограничить свои взаимодействия только такими, которые описываются эффективным перенормируемым калибровочным лагранжианом. Все остальные частицы становятся сверхтяжелыми (порядка  $m_p$ ) из-за своих неперенормируемых сильных взаимодействий.

Понятие «группы спасшихся частиц», обладающих калибровочным перенормируемым взаимодействием, является более общим, чем обсуждаемая  $SU(8)$ -модель. Оно может явиться объяснением той важной роли, которую играют перенормируемые калибровочные взаимодействия в Природе. Используя это понятие, можно попытаться, в частности, выйти за рамки  $N = 8$  и рассматривать супергравитационные схемы с  $N > 8$ , содержащие частицы с  $J > 2$ . Все равно все эти частицы будут иметь массы порядка  $m_p$  и на больших расстояниях не проявятся.

Попытка выделить набор «спасшихся частиц» в случае  $SU(8)$ -теории привела к очень интересному и поучительному результату. При некоторых дополнительных предположениях оказалось, что эти частицы и взаимодействия между ними описываются калибровочной  $SU(5)$ -симметрией с ее 24 векторными бозонами. При этом, что очень важно, имеется только три фермионных поколения с мультиплетами  $\bar{5} + 10$  в каждом и минимальный набор скалярных бозонов:  $5 + \bar{5} + 24$ . Таким образом, гора расширенной супергравитации родила мышь минимальной  $SU(5)$ -модели. Если эта картина правильна, то не должно быть более высоких гранд-симметрий типа  $\text{SO}(10)$ ,  $E_6$  и т. д.; не должно быть техницев; не должно быть доступных наблюдению суперсимметричных частиц: гравитино, глюино, фотино. Но должен существовать распад протона со временем жизни, не превышающим  $10^{33}$  лет. И должна существовать «калибровочная пустыня», а новое сильное взаимодействие появится лишь вблизи  $m_p$ .

Большинство физиков не верит в перспективу калибровочной пустыни. Мы привыкли к тому, что до сих пор каждое новое продвижение по

шкале энергий открывало новые физические явления. Но если бы облака вокруг Земли были так плотны, что только наше поколение, прорвавшись сквозь них, впервые увидело бы звезды, готовы ли бы мы были поверить, что между нами и ближайшей звездой лежит безбрежная пустыня?

Заканчивая обсуждение супергравитации, уместно сделать несколько замечаний о собственно гравитационном взаимодействии и константе  $G_N$ . Имеется ряд попыток построить перенормируемую теорию гравитации. При этом  $G_N$  не рассматривается как фундаментальная константа, а возникает в результате спонтанного нарушения симметрии. Если бы удалось построить такую теорию, то в ней гравитационное взаимодействие не было бы сильным не только ниже  $m_p$ , но и в постпланковской области.

С другой стороны, нельзя считать исключенным, что масса Планка — это просто мираж, такой же, каким был в свое время классический радиус электрона:  $\alpha m_e^{-1}$ . Возможно, что гравитационное взаимодействие модифицируется на не очень малых расстояниях. Ведь закон Ньютона проверен на опыте лишь до сантиметровых расстояний, да и то с не очень высокой точностью. (Вообще, константа Ньютона  $G_N$  известна лишь с точностью до четырех значащих цифр.) Мне не кажется правдоподобной возможность упомянутой модификации, но исключить ее нельзя.

## 11. АСТРОФИЗИКА И КОСМОЛОГИЯ

Еще десять — двадцать лет тому назад могло показаться, что из трех основных элементов физики — наблюдения, эксперимента и теории — первый целиком принадлежит истории. Роль астрономии в установлении новых физических законов, столь решающая во времена Ньютона, казалась, сопла на нет. В последние годы, однако, положение резко меняется. Астрофизические и космологические данные играют все возрастающую роль в фундаментальной физике, особенно при оценке жизнеспособности тех или иных физических моделей строения частиц. С другой стороны, физики все в большей степени претендуют на то, чтобы, опираясь на знание свойств элементарных частиц, вычислить такие свойства Вселенной, которые традиционно рассматривались как «священные начальные условия». Претензии физики растут.

В основе современной космологии лежит теория горячей Вселенной, получившая почти всеобщее признание после открытия реликтового теплового радиоизлучения. Мы знаем, что чем моложе была Вселенная, тем она была горячей. Из того факта, что теория первичного нуклеосинтеза хорошо согласуется с наблюдательными данными о распространенности элементов, следует, что мы уверенно можем описывать поведение Вселенной в первые секунды ее существования, когда температура измерялась МэВ'ами. В настоящее время не видно каких-либо препятствий для экстраполяции нашего описания к более высоким температурам, вплоть до  $m_p$ . Поведение Вселенной при этих температурах определяется поведением элементарных частиц на таких малых расстояниях, где должны проявляться динамические свойства теорий суперобъединения и великого объединения. Таким образом, ранняя Вселенная является как бы естественной лабораторией для проверки этих теорий.

Среди основных параметров, характеризующих Вселенную, есть несколько, которые в последнее время привлекают к себе особое внимание. Об удивительной малости (или равенстве нулю) космологической постоянной  $\lambda$  мы уже говорили. Другим, не менее удивительным фактом является то, что наблюдаемая средняя плотность вещества во Вселенной  $\rho$  близка

больше, чем видимая масса этих объектов. Пока совершенно не доказано, что эта скрытая масса принадлежит действительно нейтрино. Например, она могла бы существовать в виде холодных звезд типа Юпитера. Однако наблюдаемая распространенность дейтерия указывает на то, что скрытые частицы — не нуклоны.

Вообще, космологи приветствовали бы нейтриинные массы порядка 10 — 20 эВ, хотя и подчеркивают, что их аргументы не претендуют на роль доказательств. В частности, нейтрино с такими массами дают естественное объяснение того, каким образом формируются самые большие структурные ячейки Вселенной, так называемые блины (их насчитывается в наблюдаемой части Вселенной порядка  $10^6$ ). При  $T \lesssim m_\nu \approx 10$  эВ холодные нейтрино становятся гравитационно нестабильными и начинают образовывать нейтриинные облака, которые позднее, при  $T \lesssim 1$  эВ, начинают собирать атомную пыль. Плотность нейтриинных облаков  $\rho \sim T^4 \sim m_\nu^4$ , а их характерные размеры порядка времени их образования  $t$  (напомним, что  $c = 1$ ), которое в теории горячей Вселенной определяется соотношением  $t \approx m_p T^{-2} \sim m_p m_\nu^{-2}$ . В результате объем блина оказывается  $V \sim t^3 \sim m_p^3 m_\nu^{-6}$  и мы получаем удивительно простое и красивое соотношение, выражающее массы блинов, самых крупных объектов во Вселенной, через массы нейтрино — самых легких элементарных частиц:

$$M \sim V \rho \sim m_p^3 m_\nu^{-2},$$

что при  $m_\nu \sim 10$  эВ дает значение, близкое к наблюдаемому.

На существование нейтриинных осцилляций, возможно, указывают результаты многолетней охоты за солнечными нейтрино. Для детектирования этих нейтрино служит реакция  $v_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$ , выход которой измеряется в солнечных нейтриинных единицах (1SNU = 1 захват в 1 сек на  $10^{36}$  ядер). Ожидаемый эффект должен был составить 7 — 8 SNU, в то время как измерения дали  $2,2 \pm 0,4$ . Одно из возможных объяснений этого расхождения заключается в том, что благодаря осцилляциям солнечные электронные нейтрино вблизи Земли частично переходят в инертное состояние, например в  $v_\tau$ . Не исключено, однако, что причиной расхождения является неадекватная модель внутренней структуры Солнца. Решить этот вопрос могли бы подготовливаемые измерения потока мягких солнечных нейтрино с помощью галлиевого детектора. Я не буду касаться многих других явлений, обсуждаемых в литературе: взрывов сверхновых, черных дыр, возможности существования нестабильного (ложного) вакуума. Поистине, сегодняшняя физика устремлена в небо.

## 12. НОВЫЕ СТАБИЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ? НОВЫЕ ДАЛЬНОДЕЙСТВИЯ?

До сих пор, говоря о будущих экспериментах, мы имели в виду поиски тех частиц и явлений, существования которых можно в той или иной степени ожидать, опираясь на известные факты и теоретические построения. В отличие от этого, в данном разделе мы обсудим такие гипотетические частицы и взаимодействия, на возможное существование которых нет никаких, даже косвенных, указаний. Сегодня они никому не нужны. Было бы неправильно, однако, ограничивать роль эксперимента только проверкой имеющихся теорий. Ведь ни мюон в 1937 г., ни  $\tau$ -лептон в 1975 никому нужны не были. Совершенно неожиданным было и открытие в 1964 г.  $CP$ -неинвариантного взаимодействия. Эти примеры легко умножить. Можно не сомневаться, что экспериментаторы и в дальнейшем будут совершать «незапланированные» открытия, следя девизу Галилея: «Измеряй все доступное измерению и делай недоступное измерению доступным».

Начнем с обсуждения поисков новых стабильных частиц. Нижний предел для масс новых заряженных частиц  $M \leq 17$  ГэВ дают эксперименты на встречных пучках ПЕТРА, не обнаружившие рождения новых частиц вплоть до  $\sqrt{s} \approx 35$  ГэВ. Масс-спектроскопический анализ стабильного вещества (воды) проводился до  $M \leq 300$  ГэВ. Объектом поисков служил аномально тяжелый, «дикий водород», для обогащения которым вода подвергалась электролизу. Была получена нижняя граница для отношения концентраций «диких» и обычного водорода в воде:  $n_x/n_p < < 10^{-21}$ . Мне кажется очень важным всемерное расширение диапазона масс и увеличение чувствительности этих поисков. Было бы интересно также от воды перейти к другим веществам, в частности, провести поиски аномально тяжелых атомов в метеоритах, в тяжелых минералах и в продуктах извержения вулканов. Легко оценить, что если масса частиц, о которых идет речь, меньше, чем примерно  $10^{15} - 10^{16}$  ГэВ, атомы, содержащие эти частицы, еще недостаточно сильно притягиваются Землей, чтобы это притяжение разорвало их химические связи. Более тяжелые частицы, в частности так называемые максимоны с  $m \sim m_p$ , должны проваливаться к центру Земли.

Открытие «месторождения» отрицательно заряженных тяжелых частиц могло бы иметь не только научный интерес. Оно могло бы совершить переворот в энергетике. Дело в том, что такие частицы можно было бы использовать для холодного катализа реакций слияния, например,  $d + t + X^- \rightarrow He^4 + n + X^- + 17$  МэВ, где  $X^-$  — тяжелая стабильная частица. К сожалению, эффективность такого катализа ограничена из-за прилипания  $X^-$  к  $He^4$ . Разрушение «ионов»  $X^-He^4$  и регенерация  $X^-$  требуют времени, энергии и сложной технологии, так что с теми малыми количествами  $X^-$ -частиц, которые можно было бы получить на самых интенсивных ускорителях будущего, «каши не сваришь»: полученной энергии не хватит на электроплитку. Если бы, однако, удалось найти месторождение, хотя бы несколько килограмм  $X^-$ -частиц, то это могло бы решить все энергетические проблемы человечества.

Тяжелые стабильные частицы с массой  $\approx 1$  ТэВ предсказываются моделью технициста. Но мне кажется, что новые частицы следует искать во всем доступном диапазоне масс, не привязываясь к определенным теоретическим схемам. Чем тяжелее частица, тем легче ее обнаружить в спектрометре как по аномально большому времени пролета, так и по аномально малому отклонению в магнитном поле.

Очень интересны и поиски дробнозаряженных частиц. Сообщалось о наблюдении дробных зарядов в ниобиевых шариках. Недавно была указана возможная причина появления ложного эффекта в такого рода опытах. Поиски дробных зарядов очень интересны. Следует заметить, что дробными зарядами могут обладать не только цветные свободные кварки (в существование которых я не верю), но и бесцветные частицы — фрактоны. (Одной из разновидностей фрактонов являются так называемые хидроны, представляющие собой адроны, в которых один из夸ков заменен нейтральной частицей, принадлежащей цветному триплету гипотетических хиггсовых бозонов.)

Наконец, не исключено существование частиц, которые, обладая лишь гравитационным взаимодействием с обычным веществом, могут тем не менее довольно сильно взаимодействовать друг с другом, образуя специфическое у-вещество. Недавно обсуждалась гипотеза о том, что колебания Солнца с периодом 160 минут, о существовании которых несколько лет назад сообщили астрономы из Крымской обсерватории, а затем из Стэнфорда, могут быть вызваны у-планетой, с массой порядка массы Луны, движущейся на глубине порядка 20 000 км от поверхности Солнца.

В связи с наблюдаемыми возмущениями в движении Нептуна, Плутона и кометы Галлея в начале 70-х годов обсуждалась гипотеза о том, что эти возмущения обусловлены гипотетической 10-й планетой с массой Юпитера, расположенной на расстоянии 60 астрономических единиц от Солнца. Поиски этой планеты дали отрицательный результат. Более того, последующие уточненные расчеты показали, что такая планета, даже если бы она существовала, не привела бы к согласию между наблюдениями и расчетами. Этот пример показывает, однако, что в Солнечной системе могут существовать массивные не обнаруженные до сих пор тела. Было бы интересно предпринять поиски невидимых планет и астероидов в Солнечной системе с помощью космических кораблей.

Гравиметрические опыты представляют интерес и в связи с другим вопросом, а именно в связи с поисками новых дальнодействующих сил. Здесь речь идет уже о лабораторных опытах типа опыта Этвеша. Точные эксперименты по проверке равенства инертной и гравитационной масс исключают кулоноподобные или ньютоноидобные силы между лептонами и/или нуклонами, даже если эти силы на 10 порядков слабей гравитационного притяжения между этими частицами. Но сегодня не кажется невероятным, что при дальнейшем увеличении точности экспериментов новые дальнодействующие силы могут быть обнаружены. Одним из важных уроков последних лет явилось то, что не следует бояться очень больших (или очень малых) чисел. До последнего времени большие числа встречались лишь в космологии (число нуклонов, возраст Вселенной). В физике слабого, сильного и электромагнитного взаимодействий, пожалуй, самым большим параметром было  $m_p/m_e$  и, например, масса нейтрино порядка 10 эВ считалась «эстетически неприемлемой». Теперь с приходом гранд-моделей (и особенно супермоделей с их масштабом  $m_p$ ) наша психология изменилась. Нам уже не кажется странным ни легкое (но не безмассовое) нейтрино, ни долгоживущий (но распадающийся) протон. Не должны нам казаться невероятными и очень малые константы взаимодействий.

Говоря о дальнодействии, мы имели в виду потенциалы типа  $1/r$ , которым отвечают безмассовые частицы. Существенно слабей ограничения на гипотетические взаимодействия типа  $e^{-\mu r}/r$  с конечным, но большим радиусом, скажем, порядка километра или сантиметра. Для поисков таких сил опыты типа опыта Кавендиша предпочтительней опытов типа опыта Этвеша. Особенно интересно искать дальнодействующие силы, растущие с ростом энергии сталкивающихся частиц (или сталкивающихся систем частиц, например, ядер или кусков вещества) быстрей, чем гравитационные. Такие силы отвечали бы обмену очень легкими частицами с  $J > 2$ .

Следует учесть, что по отношению к новым дальнодействующим силам известные нам частицы могут оказаться «нейтральными», обладая не «зарядами», а лишь соответствующими дипольными «магнитными» моментами, если их спин равен  $1/2$ . (При  $J > 1/2$  они могли бы иметь более высокие «электрические» и «магнитные» мультипольные моменты. Если новое взаимодействие  $CP$ -неинвариантно, то у частиц должны быть и «электрические» дипольные моменты.)

Среди возможных сил, относительно которых известные нам частицы нейтральны, особенно интересными свойствами обладали бы силы, отвечающие неабелевым калибровочным полям с большим (даже с макроскопическим) радиусом конфайнмента. Если посмотреть на приводившуюся выше карту фундаментальных сил (см. стр. 26), то идея о возможности макроскопического радиуса конфайнмента не покажется странной. Действительно, на этой карте видно (см. пунктирную прямую), что если бы

W- и Z-бозоны были безмассовы, то радиус конфайнмента для обычных слабых сил измерялся бы миллиметрами.

Предположим на минуту, что наряду с известными калибровочными симметриями имеется еще одна: SU(2)<sub>θ</sub>, калибровочными полями которой являются три θ-глюона. Известные нам частицы не имеют θ-зарядов, они θ-нейтральны, но могут существовать более тяжелые частицы, несущие θ-заряды. Эти частицы в принципе могут обладать и обычными электрослабыми и сильными взаимодействиями, и мы сможем создавать их на ускорителях, когда подъемемся над порогом их рождения. Если справедливы общепринятые представления о конфайнменте, то рожденная на ускорителе пара θ-частиц, обладающих противоположными θ-зарядами, должна быть связана θ-глюонной нитью. Толщина этой θ-нити должна быть порядка радиуса конфайнмента  $R_\theta$ , удельная линейная плотность порядка  $R_\theta^{-2}$ , а ее длина  $L$  ограничена лишь имеющейся энергией:  $L = ER_\theta^6$ , где  $E$  — кинетическая энергия пары θ-частиц. Если предположить, что  $R_\theta \approx 10^{-6}$  см и взять  $E \approx 10$  ГэВ, то  $L$  порядка метра. Частицы, сидящие на концах нити, могли бы за счет электромагнитного взаимодействия (если у них отрицательный электрический заряд) или сильного взаимодействия (если их заряд положительный или равен нулю) связываться с ядрами обычных атомов. Притом, если сила натяжения нити меньше силы химической связи между атомами (порядка эВ/10<sup>-8</sup> см), то атомы, сидящие на концах нити, могли бы химически приклеиваться к обычному веществу (для этого надо, чтобы  $R_\theta \gg 10^{-6}$  см).

Очень толстой θ-нить быть не может, так как при  $R_\theta \geq 1$  см она должна раствориться в газе реликтовых θ-глюонов, температура которого порядка 3 К.

Поразительны свойства θ-нитей: они должны быть абсолютно прочными, могут неограниченно удлиняться и совершенно свободно прорезать стены, горы, земной шар!

### 13. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Физика элементарных частиц имеет в своем все расширяющемся арсенале самые разнообразные инструменты: ядерные реакторы, лазеры, масс-спектрометры, оптические, радио- и нейтринные телескопы и даже гравиметры. И все же, конечно, основой этой науки были и останутся ускорители. Трудно представить себе ее дальнейший рост без роста энергии ускорителей. Каковы пределы этого роста?

Около тридцати лет тому назад Ферми упомянул об ускорителе будущего, опоясывающем земной шар. Отправившись в научно-фантастическое путешествие, представим себе гигантское кольцо вокруг Земли с радиусом  $\rho \approx 7000$  км. На высоте порядка 1000 км, где оно расположено, хороший вакуум ( $\lesssim 10^{-5}$  частиц/см<sup>3</sup>) и изобилие солнечной энергии ( $\approx 1,4$  кВт/м<sup>2</sup>). Если заполнить все это кольцо магнитами с  $H \approx 50$  кГс, то энергия протонов в кольце будет порядка 10<sup>7</sup> ГэВ. Напомним, что

$$\left( \frac{pc}{\text{ГэВ}} \right) = 30 \left( \frac{H}{\text{кГс}} \right) \left( \frac{\rho}{\text{км}} \right).$$

Энергии 10<sup>7</sup> ГэВ в системе центра масс сталкивающихся протонов отвечает в случае неподвижной мишени энергия в лабораторной системе порядка 10<sup>23</sup> эВ. Такие энергии не наблюдались до сих пор даже в космических лучах. Можно ли подняться еще выше, увеличив магнитное поле или радиус ускорителя, доведя его, скажем, до 40 000 км — радиуса геостационарной орбиты? К сожалению, из-за синхронного излучения подняться существенно выше 10<sup>8</sup> ГэВ нельзя. Энергия, излученная за один оборот,

составляет

$$\left( \frac{E_{изл}}{\text{ГэВ}} \right) = 8 \left( \frac{pc}{10^7 \text{ ГэВ}} \right)^4 \left( \frac{1000 \text{ км}}{\rho} \right)$$

или

$$\frac{E_{изл}}{pc} = \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha\gamma^3}{m\rho},$$

где  $m$  — масса протона, а  $\gamma \approx pc/m$  — его лоренцев фактор. При  $pc \approx 10^9 \text{ ГэВ}$  вся энергия протона излучается за несколько оборотов. Для электронов потолок энергии расположен примерно на  $10^4 \text{ ГэВ}$ .

Более реалистичным, чем создание гигантских космotronов, является другой путь, а именно создание сравнительно небольших ускорителей с высокими напряженностями полей. Так, обсуждающийся сейчас проект встречных линейных электронно-позитронных пучков исходит из темпа ускорения МэВ/см. Это дает энергию порядка  $10^3 \text{ ГэВ}$  при длине ускорителя порядка 10 км. Опубликованы предложения использовать пучки больших протонных ускорителей для ускорения электронов и нестабильных частиц с темпом ускорения порядка 30 МэВ/см. Некоторые физики возлагают надежды на лазерные методы ускорения. Прогресс необходим не только в повышении энергии ускорителей, но и в повышении их светимости. Последнее обстоятельство особенно важно, если учесть, что сечения наиболее интересных процессов квадратично падают с ростом энергии.

Против строительства все более мощных ускорителей можно возразить, что даже  $10^7 \text{ ГэВ}$  все еще на 12 порядков меньше, чем масса Планка, которая является, по-видимому, естественным энергетическим масштабом физики и которая и через сотни лет останется все такой же недоступной. Следует, однако, помнить, что горизонт знания по мере нашего подъема по шкале энергий расширяется неравномерно, и, поднявшись на новый перевал, мы можем увидеть совершенно новые земли и перспективы.

Вернемся из далекого будущего в ближайшие десятилетия. Наша очередная цель — энергии порядка 0,1 ТэВ в системе центра масс сталкивающихся лептонов и/или кварков. Можно надеяться, что эта область будет исследована достаточно подробно к концу 80-х годов. Технологически возможно покорить следующую область энергий еще до конца этого столетия, построив встречные протон-антипротонные пучки с энергией несколько десятков ТэВ. Если окажутся успешными разработки линейных электронных ускорителей с высоким темпом ускорения, то к этой установке могли бы добавиться встречные электрон-позитронные пучки с энергиями несколько ТэВ. Все, что мы знаем сегодня как на основе теоретических экстраполяций, так и из разведочных данных, полученных в космических лучах, гарантирует, что в этой области имеется много интереснейших физических явлений, ожидающих своего исследования. Именно в этой области лежат ответы на многие вопросы, обсуждавшиеся выше. Несомненно также, что она таит множество еще более глубоких вопросов.

Институт теоретической и экспериментальной физики,  
Москва

#### ЛИТЕРАТУРА

##### Основные принципы

Янг Ч. Эйнштейн и физика второй половины XX века.— УФН, 1980, т. 132, с. 169.  
Хокинг С., Израэль В. Общая теория относительности.— УФН, 1981, т. 133, с. 139.

Бергман П. Единые теории поля.— УФН, 1980, т. 132, с. 177.

*Нобелевские лекции по физике 1979 года:*

Вайнберг С. Идейные основы единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий.— УФН, 1980, т. 132, с. 201.

Глэшоу Ш. На пути к объединенной теории — нити в гобелене.— УФН, 1980, т. 132, с. 219.

Салам А. Калибровочное объединение фундаментальных сил.— УФН, 1980, т. 132, с. 229.

Иллиопулос Дж. Введение в калибровочные теории.— УФН, 1977, т. 123, с. 565.

Арбузов Б. А., Логунов А. А. Строение элементарных частиц и связи между различными силами природы.— УФН, 1977, т. 123, с. 505.

Берестецкий В. Б. Нуль-заряд и асимптотическая свобода.— УФН, 1976, т. 120, с. 439.

Владимиров А. А., Ширков Д. В. Ренормализационная группа и ультрафиолетовые асимптотики.— УФН, 1979, т. 129, с. 407.

## Основные частицы

*Нобелевские лекции по физике 1976 года:*

Рихтер Б. От  $\psi$  к очарованию: Эксперименты 1975—1976 годов.— УФН, 1978, т. 125, с. 201.

Тинг С. Открытие  $J$ -частицы: Личные впечатления.— УФН, 1978, т. 125, с. 227.

Перл М. Открытие новой элементарной частицы — тяжелого лептона.— УФН, 1979, т. 129, с. 671.

Азимов Я. И., Франкфурт Л. Л., Хозе В. А. Новая частица в  $e^+e^-$ -аннигиляции — тяжелый  $\tau$ -лептон.— УФН, 1978, т. 124, с. 459.

Кирбид Дж.  $e^+e^-$ -реакции при энергиях от 3 до 9 ГэВ.— УФН, 1981, т. 133, с. 309.

Азимов Я. И., Хозе В. А., Современный статус  $\tau$ -лептона.— УФН, 1980, т. 132, с. 201.

Ледерман Л. Ипсилон-частица.— УФН, 1979, т. 128, с. 693.

Глэшоу Ш. Кварки с цветом и ароматом.— УФН, 1976, т. 119, с. 715.

Крайн Д., Майн А., Руббина К. В поисках новых семейств элементарных частиц.— УФН, 1976, т. 120, с. 413.

## Электромагнитное взаимодействие

Филд Дж., Пикассо Э., Комбли Ф. Проверка фундаментальных физических теорий в опытах со свободными заряженными лептонами.— УФН, 1979, т. 127, с. 553.

Дрэлл С. Квантовая электродинамика и эксперимент.— УФН, 1980, т. 130, с. 507.

## Сильное взаимодействие

Вайштейн А. И., Волошин М. Б., Захаров В. И., Новиков В. А., Окуни Л. Б., Шифман М. А. Чармоний и квантовая электродинамика.— УФН, 1977, т. 123, с. 217.

Дремин И. М. О глюонных струях.— УФН, 1980, т. 131, с. 537.

Азимов Я. И., Докшицер Ю. Л., Хозе В. А. Глюоны.— УФН, 1980, т. 132, с. 443.

Жакоб М., Ландшофф П. Внутренняя структура протона.— УФН, 1981, т. 133, с. 505.

Беркен Дж. Д., Иоффе Б. Л. Аннигиляция  $e^+e^-$  в адронах.— УФН, 1975, т. 116, с. 115.

Гришин В. Г. Инклузивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях.— УФН, 1979, т. 127, с. 51.

Дремин И. М., Квигг К. Кластеры в процессах множественного рождения адронов.— УФН, 1978, т. 124, с. 535.

Намбу Й. Почему нет свободных кварков.— УФН, 1978, т. 124, с. 147.

## Слабое взаимодействие

Биленский С. М., Понтеクロво Б. М. Смешивание лептонов и осцилляции нейтрино.— УФН, 1977, т. 123, с. 181.

Шехтер Б. М. Слабое взаимодействие с нейтральными токами.— УФН, 1976, т. 119, с. 593.

- Ермолов П. Ф., Мухин А. И. Нейтринные эксперименты при высоких энергиях.— УФН, 1978, т. 124, с. 385.  
 Алексеев В. А., Зельдович Я. Б., Собельман И. И. Об эффектах несохранения четности в атомах.— УФН, 1976, т. 118, с. 385.  
 Москалев А. Н., Рындин Р. М., Хриплович И. Б. Возможности изучения слабых взаимодействий в атомной физике.— УФН, 1976, т. 118, с. 409.  
 Данилин Г. В. Несохранение пространственной четности при делении ядер.— УФН, 1980, т. 131, с. 329.  
 Барков Л. М., Золотарев М. С., Хриплович И. Б. Наблюдение несохранения четности в атомах.— УФН, 1980, т. 132, с. 409.

### Скаляры

- Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Шифман М. А. Хиггсовские частицы.— УФН, 1980, т. 131, с. 537.

### Великое объединение

- Гелл-Мани М., Рамон П., Сланский Р. Цветовая симметрия, распределения электрического заряда и стабильность протона в единых калибровочных теориях.— УФН, 1980, т. 130, с. 459.  
 Матинян С. Г. На пути объединения слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий: SU(5).— УФН, 1980, т. 130, с. 3.

### Суперобъединение

- Огневецкий В. И., Мезинческу Л. Симметрия между бозонами и фермионами и суперполем.— УФН, 1975, т. 117, с. 637.  
 Славнов А. А. Суперсимметричные калибровочные теории и их возможные приложения к слабым и электромагнитным взаимодействиям.— УФН, 1978, т. 124, т. 487.  
 Фридман Д., ван Ньюенхёйзен П. Супергравитация и унификация законов физики.— УФН, 1979, т. 128, с. 135.

### Астрофизика и космология

- Долгов А. Д., Зельдович Я. Б. Космология и элементарные частицы.— УФН, 1980, т. 130, с. 559.  
 Зельдович Я. Б. Тяготение, заряды, космология и когерентность.— УФН, 1977, т. 123, с. 487.  
 Грицук Л. П. Гравитационные волны в космосе и в лаборатории.— УФН, 1977, т. 121, с. 629.  
 Коноплева Н. П. Гравитационные эксперименты в космосе.— УФН, 1977, т. 123, с. 537.  
 Руденко В. Н. Релятивистские эксперименты в гравитационном поле.— УФН, 1978, т. 126, с. 361.  
 Эйнасто Я. Э. Структура систем галактик.— УФН, 1976, т. 120, с. 497.

### Ускорители

- Будкер Г. И., Скрипкин А. Н. Электронное охлаждение и новые возможности в физике элементарных частиц.— УФН, 1978, т. 124, с. 561.  
 Рихтер Б. Следующее поколение ускорителей с электрон-позитронными встречными пучками. Лекция, посвященная памяти Г. И. Буджера.— УФН, 1980, т. 130, с. 707.  
 Рихтер Б. Следующее поколение ускорителей.— УФН, 1980, т. 130, с. 717.  
 Капица С. П. Семинар по крупным Европейским проектам.— УФН, 1979, т. 129, с. 549.  
 Яраб В. А. О сооружаемых и проектируемых ускорителях частиц на сверхвысокие энергии.— УФН, 1979, т. 129, с. 347.