

## К 90-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ Л.Д. ЛАНДАУ

## Современное состояние физики элементарных частиц

Л.Б. Окунь

Краткий обзор главных достижений и основных проблем физики элементарных частиц основан на одноименном докладе, сделанном 22 января 1998 г. на семинаре, посвященном 90-летию со дня рождения Л.Д. Ландау. (Семинар был проведен совместно Институтом теоретической физики им. Л.Д. Ландау и Институтом физических проблем им. П.Л.Капицы в ИФП.)

PACS numbers: 10, 11, 13.90. +i, 14

## Содержание

1. Шестнадцать фундаментальных частиц (625).
2. Фундаментальные фермионы (625).
3. Фундаментальные векторные бозоны (626).
4. Бегущие константы взаимодействия (626).
5. Коллайдеры (627).
6. Зачем нужны еще бóльшие коллайдеры? (628).

## 1. Шестнадцать фундаментальных частиц

Элементарными (или фундаментальными) называют частицы, которые на современном уровне знания не состоят из более элементарных частиц.

Экспериментально открыты 12 элементарных фермионов (со спином  $s = 1/2$ ) и 4 бозона (со спином  $s = 1$ ), не считая соответствующих античастиц.

## 2. Фундаментальные фермионы

Как показано в табл. 1, двенадцать фермионов делятся на 3 поколения, в каждом из которых 2 лептона и 2 кварка.

В последнем столбце табл. 1 указаны значения электрического заряда частиц данной строки. Названия и обозначения кварков происходят от английских слов:  $u$  — up,  $d$  — down,  $c$  — charm,  $s$  — strangeness,  $t$  — top (также truth),  $b$  — bottom (также beauty).

У каждого заряженного фермиона есть своя античастица:  $\bar{u}$ ,  $\bar{d}$ ,  $\bar{s}$ ,  $\bar{t}$ ,  $\bar{b}$ ,  $e^+$ ,  $\mu^+$ ,  $\tau^+$ . Есть ли античастицы у нейтрино, пока неизвестно. Возможно, что они (по крайней мере, некоторые из них) истинно нейтральны, т.е. являются своими собственными античастицами. Такие истинно нейтральные нейтрино называют майорано-

Таблица 1

Поколения		1-е	2-е	3-е	$Q$
кварки	верхние	$u$	$c$	$t$	$+2/3$
	нижние	$d$	$s$	$b$	$-1/3$
лептоны	нейтрино	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0
	заряженные	$e$	$\mu$	$\tau$	-1

выми, в отличие от обычных, которые называют дираковскими. В настоящее время активно ведутся поиски безнейтринного двойного  $\beta$ -распада. Наибольшая точность достигнута в поисках безнейтринного распада  $^{76}\text{Ge}$  ( $T_{1/2} \gtrsim 10^{25}$  лет). Если при дальнейшем увеличении чувствительности аппаратуры безнейтринный двойной  $\beta$ -распад будет найден, это будет означать, что электронное нейтрино майораново и его масса отлична от нуля.

Глядя на табл. 1, нельзя не поразиться тому, как далеко ушла физика элементарных частиц с тех пор, как судьба вырвала Ландау сначала из физики (22.01.1962), а затем из жизни (1.04.1968). Ландау были известны лишь три лептона ( $e$ ,  $\nu_e$  и  $\mu$ ). Об открытии мюонного нейтрино впервые было объявлено в июле 1962 г. на Рочестерской конференции в Женеве, все участники которой послали Ландау письмо с пожеланиями скорейшего выздоровления.

Что касается адронов, то наряду с нуклонами,  $\pi$ - и  $K$ -мезонами в 1962 г. был известен ряд странных гиперонов и резонансов. Однако составная модель адронов, основанная на трех сакатонах, адекватно описывая слабые адронные токи и мезоны, не могла дать адекватное описание барионов. Это стало возможным лишь в 1964 г., когда Гелл-Манн ввел три кварка:  $u$ ,  $d$ ,  $s$ .

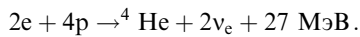
Конечно, можно сказать, что мир вокруг нас и мы сами построены из нуклонов и электронов; и то обстоятельство, что нуклоны состоят из трех кварков ( $p = uud$ ,  $n = ddu$ ), ничего не меняет в жизни простого человека.

Для функционирования нашего мира, кроме  $p$ ,  $n$ ,  $e$ , необходимы еще электронные нейтрино  $\nu_e$ , без которых

Л.Б. Окунь. Государственный научный центр "Институт теоретической и экспериментальной физики"  
117218 Москва, Б. Черемушкинская 25, Россия  
E-mail: okun@heron.itep.ru

Статья поступила 26 марта 1998 г.

не происходит горение водорода в Солнце и звездах:



Именно здесь источник всей энергии, которой мы располагаем. Нейтрино рождаются на солнце в огромных количествах и сразу же разлетаются в окружающее мировое пространство. Ежесекундно через каждый квадратный сантиметр земной поверхности пролетает 70 миллиардов нейтрино. Но мы не замечаем их: мы прозрачны для них. Потребовалось построить огромные установки, чтобы зарегистрировать несколько тысяч солнечных нейтрино. Это примерно столько, сколько и ожидали, что является триумфом науки. Но полного триумфа нет. Число зарегистрированных солнечных нейтрино примерно в 2–3 раза меньше, чем было вычислено. Мы еще вернемся к этой загадке. А пока подчеркнем еще раз, что из трех поколений фермионов в табл. 1 "простому человеку" достаточно первого. Зачем нужны второе и третье поколения, мы можем только догадываться. Так, согласно простейшим теоретическим моделям, без них нельзя нарушить СР-инвариантность. А без нарушения СР-инвариантности Вселенная на ранних стадиях своей эволюции не смогла бы создать барионную асимметрию: в ней было бы равное число протонов и антипротонов, электронов и позитронов; все они в результате аннигиляции превратились бы в фотоны и нейтрино. И нас не было бы!

### 3. Фундаментальные векторные бозоны

В научно-популярной литературе фундаментальные фермионы принято рассматривать как "кирпичи" мироздания (хотя лишь очень немногие из них оправдывают это название). Что касается четырех векторных бозонов, то про них обычно говорят, как о переносчиках взаимодействий, как о некоем клее, скрепляющем кирпичи. По отношению к некоторым из них это сравнение является весьма удачным. Итак, известны на опыте четыре векторных бозона (опять без учета античастиц): фотон —  $\gamma$ , глюон —  $g$ , нейтральный слабый бозон —  $Z^0$  и заряженные слабые бозоны —  $W^\pm$ , являющиеся античастицами друг по отношению к другу.

Лучше всего изучены фотоны. Свободные фотоны создают свободные электромагнитные поля: радиоволны, свет, рентгеновские лучи,  $\gamma$ -кванты. Масса фотона равна нулю. Поэтому в вакууме энергия фотона  $E$  равна абсолютной величине его импульса  $\mathbf{k}$  (умноженной на  $c$ ):  $E = c|\mathbf{k}|$ . Фотоны с  $E^2 \neq c^2\mathbf{k}^2$  называют виртуальными. Кулоновское поле в атоме водорода создается виртуальными фотонами с  $-c^2\mathbf{k}^2 \gg E^2$ . Источником фотонов является электрический заряд  $e$ . Из оптики и атомной физики мы знаем, что  $e^2/\hbar c = \alpha \simeq 1/137$ . (Здесь  $\hbar = h/2\pi$ , а  $h$  — квант действия Планка.) Все электромагнитные взаимодействия обусловлены обменом фотонами. Теория, описывающая электромагнитные взаимодействия, называется квантовой электродинамикой (КЭД).

Переносчиками сильного взаимодействия являются глюоны. Источниками глюонов являются специфические, так называемые "цветовые", заряды. Эти заряды не имеют никакого отношения к обычному цвету и названы так, чтобы было удобно говорить о них. Каждый из шести сортов (или, как еще принято назы-

вать, ароматов кварков:  $u, d, s, t, b$ ) существует в трех цветовых разновидностях: желтой, синей или красной ( $j, c, k$ ). Антикварки несут соответствующие цветовые антизаряды:  $\bar{j}, \bar{c}, \bar{k}$ . Важно подчеркнуть, что три заряда ( $j, c, k$ ) и три антизаряда ( $\bar{j}, \bar{c}, \bar{k}$ ) совершенно не зависят от ароматов кварков. Таким образом, мы сказали не всю правду, сообщив, что кварков шесть: с учетом антикварков их двенадцать, а с учетом цветовых зарядов — 36. Но это "ущестерение" можно рассматривать для каждого аромата как шесть различных состояний одной частицы.

Цветовые состояния глюонов еще более сложны. Глюон имеет не один, а два цветовых индекса. Легко видеть, что всего имеется 8 цветных глюонов:  $3 \times \bar{3} = 8 + 1$ . Одна комбинация  $j\bar{j} + c\bar{c} + k\bar{k}$  является "снежно-белой", не несет цветового заряда. В отличие от фотонов в КЭД, которые электрически нейтральны, глюоны в квантовой хромодинамике (КХД) являются носителями цветовых зарядов, а потому должны сами испускать и поглощать глюоны. Это приводит к совершенно новому поведению сильных взаимодействий глюонов и кварков. При попытках развести их энергия их взаимодействия возрастает.

В результате свободные глюоны и кварки не существуют: они "самозапираются" внутри бесцветных адронов. Количественно полная теория такого конфайнмента пока не построена, но качественно она подтверждается компьютерными расчетами на четырехмерных решетках и так называемыми правилами сумм КХД.

### 4. Бегущие константы взаимодействия

Безразмерные величины  $\alpha = e^2/\hbar c$ ,  $\alpha_s = g^2/\hbar c$ ,  $\alpha_W = g_W^2/\hbar c$ ,  $\alpha_Z = g_Z^2/\hbar c$  часто называют константами взаимодействий. Еще в 1950-х гг. было установлено, что величина  $\alpha \approx 1/137$  является константой лишь при нулевом (или очень малом) квадрате импульса  $q^2$ . Из-за поляризации вакуума  $\alpha$  растет с ростом  $q^2$  и при большом, но конечном  $q^2$  обращается в бесконечность. Это явление получило название полюса Ландау–Померанчука и рассматривалось как проявление несамосогласованности КЭД. После создания КХД стало ясно, что  $\alpha_s(q^2)$  (в отличие от  $\alpha(q^2)$ ) стремится к нулю при  $q^2 \rightarrow \infty$ . Это явление получило название асимптотической свободы. Асимптотическая свобода является основанием того, что столкновения глюонов и кварков на малых расстояниях (при больших  $q^2$ ), приводящие к образованию так называемых адронных струй, хорошо описываются теорией возмущений. Обратной стороной асимптотической свободы является явление конфайнмента: на больших расстояниях цветовое притяжение становится непреодолимо сильным. С экспериментальной точки зрения, большой интерес для изучения конфайнмента представляют поиски так называемых "экзотических адронов", содержащих наряду с тремя валентными кварками в случае барионов или кварка и антикварка в случае мезонов, дополнительные пары кварк–антикварк, или валентные глюоны. Особый интерес представляют так называемые глоболы, состоящие только из глюонов.

По сравнению с быстро бегущей  $\alpha_s$ , константы слабого взаимодействия  $\alpha_Z$  и  $\alpha_W$  скорее ползут, чем бегут: от  $q^2 = 0$  до  $q^2 \simeq 100 \text{ ГэВ}^2$  они возрастают примерно на процент. Однако, если проэкстраполировать

движение всех констант в сторону больших  $q^2$ , то они обнаруживают тенденцию к встрече в одной точке при  $q^2 = 10^{15} - 10^{16}$  ГэВ, где  $\alpha_s \sim \alpha_W \sim (8/3)\alpha \sim 1/40$ . Это дает надежду на то, что при таких больших  $q^2$  существует единая теория электрослабого и сильного взаимодействия. Как известно, подобные теории описываются группами симметрий, включающих в единый мультиплет и лептоны, и кварки и предсказывающих распад протона. Поиски нестабильности протона особенно усиленно велись лет 10–15 тому назад, но искомого эффекта, к сожалению, не обнаружили.

Завершая обзор шестнадцати фундаментальных частиц, приведем в табл. 2 массы частиц (или верхние пределы масс для нейтрино и фотона), их времена жизни (или ширины) и годы, когда эти частицы были открыты на опыте.

Таблица 2

$\nu_e < 10$ эВ 1956	$\nu_\mu < 170$ КэВ 1962	$\nu_\tau < 24$ МэВ > 1975	$\gamma < 10^{-15}$ эВ 1926
e 0,51 МэВ 1897	$\mu$ 105,7 МэВ $2 \times 10^{-6}$ с 1937, 1947	$\tau$ 1777 МэВ $3 \times 10^{-13}$ с 1975	g 0 1973
u 5 МэВ 1964	c 1300 МэВ $10^{-12}$ с 1974	t 176 ГэВ $\Gamma = 2$ ГэВ 1994	Z 91,2 ГэВ $\Gamma = 2,5$ ГэВ 1983
d 10 МэВ 1964	s 150 МэВ 1964	b 4,3 ГэВ $10^{-12}$ с 1977	W 80,4 ГэВ $\Gamma = 2,1$ ГэВ 1983

Значения масс кварков, приведенные в табл. 2, не следует понимать слишком буквально, ведь кварки не существуют в виде свободных изолированных частиц. Эти значения характеризуют массы кварков глубоко внутри адронов. Не следует понимать слишком буквально и времена жизни кварков. Единственный кварк, который "рождается и умирает свободным" — это самый тяжелый из кварков, t-кварк. Его время жизни так мало, что он не успевает за это время образовать адроны с кварками, сопровождающими его рождение.

## 5. Коллайдеры

Тяжелые кварки c, b, t,  $\tau$ -лептоны, глюоны, W- и Z-бозоны в основном открыты и изучены в экспериментах на встречных пучках частиц. Ускорительные накопительные установки со встречными пучками называют коллайдерами. В таблице 3 приведены 12 электрон-позитронных коллайдеров, работающих (или работавших) с начала 1970-х гг., и один электрон-протонный коллайдер. Указаны название коллайдера, институт, центр или город, где он расположен, годы работы и энергия каждого из пучков в ГэВ.

На коллайдере SPEAR в 1974 г. был открыт  $\psi$ -мезон — первый из многочисленных уровней чармония, системы, состоящей из c и  $\bar{c}$ . Одновременно под названием J эта же частица была открыта на протонном ускорителе в Брукхевене в эксперименте с фиксированной мишенью.

Также не на коллайдере был открыт  $\Upsilon$ -мезон, первый из многочисленных уровней ипсилония (или боттомо-

Таблица 3

SPEAR	SLAC	1972–1990	4 × 4
DORIS	DESY	1973–1993	5,6 × 5,6
CESR	Cornell U.	1979–	6 × 6
PETRA	DESY	1978–1986	23,4 × 23,4
PEP	SLAC	1980–1990	15 × 15
BEPC	Пекин	1989–	2,2 × 2,2
VEPP-4M	НИЯФ	1994–	6 × 6
TRISTAN	KEK	1987–1995	32 × 32
SLC	SLAC	1989–	50 × 50
LEP I	CERN	1989–1995	50 × 50
VEP - 2M	НИЯФ	1992–	0,7 × 0,7 (0,55 × 0,55)
LEP II	CERN	1996–2000	до 100 × 100
HERA	DESY	1992–	$e^\pm 30 \times p820$

ния), системы, состоящей из b и  $\bar{b}$ . Для исследования свойств b-кварков были построены  $e^+e^-$ -коллайдеры с пучками в районе шести ГэВ.

LEP I и SLC построены для прецизионного измерения свойств Z-бозонов. Четыре детектора LEP I зарегистрировали 20 млн. событий резонансного рождения и распада Z-бозонов. Число Z-бозонов на SLC на два порядка меньше, но они рождаются поляризованным электронным пучком, что позволяет проводить уникальные измерения свойств Z-бозонов.

Коллайдер LEP II, работающий в том же кольцевом тоннеле длиной 27 км, в котором до этого работал LEP I, предназначен для изучения парного рождения  $W^+W^-$ -бозонов, а также для поисков новых частиц: скалярного бозона Хиггса и так называемых суперсимметричных частиц, речь о которых пойдет ниже. Заключая комментарии к табл. 3, заметим, что на ускорителе в Пекине была с наивысшей точностью измерена масса  $\tau$ -лептона, а эксперименты при самых низких энергиях в Новосибирске необходимы для прецизионной проверки КЭД.

Специально для изучения механизмов нарушения CP-инвариантности начинают работать в 1999 г. три сильноточных  $e^+e^-$ -коллайдера, перечисленных в табл. 4.

Таблица 4

DAΦNE	Frascati	1999	0,51 × 0,51 (0,75 × 0,75)
KEKB	KEK	1999	8 × 3,5
PEP II	SLAC	1999	3,1 × 9

В итальянском коллайдере будут исследоваться K-мезоны, в японском и американском — распады B-мезонов. Заметим, что для наблюдения распадов B-мезонов в полете (а не в покое) сталкивающиеся электроны и позитроны должны иметь разные энергии. Протон-антипротонные коллайдеры приведены в табл. 5.

Таблица 5

SpS	CERN	1981–1990	315 × 315
TEVATRON	FNAL	1987–	1000 × 1000

На европейском коллайдере в 1983 г. были открыты W- и Z-бозоны (первые публикации содержали меньше десятка событий). Этот коллайдер был специально сделан на базе уже существовавшего протонного ускорителя SpS для открытия W- и Z-бозонов, массы которых

были предсказаны теорией электрослабого взаимодействия, которая с тех пор получила эпитет Стандартная. На американском коллайдере в 1994 г. был открыт  $t$ -кварк.

Существенно менее счастливыми оказались протон-протонные коллайдеры. Самый большой из них с длиной кольца свыше 80 км и энергией каждого из протонов 20000 ГэВ = 20 ТэВ носил название SSC — сверхпроводящий суперколлайдер. После того, как на его строительство недалеко от Далласа (Техас) было затрачено около 3 млрд долларов, Конгресс США в 1993 г. принял решение о том, что машина строиться не будет.

В Сверхпроводящем ускорительно-накопительном комплексе УНК в ИФВЭ (Протвино, вблизи Серпухова) энергии встречных протонов предусматривались равными 3 ТэВ. Кольцевой тоннель длиной свыше 20 км был прорыт, но отсутствие финансирования прервало дальнейшее строительство.

Есть основания надеяться, что LHC — большой адронный коллайдер в CERNе с энергией протонов 7 ТэВ, строительство которого должно начаться в тоннеле, где сейчас работает LEP II, будет закончен к намеченному сроку, в 2005 г. В строительстве LHC участвуют не только страны — члены CERN, но и многие другие, в частности США, Россия, Япония.

На существенно более ранней стадии находятся планы строительства линейных электрон-позитронных коллайдеров, которые могли бы вступить в строй после 2010 г. Здесь речь идет о диапазоне энергий от 250 ГэВ до 1000 ГэВ в пучке. Предел энергии задается лишь длиной такого коллайдера. В отличие от кольцевых электрон-позитронных машин синхротронное излучение здесь несущественно.

Поистине миниатюрными по сравнению с электрон-позитронными коллайдерами выглядели бы  $\mu^+\mu^-$ -коллайдеры, обсуждаемые с начала 1960-х гг. Основная трудность здесь — малое время жизни мюона (две микросекунды), но мюон с энергией 1 ТэВ живет 20 мс и способен пролетать 6000 км.

## 6. Зачем нужны еще бóльшие коллайдеры?

Прежде всего они нужны для поисков частиц, которые необходимы теоретикам для самосогласованного описания природы. В основе так называемой Стандартной модели лежит локальная (калибровочная) симметрия, описываемая группой  $SU(3)_c \times SU(2)_W \times U(1)_Y$ . Здесь  $SU(3)_c$  — симметрия сильного цветового взаимодействия кварков и глюонов.  $SU(2)_W \times U(1)_Y$  описывает электрослабое взаимодействие. В ненарушенной симметрии все фермионы и векторные калибровочные бозоны безмассовы. В результате спонтанного нарушения симметрии  $SU(2)_W \times U(1)_Y$  нейтральные бозоны  $W^0$  и  $B^0$  смешиваются. Одна их суперпозиция описывает безмассовый фотон, отвечающий ненарушенной калибровочной инвариантности электродинамики, открытый В.А. Фоком в 1926 г. Другая суперпозиция описывает массивный  $Z^0$ -бозон. Получают массы в результате спонтанного нарушения симметрии и заряженные  $W^\pm$ -бозоны.

Безмассовые фермионы в каждом поколении образуют изотопические дублеты, если они левые (спин направлен против импульса), и — синглеты, если они правые (спин — по импульсу). (Впервые левые нейтрино

и правые антинейтрино были рассмотрены Ландау в 1956 г.) Таким образом, 100 %-ное нарушение зеркальной симметрии  $P$  и зарядовой симметрии  $C$  заложено в основы теории "руками".

Фермионы, так же как  $Z$ - и  $W$ -бозоны, приобретают массы в стандартной модели путем спонтанного нарушения  $SU(2)_W \times U(1)_Y$  симметрии, которое осуществляется механизмом Хиггса. Механизм Хиггса в квантовой теории поля — это релятивистская версия механизма Гинзбурга–Ландау в сверхпроводниках. Электрически нейтральное хиггсово поле образует ненулевое вакуумное среднее — "вакуумный конденсат" — во всей Вселенной. Кванты этого поля — частицы со спином  $s = 0$  — бозоны Хиггса, или попросту хиггсы. Массы всех частиц в модели равны  $m = f\eta$ , где  $m$  — масса данной частицы,  $f$  — константа связи частицы с хиггсовым полем, а  $\eta$  — величина конденсата. Теоретических предсказаний для констант  $f$  у нас нет, но величину  $\eta$  мы знаем с высокой точностью:

$$\eta = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246 \text{ ГэВ.}$$

(Здесь  $G_F$  — известная константа слабого четырехфермионного взаимодействия.)

Наиболее естественную величину в масштабе  $\eta$  имеет масса  $t$ -кварка: ей отвечает  $f \simeq 1$ . Но иерархия фермионных масс (констант связи  $f$ ) остается непонятной. Особенно загадочно выглядит малость масс нейтрино.

Массы  $W$ - и  $Z$ -бозонов были предсказаны на основе Стандартной модели. Масса  $t$ -кварка была предсказана на основе теоретического анализа прецизионных данных по измерению электрослабых радиационных поправок в распадах  $Z$ -бозонов (20 млн событий!). Масса хиггса предсказывается существенно менее надежно, так как радиационные поправки зависят от нее гораздо слабее, чем от массы  $t$ -кварка. Простейшие варианты суперсимметричных моделей предсказывают, что верхний предел для массы хиггса — 130 ГэВ. Схемы великого объединения сильного и электрослабого взаимодействия предсказывают в качестве верхнего предела 200 ГэВ (при этом используются уравнения ренормализационной группы). Большинство теоретиков ожидают, что  $m_Z < m_h < 2m_Z$ . Если  $m_h < 2m_W$ , то основным распадным сигналом рождения хиггса будет его распад на два  $\gamma$ -кванта. Это очень редкий распад, но другие распады очень трудно выделить из фона. На LEP II хиггс ищут в реакции  $e^+e^- \rightarrow Z^0h$ . Если хиггс не найдут на LEP II, то найдут на LHC. Варианты, в которых хиггс очень тяжелый, кажутся очень непривлекательными с теоретической точки зрения. Если  $m_h > 800$  ГэВ, то в хиггсовом секторе полно Ландау–Померанчука перемещается в физически наблюдаемую область.

Поиски хиггса — задача № 1 физики высоких энергий. После того, как хиггс будет открыт, надо будет выяснить, один он или их несколько. Если хиггсов несколько, потребуется детально выяснить свойства хиггсового сектора теории.

Задача № 2 физики высоких энергий — поиски суперсимметрии (SUSY). Есть три основания для веры в существование SUSY:

1. Сокращение квадратичных расходимостей в хиггсовом секторе, которые угрожают превратить шкалу Ферми ( $\sim 10^2$  ГэВ) в шкалу Планка ( $\sim 10^{19}$  ГэВ, пояснения см. ниже).

2. Объединение всех взаимодействий, включая гравитацию (см. ниже).

3. Математическая привлекательность SUSY.

Имеется легион суперсимметричных теорий. Простейшая из них —  $N = 1$  SUSY. В ней у каждой из "наших" частиц есть один партнер, отличающийся лишь значением спина (в ненарушенной SUSY) и массы (в нарушенной SUSY, а мы знаем, что в природе SUSY нарушена!). Вот краткий перечень суперсимметричных пар:

1. Фотон,  $s = 1$  — фотино,  $s = 1/2$ .
2. Глюон,  $s = 1$  — глюино,  $s = 1/2$ .
3. Z-бозон,  $s = 1$  — зино,  $s = 1/2$ .
4. Хиггс,  $s = 0$  — хиггсино,  $s = 1/2$ .
5. Нейтрино,  $s = 1/2$  — sneйтрино,  $s = 0$ .
6. W-бозон,  $s = 1$  — вино,  $s = 1/2$ .
7. Лептоны,  $s = 1/2$  — слептоны,  $s = 0$ .
8. Кварки,  $s = 1/2$  — скварки,  $s = 0$ .

Суперчастицы 3–5 часто называют нейтралينو, а 6–8 — чарджино. Самая легкая из суперчастиц должна быть стабильна, если сохраняется так называемая R-четность. Такие стабильные частицы могут составлять основную компоненту так называемой "темной материи", составляющей от 90 % до 99 % всей массы Вселенной. Поиски "темной материи" ведутся как на земле, в низкофоновых лабораториях, так и астрономическими методами (по поискам гравитационных линз). Суперчастицы могут быть открыты на LEP II, TEVATRONe и LHC.

Есть еще одна частица, в существовании которой абсолютно уверены теоретики и которую никогда не смогут обнаружить экспериментаторы. Это гравитон — нейтральная безмассовая частица со спином  $s = 2$ , квант гравитационного поля. Гравитационные антенны вскоре смогут детектировать гравитационные волны, но отдельные кванты этих волн взаимодействуют достаточно сильно лишь при фантастических, так называемых планковских энергиях в системе центра масс:

$$E \sim m_{\text{Pl}} c^2 = \left( \frac{\hbar c}{G_{\text{N}}} \right)^{1/2} c^2 = 1,22 \times 10^{19} \text{ ГэВ},$$

где  $G_{\text{N}}$  — константа Ньютона.

Квантовая теория гравитации пока не построена. В теории супергравитации наряду с гравитоном имеется гравитино ( $s = 3/2$ ).

Работы, посвященные частицам, которые уже открыты или будут открыты в обозримом будущем, получили название "феноменологических". Работы, посвященные частицам, которые никогда не будут открыты на опыте, получили название "теоретических". Эти работы исходят из того, что квантовая теория поля вообще и Стандартная Модель в частности являются эффективными феноменологическими теориями. А фундаментальной является теория не точечных частиц, а струн размером порядка  $\hbar/m_{\text{Pl}} c \sim 10^{-33}$  см. Эти струны движутся в многомерных пространствах и обладают бозон-фермионной симметрией, т.е. являются суперструнами. Суперструны присоединены к многомерным супермембранам. Последним достижением в этой области является идея о существовании всеобъемлющей M-теории. Различные варианты суперструнных моделей, предложенные ранее, получаются разложением в ряд теории возмущений в различных точках пространства параметров будущей M-теории.

Смогут ли теоретики чистым усилием мысли создать единую теорию, в которой все наблюдаемые на опыте массы, углы смешивания и константы связи были бы не свободными параметрами, а фиксировались требованием самосогласованности теории? Я думаю, что без помощи экспериментаторов не смогут. В первую очередь, необходимо изучить свойства хиггсов и суперчастиц в интервале масс до и порядка 1 ТэВ. Необходимо выяснить механизм нарушения CP-инвариантности. Необходимо понять, как устроен нейтринный сектор (массы, углы смешивания, фазы). Все это может создать стартовую площадку для экстраполяции от  $10^3$  ГэВ до  $10^{19}$  ГэВ. И еще необходима удача!

## Current status of elementary particle physics

**L.B. Okun**

*Russian State Research Center "Institute of Theoretical and Experimental Physics"*

*B. Chermushkinskaya 25, 117218 Moscow, Russia*

*E-mail: okun@heron.itep.ru*

A brief review is given of the state-of-the-art in elementary particle physics based on the talk of the same title given on January 22, 1998, at the seminar marking the 90th birth anniversary of L D Landau. (The seminar was hosted by the P L Kapitsa Institute for Physical Problems in cooperation with the L D Landau Institute for Theoretical Physics).

PACS numbers: 10, 11, 13.90, +i, 14

*Received 26 March 1998*