

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

На правах рукописи

АСАТРЯН ГРАЧЯ МАНВЕЛОВИЧ

УДК 530.145

НАРУШЕНИЕ СИММЕТРИЙ И СВОЙСТВА  
ЧАСТИЦ В ТЕОРИЯХ ОБЪЕДИНЕНИЯ

(01.04.02 - Теоретическая физика)

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

ЕРЕВАН-1990

Работа выполнена в Ереванском физическом институте

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,  
профессор А.А.АНСЕЛМ  
доктор физико-математических наук,  
член-корр. АН Республики Армения  
Р.М.МУРАДЯН  
доктор физико-математических наук  
Дж.Л.ЧКАРЕУЛИ

Ведущая организация: Институт физики высоких энергий  
(г.Серпухов)

Защита состоится "4" декабря 1990 г. в  
14.00 часов на заседании специализированного совета  
Д 034.03.01 при Ереванском физическом институте  
(375036, г.Ереван, ул. Бр.Алиханянов, д. 2).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке  
Ереванского физического института.

Автореферат разослан "30" октября 1990 г.

Ученый секретарь  
специализированного совета,  
кандидат физ.-мат.наук

В.А.Шахбазян

#### ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность тем. Несмотря на то, что в настоящее время не существует серьезных экспериментальных оснований, чтобы усомниться в справедливости стандартной модели, можно думать, что она не является окончательной теорией взаимодействий частиц. Дело в том, что стандартная модель содержит слишком много параметров и неопределенностей (три калибровочные константы связи, массы и смешивания частиц и т.д.). Наиболее привлекательным направлением разрешения этих вопросов в настоящее время является путь рассмотрения теорий с более высокой симметрией. Это включает в себя теории, основанные на идее объединения слабых электромагнитных и сильных взаимодействий. Особый интерес вызывает сейчас теория великого объединения, основанная на группе  $SO(10)$ , которая является простейшей после  $SU(5)$  моделью великого объединения, так как последние экспериментальные данные по поиску распада протона не соответствуют предсказаниям  $SU(5)$ -модели.

В связи с этим важное значение приобретают вопросы, связанные с временем жизни протона и нарушением симметрии  $SO(10)$ , когда нарушение симметрии осуществляется в несколько этапов. Изучение теорий объединения позволяет также получать соотношения, связанные с массами и константами связи частиц.

Весьма интересным является также изучение теорий с более высокой симметрией, которые в отличие от  $SU(5)$  и  $SO(10)$  включают не одно, а несколько поколений фермионов.

Другим перспективным направлением развития теорий, связанных с идеей объединения, является введение суперсимметрии,

что позволяет обойти трудности, связанные с проблемой иерархий, которая возникает в моделях великого объединения. В связи с этим возникает необходимость изучения вопросов нарушения симметрии и суперсимметрии в теориях суперобъединения. В таких теориях можно получить определенные ограничения для масс и других свойств суперчастиц.

Существуют другие возможности расширения стандартной модели, прямо не связанные с идеей великого объединения. Это, в частности, лево-право симметричная модель  $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$ . Такая симметрия может возникнуть как в результате нарушения более высокой симметрии объединения, так и сама по себе, как низкоэнергетический предел суперструны. Масштаб нарушения этой симметрии может быть уже на уровне нескольких  $T_{eV}$ , а эффекты, связанные с ним мы можем наблюдать уже в настоящее время. В частности, представляет интерес изучение редких распадов частиц, вопросов, связанных с массами нейтрино и т.д.

Целью работы является:

- построение реалистичной модели великого объединения  $SO(10)$ , где нет проблем с временем жизни протона и массами фермионов;
- вычисление времени жизни протона в схеме  $SO(10)$  с промежуточной лево-правой симметрией;
- построение  $SO(18)$  - модели с объединением всех поколений кварков и лептонов, изучение вопросов, связанных с нарушением этой симметрии;
- построение  $SO(10)$  - модели суперобъединения с радиационным механизмом нарушения суперсимметрии в калибровочном

секторе и электрослабой группы;

- изучение вопросов, связанных с редкими распадами частиц и массами нейтрино в лево-право симметричной теории;
- изучение вопросов, связанных с массовыми соотношениями в теориях великого объединения, а также возможных ограничений на массы частиц, возникающих из уравнений ренормализационной группы.

Научная новизна и практическая ценность результатов работы. В диссертации впервые вычислено в двухпетлевом приближении время жизни протона в  $SO(10)$  - модели, получены зависимости масштабов нарушения  $SO(10)$  - симметрии от угла Вайнберга, что позволяет получить определенные ограничения на эти масштабы.

Впервые построена реалистичная  $SO(10)$  - модель с дискретной симметрией и с промежуточной лево-правой симметрией, где нет проблем с массами кварков, получены ограничения на время жизни протона в этой модели.

Впервые построена  $SO(10)$  - модель с двумя дублетами полей Хиггса, где нет проблем с нейтральными токами с изменением аромата.

Впервые построена модель объединения  $SO(18)$ , включающей все поколения фермионов, где нет проблем "выживания" фермионов и получены ограничения на масштабы нарушения этой симметрии.

Впервые построена модель суперобъединения  $SO(10)$  с одновременным нарушением суперсимметрии и промежуточной симметрии и радиационным нарушением электрослабой подгруппы расщепления масс в супермультитектах; получены соотношения

между массой  $t$ -кварка и массами суперпартнеров фермионов в этой модели.

Впервые вычислен вклад скалярных частиц в амплитуду распада  $\bar{t} \rightarrow s_j$  в  $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$ -модели, показано, что этот вклад может быть значительным.

Впервые вычислены радиационные поправки к майорановским массам нейтрино в лево-право симметричной модели, получены соотношения для масс нейтрино и смешиваний в заряженном лептонном токе с учетом радиационных поправок в  $SO(10)$ -модели.

Впервые получены ограничения на массы частиц для двух дублетов Хиггса на основе исследований уравнений ренормализационной группы.

Практическая ценность диссертации заключается в том, что полученные в ней результаты могут быть проверены на эксперименте. Эти результаты также продвигают вперед вопросы понимания и построения теорий объединения.

Вычисления масштабов нарушения  $SO(10)$ -симметрии имеют непосредственное отношение к экспериментам по поиску распада протона, а также к экспериментам по проверке стандартной модели (уточнение значения угла Вайнберга).

Предсказания масс частиц ( $t$ -кварка, поля Хиггса, нейтрино, суперпартнеров кварков и лептонов) имеют отношение к экспериментам по поиску новых частиц и измерению массы и осцилляций нейтрино.

Вычисление амплитуды распада  $\bar{t} \rightarrow s_j$  имеет очень важное значение для поисков распада  $B \rightarrow K^* \bar{t}$ , особенно для поляризационных экспериментов.

На защиту выносятся следующие основные результаты:

1. В рамках теории великого объединения  $SO(10)$  в двухпетлевом приближении с помощью уравнений ренормализационной группы вычислены масштабы нарушения  $SO(10)$  и промежуточной симметрии  $SU(3)_c \times U(1)_{B-L} \times SU(2)_L \times SU(2)_R$  в зависимости от значений угла Вайнберга.

2. Исследованы токи кварков, связанные с распадом протона в теории великого объединения  $SO(10)$ . Получены соотношения между углами смешивания в кварковых токах, несохраняющихся барионное число, и в левых и правых заряженных токах.

3. С помощью введения дискретной симметрии решена проблема с массами  $b$ - и  $t$ -кварков, возникающая в теории великого объединения  $SO(10)$  с лево-правой промежуточной симметрией. Показано, что при этом масса  $t$ -кварка генерируется радиационными поправками.

4. В той же схеме нарушения  $SO(10)$  исследуются соотношения для углов смешивания кварков. Полученная связь углов смешивания кварков и масштаба нарушения  $M_R SU(2)_R$ -симметрии позволяет получить ограничения для времени жизни протона в этой модели.

5. В схеме нарушения  $SO(10)$  с лево-правой промежуточной симметрией исследуется возможность, когда электрослабая группа нарушается вакуумными средними не одного, а двух дублетов Хиггса. Решен вопрос, связанный с меняющимися ароматами нейтральными токами. Здесь также получены ограничения для времени жизни протона в  $SO(10)$ -модели.

6. Решена проблема "выживания" фермионов, которая возникает в теориях объединения, претендующих на включение всех

поколений фермионов: с помощью дискретной симметрии, которая остается после нарушения группы симметрий  $SU(2n+1), SO(4n+2)$  ( $n > 2$ ) обеспечивается наличие в теории фермионов с обычными массами.

7. Предлагается модель великого объединения, основанная на группе  $SO(18)$ . В модели присутствуют четыре обычных и четыре зеркальных поколения фермионов. Предложен радиационный механизм возникновения масс обычных частиц, а также зеркальных нейтрино. Получена оценка на массу правого  $W_R$ -бозона, осуществляющего взаимодействие через правые токи:  $10^5 \text{ ГэВ} < M_{W_R} < (10^6 + 10^8) \text{ ГэВ}$ .

8. В теории суперобъединения  $SO(10)$  предложен самосогласованный механизм нарушения калибровочной  $SO(10)$ -симметрии до промежуточной симметрии  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$ , позволяющий избежать появления псевдоголдстоуновских частиц. Показано, что можно одновременно нарушить суперсимметрию и промежуточную симметрию с помощью одного масштабного параметра, причем оказывается возможным за счет учета радиационных поправок к плотности энергии вакуума добиться того, чтобы нарушалась именно  $SU(2)_R$ , а не  $SU(2)_L$  симметрия.

9. Предложен радиационный механизм возникновения расщепления масс суперпартнеров в теории суперобъединения  $SO(10)$ . Показано, что из-за наличия пяти-саламовской подгруппы радиационное нарушение электрослабой группы  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  в теории суперобъединения  $SO(10)$  происходит более естественным образом, чем в теории суперобъединения  $SU(5)$ .

10. Установлена связь между массой  $t$ -кварка и массами

суперпартнеров кварков и лептонов в этой модели и получено ограничение на массу легчайшего суперпартнера фермионов

$$\min(m_{\tilde{e}}, m_{\tilde{\nu}}) \leq \frac{80}{m_t [\text{ГэВ}]} 80 \text{ ГэВ}$$

11. Вычислены радиационные поправки к майорановской массе нейтрино в лево-право симметричной модели  $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$ , при наличии в теории одного или двух  $SU(2)_L$ -дублетов. Показано, что радиационные поправки существенны при больших (несколько сотен ГэВ) значениях массы поля Хиггса.

12. Вычислен вклад скалярных частиц в амплитуду распада  $b \rightarrow s_j$  в лево-право симметричной модели. Показано, что этот вклад может быть достаточно большим даже для масс скалярных частиц порядка нескольких ТэВ. Эффекты, связанные с лево-правой симметрией и со скалярными частицами, можно выделить, измерив поляризацию  $j$ -кванта в распаде  $B \rightarrow K^* j$ .

13. Получены ограничения на массу  $t$ -кварка  $m_t < (200 + 250) \text{ ГэВ}$  и углы смешивания кварков в рамках массовых соотношений, возникающих в  $SO(10)$ -модели. Исследуются также массы и смешивания нейтрино в этой модели. После учета радиационных поправок к массам правых нейтрино получены следующие ограничения для масс трех легких майорановских нейтрино:  $m_1 \approx m_2 = (10^{-3} + 10) \text{ эВ}$ ;  $m_3 = 5 \cdot (10^{-3} + 1) \text{ МэВ}$ . Вычислены также углы смешивания в заряженном слабом лептонном токе.

14. В рамках исследований уравнений ренормализационной группы получены ограничения на массу  $t$ -кварка и легчайшего нейтрального поля Хиггса в случае, когда электрослабая группа нарушается с помощью вакуумных средних двух дублетов Хиггса: если  $m_t < 180 \text{ ГэВ}$ , то ограничение на массу этого поля

Хиггса имеет вид:  $m_H < 180$  ГэВ.

Апробация работы. Результаты, полученные в диссертации, докладывались на семинарах в ЕрФИ, ЕрГУ, ОИЯИ, ИИЯЭ БАН (Болгария), ЦЕРНе (Швейцария); на всесоюзных и международных конференциях в Бакуриани (1983, 1986 гг.); Москве (ИТЭФ, 1981+1984, 1986 гг.; МИФИ, 1985 г.); Протвино (1985 г.); Тбилиси (1984, 1985 гг.); на советско-американском Рабочем совещании (1983, 1988 гг.); Еврофизической конференции по физике высоких энергий в Упсале (Швеция, 1987 г.); Рабочем совещании по стандартной модели и ее развитию в Аспене (США, 1990 г.); представлялись на различные международные конференции.

Публикации. По результатам диссертационной работы опубликовано 16 работ.

Объем и структура диссертационной работы. Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения. Она изложена на 211 страницах машинописного текста, содержит 28 рисунков, 3 таблицы. Список цитируемой литературы включает 228 наименований.

#### СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении дан краткий обзор современного состояния физики элементарных частиц и теорий объединения, поставлены задачи, решению которых посвящена диссертация, а также дан обзор литературы и изложено содержание диссертации.

Первая глава посвящена изучению вопросов нарушения  $SO(10)$ -симметрии и времени жизни протона в этой модели. Наш интерес к теории великого объединения  $SO(10)$  определяется тем обстоятельством, что предсказания простейшей модели великого объединения -  $SU(5)$  входят в противоречие

с экспериментом по вопросу времени жизни протона. Тогда естественно рассмотрение следующей по простоте модели великого объединения  $SO(10)$ .

В § 1.1, который носит вводный характер, дан краткий обзор  $SU(5)$ -модели, ее достижений и недостатков, а также приведены последние экспериментальные результаты по времени жизни протона. В частности, наиболее сильное ограничение получено для времени жизни протона по каналу распада  $p \rightarrow e^+ \pi^0$ :  $\tau(p \rightarrow e^+ \pi^0) > 6 \cdot 10^{32}$  лет. В этом же параграфе вводятся некоторые понятия, которые используются в дальнейшем.

§ 1.2 посвящен введению в модель великого объединения  $SO(10)$  и вопросам нарушения  $SO(10)$ -симметрии. В отличие от  $SU(5)$ -модели, нарушение  $SO(10)$  до стандартной группы  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  может идти в несколько этапов, причем  $SO(10)$  может нарушаться через одну из следующих максимальных подгрупп:  $SU(5) \times U(1)$  и  $SU(4) \times SU(2)_L \times SU(2)_R$ . Время жизни протона в  $SO(10)$ -модели по сравнению с  $SU(5)$  может увеличиваться, если есть промежуточная лево-правая симметрия. Нами рассматривается следующая схема нарушения  $SO(10)$

$$SO(10) \xrightarrow{M_x} SU(3)_c \times U(1)_{B-L} \times SU(2)_L \times SU(2)_R \\ \xrightarrow{M_R} SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$$

где первый этап нарушения связан с в.с. 45-плета, а в  $2^{\text{й}}$  этап - с в.с. 126-плета

В § 1.3 мы переходим непосредственно к рассмотрению вопроса о времени жизни протона в  $SO(10)$ -модели. Этот вопрос фактически сводится к вычислению масштаба нарушения  $SO(10)$ -

симметрии  $M_X$ , так как именно этим масштабом определяются массы тяжелых  $X, Y$  бозонов, связанных с распадом протона. Уравнения, которые определяют масштабы нарушения  $SO(10)$  во второй петле, имеют вид

$$\begin{aligned} \bar{\alpha}^{-1} &= \alpha_i^{-1}(M) + \frac{\bar{v}_i}{2\pi} \ln \frac{M_R}{M} + \frac{\bar{v}_i}{2\pi} \ln \frac{M_X}{M_R} - \\ &- \frac{1}{4\pi} \sum_j \frac{\bar{v}_{ij}}{\bar{v}_j} \ln \left( 1 + \frac{\bar{v}_j}{2\pi} \alpha_j(M) \ln \frac{M_R}{M} \right) - \\ &- \frac{1}{4\pi} \sum_j \frac{\bar{v}_{ij}}{\bar{v}_j} \ln \left( 1 + \frac{\bar{v}_j}{2\pi} \alpha_j(M_R) \ln \frac{M_X}{M_R} \right) \end{aligned}$$

$i = 1, 2, 3$

где  $\bar{\alpha}$  — константа великого объединения в точке  $M_X$ ;  $\alpha_i(M)$ ,  $\alpha_j(M_R)$  — калибровочные константы связи групп  $SU(3)_c, SU(2)_L, U(1)_Y, SU(2)_R, U(1)_{B-L}$ ;  $\bar{v}_i, \bar{v}_i, \bar{v}_{ij}, \bar{v}_{ij}$  — коэффициенты  $\beta$ -функций в первой, второй петле. Решая эти уравнения, получаем зависимости  $M_X$  и  $M_R$  от угла Вайнберга. Если считать, что эксперимент дает для угла Вайнберга значение  $\sin^2 \theta_W = 0.23 \pm 0.005$ , то для времени жизни протона в  $SO(10)$ -модели получим следующее ограничение:  $10^{33}$  лет  $<$   $< \tau_p(SO(10)) < 10^{37}$  лет.

§ 1.4 посвящен исследованию кварковых токов, связанных с распадом протона, и вопросам смешивания ароматов в этих токах. Исследуются возможные связи между разными углами смешивания кварковых токов. Показано, что путем подбора параметров смешивания можно подавить вероятность распада протона не более чем на  $\sin^2 \theta_c$ .

Вторая глава посвящена изучению вопросов, связанных с массами частиц в  $SO(10)$ -модели и нарушения  $SO(10)$ -симметрии. Дело в том, что в схеме нарушения  $SO(10)$  с промежуточной лево-правой симметрией (выше отмечено, что только такие схемы являются приемлемыми) возникает проблема с массами фермионов. В этой главе нами предложена  $SO(10)$ -модель с дискретной симметрией, позволяющая решить этот вопрос.

§ 2.1 носит вводный характер. Здесь нами дан обзор вопросов, связанных с массовым спектром фермионов и полей Хиггса в случае наличия промежуточной лево-правой симметрии в  $SO(10)$ -модели. Если электрослабая группа нарушается с помощью в.с. одного дублета полей Хиггса, то в этом случае получается, что массы  $b$ - и  $t$ -кварков равны, что противоречит опыту.

В § 2.2 нами предложена модель  $SO(10)$  с дополнительной дискретной симметрией, где этот вопрос решается. При этом  $I_{10}$ -плет полей Хиггса и  $I_{16}$ -плет фермионов преобразуются относительно этой дискретной симметрии следующим образом:  $I_{10} \rightarrow i I_{10}$ ;  $I_{16} \rightarrow e^{-i\pi/4} I_{16}$ . В этой модели в древесном приближении масса  $b$ -кварка равна нулю. Она появляется только после учета радиационных поправок. Ее появление связано со смешиванием в массовой матрице двух дублетов Хиггса

$$\begin{pmatrix} M^2 + M_R^2 & \lambda(M_c/M_X) M_R^2 \\ \lambda(M_c/M_X) M_R^2 & M^2 - M_R^2 \end{pmatrix}$$

где  $M_X$  связана с нарушением  $SO(10)$ ;  $M_c$  — с нарушением кварк-лептонной симметрии, а  $M_R$  — с нарушением  $SU(2)_R$ -симметрии. При этом мы получаем также интересное соотношение,

связывающее массы кварков и параметры нарушения  $M_c$  и  $M_x$  :

$$m_e/m_t = \frac{1}{2} \lambda M_c/M_x$$

В § 2.3 нами обобщено рассмотрение предыдущего параграфа на случай трех поколений кварков. При этом удается получить ограничения на время жизни протона в  $SO(10)$ -модели в случае разных схем нарушения  $SO(10)$ . Если мы имеем такую схему нарушения, где симметрия  $SU(2)_R$  нарушается сразу, получаем следующее соотношение между временем жизни протона в  $SU(5)$ -модели и в  $SO(10)$ :  $\tau_p(SO(10)) \leq 10^2 \tau_p(SU(5))$ . Если же симметрия  $SU(2)_R$  нарушается в два этапа, то аналогичное соотношение менее ограничительно:  $\tau_p(SO(10)) < 10^4 \tau_p(SU(5))$ .

В § 2.4 нами рассмотрен другой вариант  $SO(10)$ -модели, когда нарушение электрослабой подгруппы происходит через в.с. двух дублетов Хиггса. В такой ситуации, вообще говоря, возникают нейтральные токи с изменением аромата. Чтобы запретить их, будем считать, что имеет место дискретная симметрия

$$\underline{10} \rightarrow i \underline{10}; \underline{10}' \rightarrow i \underline{10}'; \underline{16} \rightarrow e^{-i\pi/4} \underline{16}.$$

Рассмотрение вопросов, связанных с массами фермионов и полей Хиггса в такой модели позволяет связать время жизни протона в  $SU(5)$ -модели и в  $SO(10)$ -модели. Соотношения вполне аналогичны тем, которые были получены для случая одного дублета Хиггса. Разница лишь в том, что время жизни протона в  $SU(5)$ -модели для двух дублетов Хиггса почти на порядок меньше, чем в случае одного дублета Хиггса.

Третья глава посвящена изучению теорий объединения, которые включают не одно (как  $SU(5)$  или  $SO(10)$ ), а все три поколения фермионов. Наиболее подходящими, с этой точки зрения, являются группы  $SO(n)$  и  $SU(n)$ .

§ 3.1 посвящен изучению моделей объединения  $SO(n)$  и вопросу "выживания" фермионов. Проблема заключается в том, что фермионы, находящиеся в самосопряженном представлении группы симметрии объединения, вообще говоря, получают сверхбольшую массу порядка массы объединения. Тогда возникает вопрос, как обеспечить малость масс (порядка шкалы нарушения  $SU(2)_L$  и  $U(1)_Y$ ) обычных фермионов. Этот вопрос есть также для групп  $SU(n)$ . Хотя для моделей, основанных на симметрии  $SO(4n+2)$ , фермионное представление  $2^{2n}$  не является самосопряженным, оно является самосопряженным относительно группы  $SO(10)$ . Действительно, разложение этого представления относительно представлений  $SO(10)$  имеет вид:  $2^{2n} = 2^{2n-5} \cdot \underline{16} + 2^{2n-5} \cdot \overline{\underline{16}}$  ( $n > 2$ ). Нами предлагается решение этой проблемы с помощью дискретной симметрии  $\mathcal{D}$ , которая остается наряду с  $SO(10)$  после нарушения  $SO(4n+2)$ . Тогда фермионное представление не будет самосопряженным относительно  $\mathcal{D} \times SO(10)$ , и нет проблем со сверхбольшими массами.

В § 3.2 нами рассмотрена конкретная реализация этой идеи для разных групп  $SO(14)$ ,  $SO(18)$ ,  $SO(22)$ , а также  $SU(9)$ . Наряду с обычными фермионами во всех этих случаях возникает так называемые "зеркальные" фермионы, которые взаимодействуют с  $W$ -бозонами через правые токи. Так, для группы  $SO(18)$  разложение фермионного представления  $256$  по представлениям группы  $\mathcal{D} \times SO(10)$  имеет вид:

$$256 = 4 \cdot (\underline{16}^I + \underline{16}^{-I}) + 2 \cdot (\underline{16}^i + \overline{\underline{16}}^{-i} + \underline{16}^{-i} + \overline{\underline{16}}^i).$$

Самосопряженная относительно  $\mathcal{D} \times SO(10)$  часть фермионного представления  $2 \cdot (\underline{16}^i + \overline{\underline{16}}^{-i} + \underline{16}^{-i} + \overline{\underline{16}}^i)$  получает сверхбольшую массу. Легкими остаются четыре обычных и четыре

зеркальных поколения фермионов, и асимптотическая свобода по группе цвета  $SU(3)_c$  при наших энергиях не нарушается.

Проведенное рассмотрение для групп  $SO(4n+2)$  легко обобщается на унитарные группы  $SU(2n+1)$  с учетом того, что  $SO(4n+2)$  включает  $SU(2n+1)$  в качестве подгруппы. Для группы  $SU(9)$  в итоге также получается четыре обычных и четыре зеркальных поколения фермионов.

В § 3.3 нами подробно рассмотрена наиболее интересная из моделей, предложенных в предыдущих параграфах главы —  $SO(18)$ . Нами здесь изучается следующий этап нарушения симметрии, когда получают массы обычные и зеркальные фермионы. Причем рассмотрен такой механизм нарушения  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , когда изначально получают массы только зеркальные фермионы. Обычные фермионы приобретают массы только после учета радиационных поправок:  $m(16) = \frac{g^2}{4\pi} m(\overline{16})$ , где  $g$  — калибровочная константа связи. Таким образом, массы зеркальных фермионов оказываются примерно на два порядка больше масс обычных фермионов.

Рассматриваются также вопросы, связанные с массами нейтрино. В этом подходе нейтрино в зеркальных семействах получают майорановскую массу за счет радиационных поправок. Имея в виду космологические ограничения на массы тяжелых нейтрино, получаем следующее соотношение для массы правого  $W_R$ -бозона:  $10^5 \text{ ГэВ} < M_{W_R} < 10^8 \text{ ГэВ}$ .

Четвертая глава посвящена построению модели суперобъединения, основанную на группе  $SO(10)$ . Предложена модель, где суперсимметрия и лево-правая промежуточная симметрия нарушаются с помощью одного масштабного параметра. Нарушение электрослабой подгруппы и расщепление масс в супермультиплет-

тах обычных частиц достигается после учета радиационных поправок.

В § 4.1 дается краткий обзор вопросов, связанных с нарушением суперсимметрии, суперсимметричными моделями объединения и т.д.

§ 4.2 посвящен изучению вопросов нарушения  $SO(10)$ -симметрии в суперсимметричной  $SO(10)$ -модели и построению суперпотенциала. При этом возникает вопрос, связанный с изначальной лево-правой дискретной симметрией, которую необходимо нарушить, чтобы обеспечить существующую асимметрию между левым и правым. Это делается с помощью в.с.  $210$ -плета полей Хиггса, который содержит синглет группы  $SU(4) \times SU(2)_L \times SU(2)_R$ , инвариантный относительно лево-правой дискретной симметрии. Построенный суперпотенциал соответствует нарушению  $SO(10)$  до  $SU(3)_c \times U(1)_{B-L} \times SU(2)_L \times SU(2)_R$  и обеспечивает отсутствие проблем с распадом протона, которые могут возникнуть в таких моделях из-за появления сравнительно легких цветовых триплетов. Кроме того, этот суперпотенциал обладает и тем нетривиальным свойством, что все скалярные поля, связанные с нарушением  $SO(10)$ , при нарушении получают сверхбольшие массы.

§ 4.3 посвящен вопросам нарушения суперсимметрии и промежуточной лево-правой симметрии в нашей модели. Особенностью является то, что суперсимметрия и лево-правая симметрия нарушаются с помощью одного масштабного параметра. Существуют два минимума потенциала, связанные с нарушением промежуточной  $SU(3)_c \times U(1) \times SU(2)_L \times SU(2)_R$ -симметрии. Первый "правильный" минимум связан с нарушением

$SU(2)_R$ , а второй, "неправильный" - с нарушением  $SU(2)_L$ . Однако в связи с тем, что одновременно нарушается также суперсимметрия, играют роль радиационные поправки к энергии вакуума. Их учет позволяет получить физически правильную картину нарушения, когда минимум, соответствующий нарушению группы  $SU(2)_R$ , лежит ниже, и эта группа нарушается при большем масштабе, чем  $SU(2)_L$ .

§ 4.4 посвящен вопросам нарушения электрослабой подгруппы и расщепления масс суперпартнеров. Суперпартнеры обычных фермионов получают массы только после учета радиационных поправок, а именно трехпетлевых супердиаграмм. Суперпартнеры калибровочных бозонов получают массу из-за двухпетлевых супердиаграмм. Нарушение электрослабой подгруппы также получается после учета радиационных поправок - двухпетлевые супердиаграммы дают отрицательный вклад в квадрат массы полей Хиггса. При этом важную роль играет наличие у  $SO(10)$  подгруппы  $SU(4)$ , соответствующей кварк-лептонной симметрии. Интересное соотношение получается для масс суперпартнера минимальной массой и  $t$ -кварка

$$\min(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{q}}) \leq 80 \Gamma_{\text{эВ}} \frac{80}{m_{\tilde{q}}[\Gamma_{\text{эВ}}]}$$

Имеют место ограничения также для масс суперпартнеров калибровочных бозонов.

Пятая глава посвящена исследованию вопросов, связанных с массами нейтрино и редкими распадами  $B$ -мезона в лево-право симметричной модели  $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$ . Эта модель весьма интересна в том отношении, что она являет-

ся наиболее простым обобщением стандартной модели. Кроме того, если масштаб нарушения лево-правой симметрии находится на уровне нескольких ТэВ, мы можем иметь ряд наблюдаемых эффектов в физических процессах.

§ 5.1 посвящен краткому обзору вопросов, связанных с  $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$ -симметрией и ее нарушением.

В § 5.2 вычислены радиационные поправки к майорановской массе нейтрино в лево-право симметричной модели. С учетом этих поправок масса легкого нейтрино равна

$$m_\nu = \frac{m_D^2}{M_R} \left( -1 + \frac{1}{8\pi^2} \frac{m_H^2}{\eta^2} \ln \frac{M_R}{m_H} \right)$$

где  $m_D$  - дираковская масса нейтрино;  $m_H$  - масса поля Хиггса;  $M_R$  - масштаб нарушения  $SU(2)_R$ -симметрии;  $\eta = 250$  ГэВ. Поправки существенны при больших (сотни ГэВ) значениях массы поля Хиггса. Если в теории существует второй  $SU(2)_L$ -дублет, то он вносит дополнительный существенный вклад в массу нейтрино, когда дираковские массы заряженных лептонов намного меньше дираковских масс нейтрино. В последнем случае существенно отличаются от древесного приближения не только массы, но и углы смешивания нейтрино.

§ 5.3 посвящен изучению редкого распада  $B \rightarrow K^* \nu$ . Вычислен вклад скалярных частиц в амплитуду распада  $\bar{b} \rightarrow s_j$  в лево-право симметричной модели. В отличие от стандартной модели, где только амплитуда  $\bar{b}_R \rightarrow s_{Lj}$  существенна (амплитуда  $\bar{b}_L \rightarrow s_{Rj}$  подавлена отношением  $m_s/m_b$ ), здесь имеется также амплитуда  $\bar{b}_L \rightarrow s_{Rj}$ . Это позволяет выделить эффекты, связанные с лево-правой симметрией и со скалярными частицами

измерив поляризацию  $j$ -кванта в распаде  $B \rightarrow K^* j$ . Заметим, что вклад скалярных частиц является существенным даже для масс скалярных частиц порядка нескольких ТэВ. Рассматриваемый вклад скалярных частиц в амплитуду распада  $B \rightarrow S j$  возникает благодаря смешиванию дублетов полей Хиггса и возрастает с увеличением  $\text{tg } 2\theta$ , где  $\theta$  - угол этого смешивания: отношение этого вклада к амплитуде стандартной модели пропорционально величине

$$\frac{m_t}{m_b} \text{tg } 2\theta (\text{tg}^2 2\theta + 1)^{1/2}$$

Шестая глава диссертации посвящена изучению вопросов, связанных с массами частиц в моделях объединения. Это - исследование массовых соотношений в  $SO(10)$ -модели, а также ренормгрупповые исследования масс частиц.

§ 6.1 посвящен изучению массовых соотношений в  $SO(10)$ -модели. В предположении, что в массовую матрицу фермионов дает вклад только в.с. полей Хиггса  $10$  и  $126$ , получено ограничение на массу  $t$ -кварка:  $m_t \leq \frac{m_b m_c}{m_s} / (1 - \frac{m_t m_d}{m_r m_s}) \approx (200-250)$  ГэВ, а также некоторые соотношения для углов смешиваний кварков.

В § 6.2 изучаются массы и смешивания нейтрино в модели с дискретной симметрией, аналогичной тому, которая рассматривалась во второй главе. После учета петлевых поправок к массовой матрице правых нейтрино и учета смешивания, мы получаем три легких майорановских и три тяжелых нейтрино. Массы легких нейтрино имеют вид:

$$m_1 = m_2 = \frac{\langle \eta_{126} \rangle}{10^2 \Gamma_{\Delta B}} \frac{10^{10} \Gamma_{\Delta B}}{M_R} (1 + 20) \approx B$$

$$|m_1 - m_2| = \frac{\langle \eta_{126} \rangle}{10^2 \Gamma_{\Delta B}} \frac{10^{10} \Gamma_{\Delta B}}{M_R} (10^{-2} - 1) \approx B$$

$$m_3 = \frac{\langle \eta_{126} \rangle}{10^2 \Gamma_{\Delta B}} \frac{10^{10} \Gamma_{\Delta B}}{M_R} \frac{m_t}{50 \Gamma_{\Delta B}} 2 M_{\Delta B}$$

где  $\langle \eta_{126} \rangle$  связано с в.с. дублета  $SU(2)_L$ , входящего в  $126$ -плет. Удаётся также оценить углы смешивания нейтрино.

В § 6.3 изучаются уравнения ренормализационной группы для стандартной модели с одним дублетом Хиггса и тремя поколениями фермионов. Если считать, что теория возмущений и стандартная модель справедливы до энергий  $\sim 10^{14}$  ГэВ, т.е. масштаба объединения, получим определенные ограничения на массу  $t$ -кварка и поля Хиггса. Рассмотрена также возможность, когда стандартная модель остается справедливой вплоть до массы Планка  $1.2 \cdot 10^{19}$  ГэВ. Тогда ограничения на массы  $t$ -кварка и поля Хиггса получаются более сильными.

В § 6.4 проведено аналогичное исследование хода констант связи с энергией для четырех поколений фермионов, а также для суперсимметричного случая, что позволяет получить ограничения для масс  $t$ ,  $t'$ ,  $b'$ -кварков и  $\tau'$ -лептона.

Здесь же исследуются уравнения ренормализационной группы для двух дублетов Хиггса и трех поколений фермионов. В этом случае эти уравнения значительно усложняются из-за сложного вида самовзаимодействия полей Хиггса. Тем не менее численный анализ уравнений ренормализационной группы для юкваских и скалярных констант связи может быть проведен. Как и раньше, считается, что стандартная модель и теория возмущений справедливы вплоть до энергий великого объединения. Тогда мы получим ограничения для массы легчайшего нейтрального

поля Хиггса, во многом сходные тем, которые были получены для одного дублета Хиггса. В частности, если считать, что масса  $t$ -кварка меньше 180 ГэВ, то верхний предел на массу легчайшего нейтрального поля Хиггса также находится в районе 180 ГэВ. Этот результат представляет интерес с точки зрения экспериментов по поиску Хиггса.

В заключении перечисляются основные результаты, полученные в диссертационной работе.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ ОПУБЛИКОВАНЫ  
В РАБОТАХ

1. Асатрян Г.М., Иоаннисян А.Н. Время жизни протона в модели великого объединения  $SO(10)$ . - ЯФ, 1985, т. 41, вып. 4, с. 1097-1101.
2. Asatryan H.M. Discrete Symmetries in  $SO(N)$  Grand Unified Groups and the Survival Hypothesis.- Phys.Lett., 1982, v.117 No.3, p.309-311.
3. Асатрян Г.М. Дискретные симметрии в моделях великого объединения и гипотеза выживания. - ЯФ, 1983, т. 37, вып. 6, с. 1579-1584.
4. Асатрян Г.М. Массы частиц в модели великого объединения  $SO(18)$ . - ЯФ, 1984, т. 40, вып. 4(10), с. 1073-1077.
5. Asatryan H.M., Ioannissyan A. Rare B-Meson Decays in  $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$  Model.- Mod. Phys. Lett., 1990, v.5, No.14, p.1089-1096.  
ЯФ, 1990, т. 51, вып. 5, с. 1350-1354.
6. Асатрян Г.М., Иоаннисян А.Н. Массы нейтрино в лево-право симметричных моделях. - ЯФ, 1990, т. 51, вып. 1, с. 182-185.
7. Асатрян Г.М., Иоаннисян А.Н. Нарушение суперсимметрии и промежуточной симметрии в теории суперобъединения  $SO(10)$ . - ЯФ, 1986, т. 44, вып. 1(7), с. 264-269.
8. Асатрян Г.М., Иоаннисян А.Н. Модель суперобъединения  $SO(10)$ . - ЯФ, 1987, т.46, вып. 4(10), с. 1253-1260.
9. Asatryan H.M., Ioannissyan A.N., Matinyan S.G. Renormalization Group Investigation of Heavy Quarks and Higgs Boson Masses.- Preprint YERPHI-1.64(50)-90, 28 pages.

10. Асатрян Г.М., Матинян С.Г. Смешивание ароматов и не-стабильность протона в схемах великого объединения. - ЯФ, 1980, т. 31, вып. 5, с. 1381-1387.
11. Асатрян Г.М., Иоаннисян А.Н. Иерархия масштабов нарушения в теории великого объединения  $SO(10)$  и массы частиц. - ЯФ, 1987, т. 45, вып. 4, с. 1177-1182.
12. Asatryan H.M. Symmetry Breaking in  $SO(10)$  Grand Unified Theory and the Quark Masses.- Preprint YERPHI-961(11)-87, in: Proceedings of Int. Europhysics Conf. on High Energy Physics, Uppsala, Sweden, 1987.
13. Асатрян Г.М. Массы и смешивания кварков в  $SO(10)$ -модели. - ЯФ, 1988, т. 48, вып. 5(II), с. 1494-1501.
14. Асатрян Г.М. Два дублета Хиггса в  $SO(10)$ -модели. - ЯФ, 1989, т. 49, вып. 1, с. 279-283.
15. Асатрян Г.М. Массовые соотношения для фермионов и масса  $t$ -кварка. - Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 36, вып. 1, с. 89-91.
16. Asatryan H.M., Berezhiani Z., Ionanlyan A.N. Neutrino Masses and Mixing in  $SO(10)$  Model.- Preprint YERPHI-1052(15)-88.

Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 16.10.90г.

Формат 60x84/16

Офсетная печать.

Тираж 170 экз.

Зак.тип.№ 288

Отпечатано в Ереванском физическом институте  
Ереван 36, ул.Братьев Алиханян, 2