

С324.1

Д 56



**ЛЕКЦИИ  
ДЛЯ МОЛОДЫХ  
УЧЕНЫХ**

**М.И.Добролюбов, А.Ю.Игнатъев,  
М.Е.Шапошников**

**Элементарные частицы  
и космология**

**ДУБНА**

ЛЕКЦИИ ДЛЯ МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ

Выпуск 48

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

А.Н.Сисакян — председатель  
А.Т.Филиппов — зам. председателя  
Г.М.Гавриленко — ученый секретарь  
В.Б.Беляев  
Б.В.Васильев  
В.П.Гердт  
В.А.Загребнов  
Г.В.Мицельмахер  
В.А.Никитин  
В.Р.Саранцева  
Д.В.Ширков

© О

Дубна, 1988

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

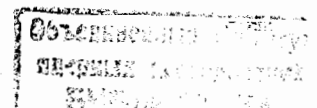
P2-88-654

М.И.Добролюбов\*, А.Ю.Игнатьев\*,  
М.Е.Шапошников\*

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И КОСМОЛОГИЯ

\* Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Дубна, 1988



C324.1  
Д 56

131526

О И В  
ЗИЛ № 102

## СО Д Е Р Ж А Н И Е

Введение . . . . .	3
1. История ранней Вселенной . . . . .	3
2. Раздувающаяся Вселенная . . . . .	4
3. Барийонная асимметрия Вселенной . . . . .	8
3.1. Аномальное электрослабое несохранение барийонного числа при высоких температурах . . . . .	8
3.2. Сценарий возникновения БАВ в электрослабой теории . . . . .	15
4. Космология и суперсимметричные теории . . . . .	19
4.1. Качественная оценка современной плотности реликтовых частиц . . . . .	20
4.2. Азбука суперсимметрии . . . . .	24
4.3. Какая из суперсимметричных частиц может быть легчайшей? . . . . .	27
4.4. Космологические ограничения на массу легчайшей суперчастицы . . . . .	28
4.5. Астрофизические ограничения . . . . .	35
5. Поиски суперсимметрии в распадах легких адронов . . . . .	40
Литература . . . . .	43

### Введение

Настоящий цикл лекций посвящен изложению ряда актуальных вопросов, возникающих на стыке физики элементарных частиц и космологии. В I и 2 разделах дается краткий обзор стандартной теории горячей Вселенной и сценария раздувающейся Вселенной. Современное состояние проблемы барийонной асимметрии Вселенной и новый возможный механизм её образования изложены в 3 разделе. 4 раздел посвящен обзору космологических следствий для суперсимметричных теорий. Новые возможности экспериментального обнаружения легких суперчастиц обсуждаются в 5 разделе. Предполагается знакомство читателей с материалом, изложенным в лекциях /4,5/ на предыдущих школах, и с обзорами /26/.

### I. История ранней Вселенной

Обсудим основные этапы расширения Вселенной. Начнем с конца, т.е. с настоящего этапа расширения. Ближайшее к нам по времени характерное событие произошло в момент  $t \simeq 10^{12} \text{ с}$  (соответствующая температура  $T \simeq 1 \text{ эВ}$ ). В это время реликтовое излучение отделилось от вещества: при  $T \simeq 1 \text{ эВ}$  электроны объединяются с протонами в атомы; вещество становится нейтральным и прозрачным для излучения. Покрасневшее из-за расширения Вселенной, детектируемое радиотелескопами излучение является "снимком" момента  $t \simeq 10^{12} \text{ с}$ . Примерно в это же время меняется закон расширения Вселенной. Из  $R \sim t^{1/2}$  (радиационно-доминированная эпоха) он превращается в  $R \sim t^{2/3}$  (эпоха доминирования материи). После  $t \sim 10^{12} \text{ с}$  происходит формирование галактик. Раньше это было невозможно: фотонное излучение предотвращало развитие гравитационной неустойчивости. Эпоха ядерных реакций, нуклеосинтеза относится к

временам  $t \sim 1 \div 100$  с, температура  $T \sim 1$  МэВ. Здесь происходило формирование легких элементов. При повышении температуры изменяется "химический" состав плазмы: при  $T \geq 0,5$  МэВ появляются позитроны, при  $T \geq 100$  МэВ — мюоны,  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  и т.д. Наконец, при  $T \sim 0$  (100) МэВ происходит кварк-адронный фазовый переход, выше которого существуют не связанные в адроны кварки. Эта плазма является в высокой степени зарядово-симметричной, на  $10^8 \div 10^{10}$  кварк-антикварковых пар приходится один избыточный кварк (именно из этих избыточных кварков состоит наблюдаемая Вселенная). Далее, при  $T \sim 100$  ГэВ ( $t \sim 10^{-10}$  с) в плазме появляются  $W^-$  и  $Z^0$  — бозоны. Примерно здесь происходит фазовый переход с нарушением группы  $SU(2)$ . Выше температуры фазового перехода все известные частицы становятся безмассовыми.

Фактически на этом месте кончатся определенные предсказания, поскольку мы начинаем выходить за рамки экспериментально проверенной теории. Скажем, если справедливы простые теории великого объединения (ТВО) типа  $SU(5)$ , то вплоть до  $T \sim 10^{15}$  ГэВ не происходит ничего интересного. Только при этой температуре начинают проявляться степени свободы, характерные для ТВО.

Если же имеют место суперсимметричные теории элементарных частиц, то, начиная с  $T \sim 0$  (100) ГэВ, в плазме будут существовать суперпартнеры обычных частиц.

Наконец, при  $T \sim 10^{19}$  ГэВ =  $G_{\text{ньютоновская}}^{-1/2}$  ( $G$  — ньютоновская постоянная тяготения) станут сильными квантово-гравитационные взаимодействия. Пока мало определенного можно сказать об этой эпохе.

По-видимому, основные свойства Вселенной (такие, как однородность, изотропность и т.д.) были сформированы на очень ранних этапах расширения Вселенной, при  $T \sim 10^{19}$  ГэВ. Что касается момента возникновения барионной асимметрии Вселенной (БАВ), то вопрос пока остается открытым. Возможно как раньше (при  $T \sim 10^{15}$  ГэВ), так и позднее ( $T \sim 100$  ГэВ) возникновение БАВ. Мы более подробно обсудим эти вопросы несколько позднее.

## 2. Раздувающаяся Вселенная

В этом разделе будут рассмотрены основные идеи сценария раздувающейся Вселенной [1,2].

Прежде всего, обсудим распространение света с учетом расширения. Дистанция, проходимая сигналом, определяется из уравнения:

$$\dot{r} = H r + c, \quad (2.1)$$

где  $H$  — постоянная Хаббла. В радиационно-доминированной стадии  $H = 1/2t$  и  $\rho = 2/t^2$ , в эпоху доминирования материи  $H = 2/3t$ ,  $\rho = 3/2t^2$ . Проблема горизонта возникает из предположения о том, что Вселенная все время расширялась по степенному закону,  $R \sim t^k$ . Схематическая иллюстрация этой проблемы дана на рис.1. Выходящие из точки  $t = 10^{17}$  с линии образуют световой конус прошлого. Внутри него находятся точки, которые могут быть наблюдаемы в настоящий момент времени. Из точек, лежащих на прямой  $t = 0$ , построены световые конусы будущего. Так, области A, B, C в момент  $t = 10^{12}$  с никогда не были причинно связаны. Именно момент  $t = 10^{12}$  с является важным, поскольку после него взаимодействие между фотонами практически отсутствует, и детектируемое сейчас реликтовое излучение несет информацию как раз об этом моменте. Это означает, что они должны были бы характеризоваться разной температурой. Однако экспериментально это не так, и в действительности они имели одну и ту же температуру. Этот факт и составляет суть проблемы горизонта.

Основная идея сценария раздувающейся Вселенной [1] состоит в том, что на некотором этапе развития Вселенной ( $t_1 < t < t_2$ ) возможно чрезвычайно быстрое (экспоненциальное) расширение Вселенной, которое затем переходит в обычное радиационно-доминированное или, скажем, доминированное материей (см.рис.2). Для этого необходимо, чтобы при  $t_1 < t < t_2$  "постоянная" Хаббла  $H$  была действительно постоянной. Тогда  $\rho \sim 1/4 \exp(Ht_2)$ . Если период расширения достаточно длительный, то вся видимая часть Вселенной окажется причинно-связанной. При этом будут одновременно решены проблемы горизонта, близости плотности Вселенной к критической (после экспоненциального расширения кривизна Вселенной уменьшится в  $\exp(Ht_2)$  раз!), проблемы однородности и изотропности. Приведем оценку необходимого времени раздувания. Если после  $t_2$  радиация доминирует, то размер причинно-связанной области в момент  $t_0 = 10^{17}$  с составляет

$$R = R_0 \exp(Ht_2) \left( \frac{10^{12} \text{ с}}{t_2} \right)^{1/2} \left( \frac{10^{17} \text{ с}}{10^{12} \text{ с}} \right)^{2/3} \quad (2.2)$$

Взяв для оценок  $R_0 \sim 1/M_{\text{Pl}} \approx 10^{-33}$  см,  $t_2 \sim O(M_{\text{Pl}}) \sim 10^{-43}$  с и учитывая, что размер Вселенной  $R \geq 10^{28}$  см, получаем  $Ht_2 \geq 70$ .

Для того, чтобы имело место экспоненциальное расширение, необходимо, чтобы уравнением состояния было  $p = -\epsilon$ . При этом

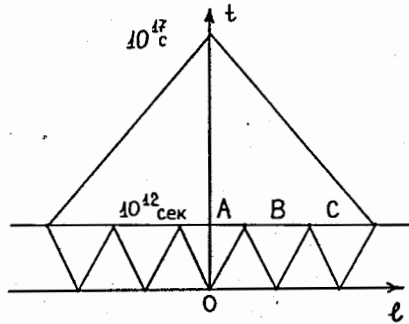


Рис. 1

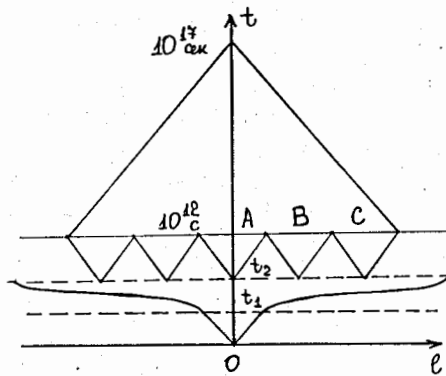


Рис. 2

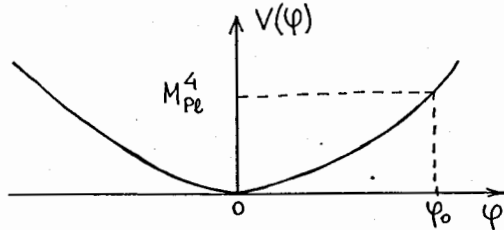


Рис. 3

$$H = \left( \frac{8\pi\varepsilon}{3 M_{Pl}^2} \right)^{1/2}, \quad \varepsilon = \text{const.} \quad (2.3)$$

Рассмотрим возникновение нужного нам периода в сценарии хаотического раздувания <sup>1/3/</sup> в рамках простейшей теории скалярного поля с самодействием  $\lambda \varphi^4$  (см. рис. 3). Естественно считать, что в планковские времена распределение поля  $\varphi$  было неоднородным, средняя энергия, запасенная в поле  $\varphi$ , была порядка планковской,  $\sim M_{Pl}^4$ . Рассмотрим судьбу одного из доменов, в котором доминирует потенциальная энергия поля  $\varphi$  (временные производные и пространственные градиенты малы). В этом случае поле  $\varphi$  отлично от нуля,  $\varphi = \varphi_0$  (см. рис. 3). Эволюция поля  $\varphi$  описывается уравнением:

$$\ddot{\varphi} + 3H\dot{\varphi} = -\lambda\varphi^3, \quad H = \frac{\varphi^2}{M_{Pl}} \left( \frac{2}{3} \pi \lambda \right)^{1/2} \quad (2.4)$$

Движение  $\varphi$  является медленным из-за "трения", пропорционального постоянной Хаббла. Поэтому членом  $\dot{\varphi}$  можно пренебречь, и решение (2.4) будет иметь вид:

$$\varphi = \varphi_0 \exp\left\{-M_{Pl} t (\lambda/6\pi)^{1/2}\right\}. \quad (2.5)$$

Это означает, что при  $t \leq t^* = [M_{Pl} (\lambda/6\pi)^{1/2}]^{-1}$  значение поля  $\varphi$  практически не изменяется, доминирует потенциальная энергия поля  $\varphi$ , и Вселенная расширяется экспоненциально. При этом

$$H t^* \sim 2\pi \lambda^{-1/2} \quad (2.6)$$

для  $\lambda \varphi_0^4 \sim M_{Pl}^4$ .

Расширение, необходимое для решения упомянутых проблем, достигается при  $\lambda \leq 10^{-2}$ .

Период экспоненциального раздувания Вселенной имеет еще одно замечательное следствие. Маленькие квантовые флуктуации скалярного поля во время расширения превращаются в крупномасштабные классические неоднородности, которые могут стимулировать образование галактик. Расчеты показывают <sup>1/2/</sup>, что это действительно имеет место. Необходимо, однако, чтобы константа  $\lambda$  была достаточно маленькой,  $\lambda \leq 10^{-12}$ . В противном случае неоднородности получатся слишком большими и несовместимы с наблюдением.

Заканчивая обсуждение сценария хаотического раздувания, хочется отметить один его важный принципиальный недостаток. Он, помимо всего прочего, опирается на то, что в наблюдаемой Вселенной энергия вакуума равна нулю. Она действительно близка к нулю из наблюдений; неизвестно, однако, почему это так - в этом состоит проблема  $\Lambda$ -члена в уравнениях Эйнштейна. Не был ли механизм, уничтожающий  $\Lambda$ -член теперь, столь же эффективным и в ранней Вселенной, приводя тем самым к отсутствию раздувания?!

### 3. Барьонная асимметрия Вселенной

Вопрос о барьонной асимметрии<sup>/23/</sup> уже обсуждался в лекциях авторов на предыдущих школах ОИЯИ по физике высоких энергий (см.<sup>/4,5/</sup>). Поэтому мы отсылаем читателя к работам<sup>/4,5/</sup> для введения в предмет и для обсуждения вопроса о возникновении барьонной асимметрии в теориях большого объединения. Целью настоящей лекции является рассмотрение несохранения барьонного числа в стандартной теории электрослабых взаимодействий при высоких температурах<sup>/6/</sup> и сценария возникновения БАВ в фазовом переходе с нарушением  $SU(2)$ <sup>/7/</sup>.

#### 3.1. Аномальное электрослабое несохранение барьонного числа при высоких температурах

Мы начнем этот раздел с напоминания известных фактов о нетривиальной структуре вакуума в калибровочных теориях<sup>/8/</sup> (имея в виду модель Вайнберга-Салама) и связанными с ней процессами с несохранением барьонного числа. Рассмотрим для простоты электрослабую теорию с выключенным гиперзарядным взаимодействием (это приводит лишь к незначительным количественным изменениям результатов). Лагранжиан имеет вид:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2g_w^2} \text{Tr} F_{\mu\nu}^2 + (\mathcal{D}_\mu \varphi)^\dagger (\mathcal{D}_\mu \varphi) - \lambda (\varphi^\dagger \varphi - \frac{v^2}{2})^2 + \mathcal{L}_F, \quad (3.1)$$

где  $\mathcal{L}_F$  - обычная фермионная часть. В калибровке  $A_0 = 0$  энергия классической статистической конфигурации калибровочных и скалярных полей дается выражением

$$E(A, \varphi) = \int d^3x \left\{ -\frac{1}{2g_w^2} \text{Tr} F_{ij}^2 + (\mathcal{D}_i \varphi)^\dagger (\mathcal{D}_i \varphi) + \lambda (\varphi^\dagger \varphi - \frac{v^2}{2})^2 \right\}. \quad (3.2)$$

С точностью до топологически тривиальных калибровочных преобразований у функционала (3.2) существует дискретный набор вакуумов - конфигураций вида

$$A_i^{(n)} = g^{(n)} a_i g^{-1(n)}, \quad \varphi^{(n)} = g^{(n)} \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad (3.3)$$

где  $g^{(n)}$  - матрица топологически нетривиального калибровочного преобразования, характеризуемого целым числом

$$n = \frac{1}{32\pi^2} \epsilon^{ijk} \int d^3x \text{Tr} g \partial_i g^{-1} g \partial_j g^{-1} g \partial_k g^{-1}. \quad (3.3a)$$

Вакуумы (3.3) отделены друг от друга потенциальным барьером (см. рис.4), вершина барьера представляет собой конфигурацию полей  $A^*$  и  $\varphi^*$ , являющуюся нестабильным решением статических уравнений движения для  $A, \varphi$  (седловой точкой функционала энергии (3.4)). Это решение имеет вид<sup>/9,10/</sup>:

$$A_i^* = i (\epsilon_{ijk} x_j \partial_k / r^2) \xi(\xi), \quad \varphi^* = \frac{v}{\sqrt{2}} h(\xi) \frac{i \tau^a x^a}{r} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (3.4)$$

где  $\xi = g_w v r$ ,  $\xi(\xi)$  и  $h(\xi)$  имеют следующие асимптотики:

$h(0) = \xi(0) = 0$ ,  $h(\infty) = \xi(\infty) = 1$ . Спектр малых возмущений около  $A^*, \varphi^*$  содержит ровно одну отрицательную моду, связанную с движением по направлению к минимумам  $E$  с различными  $n$ . Энергия этой конфигурации равна<sup>/10/</sup>

$$E_0 = \frac{2M_W}{\alpha_w} B\left(\frac{\lambda}{\alpha_w}\right), \quad (3.5)$$

где  $B$  изменяется от 1,5 до 2,7 при вариации  $\lambda$  от 0 до  $\infty$  и, таким образом,  $E = 8 - 14 \text{ ТэВ}$ .

Перейдем теперь к рассмотрению процессов с несохранением барьонного числа. Барьонный и лептонный токи в электрослабой теории аномальны<sup>/11/</sup> (это является следствием того, что левые и правые кварки и лептоны имеют разные квантовые числа по  $SU(2)$ ):

$$\partial_\mu j_\mu^L = \partial_\mu j_\mu^B = \frac{1}{32\pi^2} \frac{N_B}{3} (-g_w^2 F_{\mu\nu}^a \tilde{F}_{\mu\nu}^a), \quad (3.6)$$

где  $N_B$  - число соответствующих фермионных (лептонных или кварковых дублетов. Это означает, что при изменении калибровочного и скалярного полей, начинающихся в одном вакууме и заканчивающихся в другом

$$t \rightarrow -\infty: A=0, \varphi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}; t \rightarrow +\infty: A=A^{(1)}, \varphi = \varphi^{(1)} \quad (3.7)$$

происходит рождение девяти левых кварков и трех левых лептонов (по числу фермионных дублетов с учетом цвета кварков).

Аномалия в барьонном (лептонном) токе тесно связана с явлением пересечения уровней фермионов во внешнем калибровочном поле  $/12/$ . Так, при квазистационарном изменении полей (3.7) структура уровней оператора Дирака при  $t \rightarrow \pm \infty$  одинакова; однако зависимость отдельных уровней от  $t$  нетривиальна: верхний уровень с отрицательной энергией пересекает ось  $E=0$  и становится при  $t \rightarrow +\infty$  нижним уровнем с положительной энергией (см. рис.5). Если путь  $A(t), \varphi(t)$  проходит через  $A^*, \varphi^*$  (см. (3.4)), то пересечение оси  $E=0$  происходит как раз на конфигурации (3.4). Таким образом, если при  $t \rightarrow -\infty$  мы имели вакуум (все фермионные уровни с отрицательной энергией заполнены), то при  $t \rightarrow +\infty$  состояние содержит реальные фермионы.

Итак, фермионные и лептонные числа не сохраняются в электрослабой теории при флуктуациях калибровочного и скалярного полей, начинающихся "слева" от  $(A^*, \varphi^*)$  и кончающихся справа от  $(A^*, \varphi^*)$  (см. рис.4). Ясно, что в обычных условиях несохранение  $B$  связано с подбарьерным тунелированием из одного вакуума в другой; соответствующая амплитуда составляет  $\exp(-2\pi/\alpha_w)$ , что приводит к практическому отсутствию указанных процессов. Однако, если в системе запасена достаточно высокая энергия, сравнимая с высотой барьера, то система может перейти в состояние с другим  $B$  чисто классически, что приведет к отсутствию экспоненциального подавления  $\text{ж)}$ .

$\text{ж)}$  Заметим, что такая ситуация имеет место для тяжелых ( $m_F \geq M_w/d$ ) фермионов, распад которых в  $B$ -несохранением не подавлен  $/13/$ , а также в плотной фермионной материи  $/14/$ .

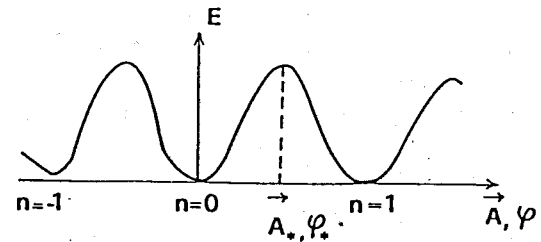


Рис. 4

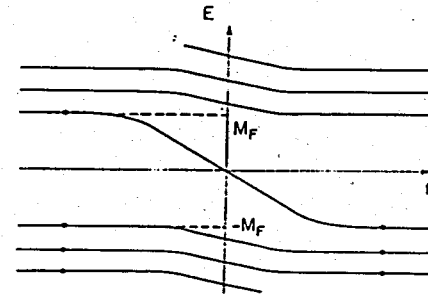


Рис.5

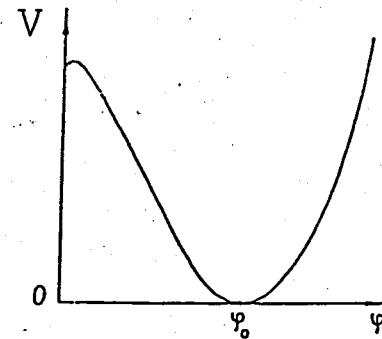


Рис.6

Для нас особый интерес будет представлять случай высоких температур, имеющих непосредственное отношение к ранней Вселенной, к образованию БВВ. Наша первая цель — оценить вероятность процессов с В-несохранением при высоких Т. Как следует из (3.6), скорость изменения В совпадает с вероятностью образования флуктуаций калибровочного поля с изменением  $\eta$ . Разумеется, в термодинамическом равновесии процессы с  $\Delta\eta > 0$  имеют ту же скорость, что и с  $\Delta\eta < 0$ . Нам же интересуют их вероятности по отдельности. Нетрудно понять, что интересующая нас величина совпадает с вероятностью распада метастабильного состояния, представляющего собой термодинамический ансамбль, построенный над одним из вакуумов, скажем, с  $\eta = 0$ . Эту вероятность можно найти с использованием теории распада "ложного" вакуума при ненулевых температурах <sup>/15/</sup>. Здесь скорость этого процесса пропорциональна  $\exp(-S_3)$ , где  $S_3$  — действие на периодическом решении классических евклидовых уравнений движения (период = T). При достаточно высоких температурах основной вклад дают статические калибровочные и хиггсовские поля, являющиеся седловой точкой функционала энергии (3.2), т.е. поля, определяющие положение барьера, разделяющего различные вакуумы. Таким образом <sup>/6/</sup>

$$\frac{dB}{B dt} = -\tau C \cdot \exp\left(-\frac{E_0(T)}{\tau}\right), \quad (3.8)$$

где предэкспоненциальный фактор введен из размерных соображений, C — некоторая функция температуры и констант связи, вычисление которой связано с оценкой различных детерминантов в фоновом поле (3.4),  $E_0(T) = \frac{2M_W(T)}{d_w(T)} B(\lambda(T)/d_w(T)) M_W(T) d_w(T) \lambda(T)$  — зависящие от температуры масса W и константы связи. Знак (-) обеспечивает B = 0 в термодинамическом равновесии. Представленное здесь вычисление скорости процессов с  $\Delta B \neq 0$  справедливо при

$$\frac{E_0(T)}{\tau} \gg 1; \quad \frac{E_0(T)}{\tau} \ll \frac{4\pi}{\alpha_w}. \quad (3.9)$$

Первое неравенство есть условие применимости квазиклассического приближения, второе же обеспечивает применимость высокотемпературного разложения.

Формально, при  $T > T_c$ , где  $T_c$  — температура фазового перехода с восстановлением симметрии SU(2), какое-либо подавление процессов с  $\Delta B \neq 0$  вообще отсутствует. Хотя квазиклассическое приближение

в этой области температур не работает, нет никаких причин ожидать, что конфигурации типа (3.4) подавлены при высоких температурах <sup>\*)</sup>, так что скорость процессов с  $B \neq 0$  велика, хотя и не может быть надежно вычислена. Перейдем теперь к космологическим следствиям аномального электрослабого В-несохранения при высоких температурах.

Найдем прежде всего температуру, вплоть до которой процессы с В-несохранением находятся в термодинамическом равновесии:

$$t_B \approx t_C \approx \frac{M_{Pl}}{N_{eff}^{1/2} T_*^2}, \quad (3.10)$$

где  $N_{eff}$  — число эффективно безмассовых степеней свободы. Отсюда

$$T_* \approx \frac{2M_W(T_*)}{d_w \ln(M_{Pl}/T_*)} B\left(\frac{\lambda}{d_w}\right), \quad (3.11)$$

так что при  $T \lesssim T_*$  процессы с В-несохранением практически не идут. Значение  $T_*$  зависит от величины  $\lambda$ . Например, при  $\lambda = g_w^2$ ,  $B = 2, I, T_c = 340$  ГэВ,  $T_* = 0,6 T_c = 200$  ГэВ  $\gg M_W(T)$ .

Допустим, что при температуре  $T_{GUT}$  за счет ТВО-взаимодействий возникла лептонная и барионная асимметрия  $\Delta B_0, \Delta L_0$ . За счет аномальных электрослабых процессов часть этой асимметрии исчезнет. Поскольку аномальные процессы сохраняют В-L (см.(3.6), эволюция барионной (и лептонной) асимметрии описывается кинетическим уравнением <sup>/17/</sup>

$$\frac{d\Delta B}{dt} = \frac{d\Delta L}{dt} = -\tau^{-1} (\Delta B + \Delta L), \quad (3.12)$$

где  $\tau$  — характерное время протекания аномальных процессов,  $\tau \sim \beta \tau$  при  $T > T_c$ ,  $\beta$  — неизвестный фактор, зависящий от констант связи. Следовательно,

$$\Delta B(T_c) = \frac{1}{2} (\Delta B_0 - \Delta L_0) + \frac{1}{2} (\Delta B_0 + \Delta L_0) e^{-A} \quad (3.13)$$

$$A \sim \beta M_{Pl} / T_c N_{eff}^{1/2} \sim \beta 10^{15}$$

<sup>\*)</sup> Важно, что конфигурация (3.4) является чисто магнитной. Ожидается, что при  $T > T_c$  магнитные поля приобретают массу <sup>/16/</sup>  $m_{mag} \sim d_w T$ , что дает  $E_0/\tau \approx m_W(T)/d_w \tau \sim O(1)$ .



Ясно, что  $\Delta_B(T_c) = \frac{1}{2}(\Delta_{B_0} - \Delta_{L_0})$  с очень большой точностью. Это означает, что если первичная БАВ возникла в процессах с  $B-L$  сохранением (как, скажем, в минимальной модели  $SU(5)/18/$ , то она полностью вымывается к моменту  $SU(2) \times U(1)$  фазового перехода.

Обсудим вопрос о космологической жизнеспособности ТВО с  $B-L$  сохранением более подробно. Необходимость аккуратного рассмотрения состоит в том, что возникающая в ТВО БАВ обычно несимметрична по кварковым ароматам  $/17,19/$ . Так, скажем, в модели  $SU(5)$  с двумя квинтетами скалярных полей с вакуумными средними одного порядка, БАВ пропорциональна кварковым константам связи наиболее тяжелого фермионного дублета  $/17,19/$

$$\Delta_{B_0} \sim O(10^{-3}) \delta_{ms} > \delta_{ms} \sim \text{const} \frac{m_t m_b}{m_w^2} \quad (3.14)$$

Таким образом, в эпоху ТВО БАВ сосредоточена в тяжелых кварковых ароматах, а лептонная асимметрия, соответственно, в третьем поколении. Существование смешивания между кварками за счет обмена хиггсами приводит к равномерному распределению БАВ по кварковым поколениям. Из отсутствия смешивания в лептонном секторе следует, что есть асимметрия между лептонными ароматами в момент  $T_c$ , несмотря на то, что суммарное  $L = 0$ . Можно показать, что

$$\Delta_B(T_*) = \frac{1}{12\pi^2} \frac{m_c^2(T_*)}{T_*^2} \Delta_{B_0}, \quad (3.15)$$

что для  $T_* = 200$  ГэВ дает  $\Delta_B(T_*) \approx 10^{-6} \Delta_{B_0}$ .

Таким образом, микроскопическая асимметрия в распадах лептокварков  $\delta_{ms} = \frac{\sum \Gamma_{B_x} - \sum \Gamma_{L_x} B_x}{\sum \Gamma_{B_x}}$  должна быть порядка единицы, что представляется маловероятным. Возможный путь увеличения БАВ в моделях с  $B-L$  сохранением - введение дополнительного тяжелого поколения фермионов. Это одновременно увеличивает  $\delta_{ms}$  и фактор подавления (3.15). Приемлемая барионная асимметрия возникает при  $/6/$

$$\frac{m_t' m_b'}{m_c^2} \sim O(10^4) \frac{m_t m_b}{m_c^2}$$

Если же поколений только три, то видно, что космология требует сильного нарушения  $B-L$  (см., однако, ниже). Такое нарушение возможно в ряде моделей большого объединения. Например, в модели  $SU(5)$  необходимо добавить хиггсовский 15-плет, что приведет к

жесткому нарушению  $B-L$ . В модели  $SO(10)$  спонтанное  $B-L$  нарушение может осуществляться за счет наличия у скалярного 126-плета вакуумного среднего с квантовыми числами  $(1,1,3)$  относительно  $SU(3) \times SU(2)_L \times SU(2)_R$ . Следствиями для физики частиц сильного  $B$ -несохранения являются отличные от нуля майорановские массы нейтрино, нейтрон-антинейтронные осцилляции, допустима возможность сильного нарушения  $B-L$  в распаде нуклонов при обмене скалярными лептокварками (моды  $n \rightarrow e^- k^+$ ,  $p \rightarrow \nu k^0$  и т.д.).

Отметим здесь также интересный сценарий  $/20/$  возникновения БАВ при низких температурах (необходимо, чтобы было  $T \leq T_*$ ) за счет распада классического скалярного поля, несущего барионное число. Он естественным образом реализуется в суперсимметричных теориях большого объединения, где кварковым и лептонным степеням свободны соответствуют скалярные суперпартнеры с теми же квантовыми числами.

### 3.2. Сценарий возникновения БАВ в электрослабой теории

Барионная асимметрия Вселенной могла бы возникать в процессе неравновесного фазового перехода (ФП) первого рода с нарушением группы  $SU(2)$ . В случае же ФП второго рода отклонения от равновесия невелики, и возникновение БАВ невозможно  $/6/$ .

При ФП первого рода эффективный потенциал хиггсовского поля при температуре, близкой к критической  $T_c$  (при  $T = T_c$  исчезает барьер между фазами с  $\varphi = 0$  и  $\varphi = \varphi_0 \neq 0$ ), имеет вид, изображенный на рис.6. Так, практически вплоть до  $T_c$  система находится в состоянии с  $\varphi = 0$ , затем это состояние становится нестабильным и, в конце концов, система оказывается в минимуме с  $\varphi = \varphi_0$ .

Обсудим более подробно структуру основного состояния при  $T > T_c$  и  $T < T_c$ . Если  $T < T_c$ , то симметрия является спонтанно нарушенной,  $W$ - и  $Z$ -бозоны приобретают массу. Основное состояние представляет из себя чистую калибровку,  $A_i \sim g \partial_i g^{-1}$ . При  $T > T_c$  симметрия восстановлена, векторные бозоны имеют нулевую затравочную массу. Это приводит к сильным (степенным) инфракрасным расходимостям в секторе статических  $SU(2)$ -магнитных полей, и, возможно, к существованию нетривиальной структуры основного состояния  $/16,17/$ . В ряде работ были приведены аргументы, показывающие, что неабелева плазма при конечных температурах может содержать ненулевое  $SU(2)$ -магнитное поле с напряженностью  $H \sim g^3 T^2$  и характерным размером неоднородностей  $\sim (g^2 T)^{-1}$   $/16,21,7/$ . Во время протекания фазового перехода первого рода нетривиальные конфигурации магнитного поля

становятся нестабильными, поскольку они должны превратиться в чистую калибровку. Таким образом, значение интеграла

$$B \equiv \frac{1}{V} \frac{g^2}{32\pi^2} \int_{t_0}^t d^4x F\tilde{F} = \quad (3.16)$$

$$= \frac{1}{V} [N_{CS}(t) - N_{CS}(t_0)],$$

$$N_{CS} = \frac{g^2}{32\pi^2} \int d^3x \text{Tr} (F_{ij} A_k - \frac{2}{3} A_i A_j A_k) \epsilon^{ijk}$$

является, вообще говоря, отличным от нуля /7/ (здесь  $V$  - объем системы,  $N_{CS}$  - число Черна-Саймонса, совпадающее с (3.3а) для полей, представляющих чистые калибровки). В силу (3.6)  $B$  есть не что иное, как барионное число, рождающееся в результате  $SU(2)$ -фазового перехода. Оценивая  $N_{CS}(t_0)$  как

$$N_{CS}(t_0) \sim \alpha V H A \sim V \alpha^3 T^3, \quad (3.17)$$

получаем барионную асимметрию /7/

$$\frac{n_B}{n_\gamma} \approx \alpha^3 \quad (3.18)$$

(напомним экспериментальное значение  $n_B/n_\gamma \approx 10^{-8} + 10^{-10}$ ).

Для более аккуратного рассмотрения возможности возникновения БАВ в электрослабой теории следует ввести понятие эффективного потенциала от величины  $B$ . Это является возможным, поскольку значение  $B$  зависит только от начального состояния в момент времени  $t_0$ . Такой эффективный потенциал имеет обычный смысл: он дает значение свободной энергии в зависимости от  $B$ . Три возможные формы эффективного потенциала изображены на рис.7 \* (заметим, что  $V(B)$  симметричен относительно замены  $B \rightarrow -B$ ; это есть следствие CPT-симметрии). Если имеет место рис.7, то генерация БАВ в  $SU(2) \times U(1)$  является невозможной, т.к. здесь основное состояние является тривиальным. В случае рис.7б во Вселенной будут образовываться домены

\*) Какая из них реализуется, сейчас неизвестно. Возможно, ответ на этот вопрос можно получить в решеточной формулировке калибровочных теорий.

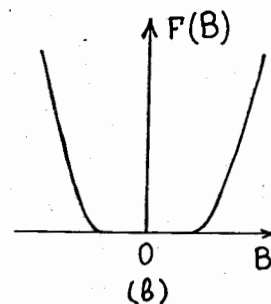
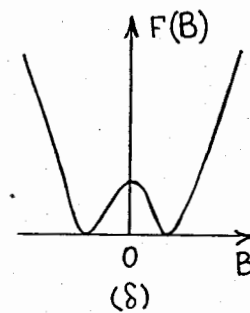
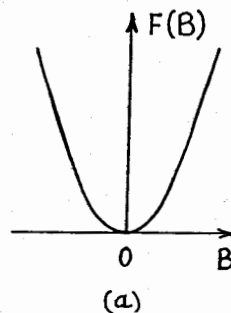


Рис.7

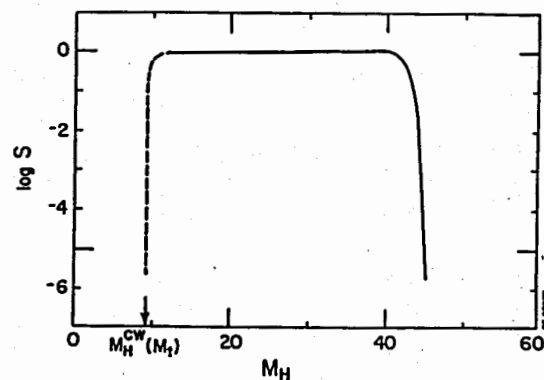


Рис.8

131526

Объединенный институт ядерных исследований  
БИЯИ  
БИБЛИОТЕКА

с разным значением  $B$ . В областях с  $B > 0$  будет возникать барионная асимметрия, а в областях с  $B < 0$  - антибарионная. Генерация наблюдаемого барионного избытка в случае 7б в принципе возможна, необходимо, однако, найти эффективный механизм растяжения доменов до размеров порядка видимой части Вселенной. Заметим здесь, что такая растяжка невозможна во время стандартного раздувания, поскольку экспоненциальное уменьшение температуры приводит к исчезновению калибровочного поля,  $A \sim \exp(-Ht)$ ; при последующем подогреве Вселенной образуются новые домены с размером  $O(\alpha T)^{-1}$ . Если потенциал имеет вид, указанный на рис. 7в, то генерация БАВ возможна при достаточно сильном CP-нарушении <sup>177</sup>. Неравновесность расширения Вселенной и CP-нарушение во взаимодействиях с несохранением барионного числа снимают вырождение по  $B$ . Возникающая добавка к эффективному потенциалу  $F(B)$  имеет вид <sup>177</sup>

$$\Delta F(B) = \delta_{ms} T^2 / M_{Pl} \cdot B, \quad (3.19)$$

где  $\delta_{ms}$  - микроскопическая асимметрия в процессах с несохранением барионного числа,

$$\delta_{ms} = \frac{\sigma(i\bar{n} \rightarrow o\bar{u}t) - \sigma(\bar{i}n \rightarrow \bar{o}ut)}{\sigma(i\bar{n} \rightarrow o\bar{u}t) + \sigma(\bar{i}n \rightarrow \bar{o}ut)}. \quad (3.20)$$

Таким образом, в зависимости от знака  $\delta_{ms}$  (который связан со знаком CP-нарушения в распадах  $K^0$  - мезонов) состояние с минимальным (максимальным) значением  $B$  становится наиболее энергетически выгодным. Можно показать, что при <sup>177</sup>

$$\xi = \frac{M_{Pl}}{T_c} \alpha^2 \delta_{ms} \geq 1 \quad (3.21)$$

система окажется в состоянии с максимальным (по модулю) значением независимо от места на плато, с которого она стартовала. При этом величина БАВ не зависит от амплитуды CP-нарушения, знак же БАВ определяется знаком CP-нарушения в распадах  $K^0$ .

Вычисление  $\delta_{ms}$  представляет собой трудную задачу, поскольку здесь CP-нарушение возникает только в 12-м порядке по явским константам связи. Грубые оценки дают  $\xi = 10^{-8} + 1$ , что дает БАВ

$$\Delta(T_c) = \frac{\eta_B}{\eta_Y} \sim 10^{-12} \div 10^{-4}$$

Заметим здесь, что минимальные расширения электрослабой теории (4-е поколение фермионов, 2-й хиггсовский дублет, суперсимметрия) приводят к  $\xi \gg 1$  и тем самым к генерации максимально возможной БАВ,  $\Delta \sim O(10^{-4})$ .

Дальнейшая судьба асимметрии зависит от температуры после фазового перехода. Грубо говоря, если  $T' > T_*$  (см. раздел 3.1), то вся возникшая БАВ уничтожается в равновесных процессах с B-несохранением. В противном случае БАВ доживает до настоящего времени. В общем случае <sup>177</sup>,

$$\Delta_{now} = \Delta(T_c) S(m_H),$$

где  $S(m_H)$  - фактор подавления асимметрии, учитывающий процессы с B-несохранением и выделение энтропии (которое тоже уменьшает БАВ) во время фазового перехода первого рода. Зависимость  $S(m_H)$  изображена на рис. 8. Значение массы  $m_H \simeq 10$  ГэВ отвечает теории типа Коулмена-Вайнберга <sup>122</sup>. Здесь фазовый переход с нарушением  $SU(2)$  происходит при низкой температуре,  $T \sim 100$  МэВ и сопровождается большим выделением энтропии.

Таким образом, масса хиггсовского бозона должна лежать в интервале  $10 \text{ ГэВ} \leq m_H \leq 45 \text{ ГэВ}$  <sup>177</sup>. Если  $\Delta(T_c) > \Delta_{min}$ , то необходимо уменьшение асимметрии. Это является возможным только для  $m_H \simeq 10$  ГэВ и  $m_H \simeq 45$  ГэВ. Эти значения можно рассматривать как космологическое предсказание массы хиггсовского бозона, если действительно БАВ возникла в  $SU(2)$ -фазовом переходе.

#### 4. Космология и суперсимметричные теории

В предыдущих разделах было рассмотрено взаимное влияние космологии и традиционных теорий великого объединения и теории электрослабого взаимодействия. Однако в последнее десятилетие всё большее внимание как теоретиков, так и экспериментаторов привлекают суперсимметричные калибровочные теории. Помимо своей эстетической привлекательности, они дают надежду на решение проблемы иерархий, а также, возможно, на построение единых моделей, объединяющих сильные, слабые, электромагнитные и гравитационные взаимодействия.

К сожалению, на сегодняшний день еще нет суперсимметричной модели, которая признавалась бы всеми в качестве "стандартной" (аналогично модели Глэшу-Вайнберга-Салама или квантовой хромодинамике). Основной трудностью на пути построения такой модели является проблема нарушения суперсимметрии, которая в настоящему времени еще не получила окончательного решения. Поэтому в предсказаниях суперсимметрич-

ных теорий, особенно в тех, что касаются спектра масс суперпартнеров, имеются значительные неопределенности. Уменьшить эти неопределенности можно только привлекая данные экспериментов, а также космологические и астрофизические соображения. С другой стороны, специфические особенности суперсимметричных теорий (такие, как наличие в спектре абсолютно стабильной слабовзаимодействующей частицы) делают их весьма интересными с точки зрения возможного решения ряда космологических проблем (скрытой массы Вселенной, образования галактик и т.д.).

#### 4.1. Качественная оценка современной плотности реликтовых частиц

Напомним вкратце формулы стандартной теории Большого Взрыва (подробное изложение см., например, в книге [24]).

На начальной стадии расширения доминирует излучение, плотность близка к критической:

$$\rho = \epsilon/3, \quad \Omega \equiv \frac{\epsilon}{\epsilon_c} \approx 1$$

$$\epsilon_c = \frac{3}{8\pi} \frac{H^2}{G}, \quad G = 1/M_{Pl}^2.$$

Здесь  $\epsilon_c$  - критическая плотность,  $H = H(t)$  - "постоянная" Хаббла (зависит от времени, но не зависит от пространственных координат),  $M_{Pl} = 1,2 \cdot 10^{19}$  ГэВ. Вселенная на этой стадии расширяется по закону

$$R \sim t^{1/2}$$

Плотность энергии падает со временем по закону

$$\epsilon = \frac{3}{32\pi G^2 t^4}$$

(отметим, что эта формула не содержит зависимости от числа степеней свободы частиц).

Предполагается, далее, что благодаря взаимодействиям, описываемым теориями большого объединения (или каким-либо другим взаимодействиям)

все частицы находятся в термодинамическом равновесии, так что можно ввести (общую) температуру Вселенной  $T$ , связанную с плотностью энергии соотношением

$$\epsilon = \frac{\pi^2}{30} N_{eff} T^4,$$

где  $N_{eff}$  - эффективное число степеней свободы частиц: одно фермионное поляризованное состояние (например,  $\nu_L$ ) дает в  $N_{eff}$  вклад  $\frac{7}{8}$ , одно бозонное поляризованное состояние - вклад 1 (например, фотон дает  $N_{eff} = 2$ ). В моделях большого объединения число частиц велико:  $N_{eff} = O(100)$ . Температура Вселенной падает со временем по закону

$$T = \left( \frac{M_{Pl}}{2\pi t} \right)^{1/2} N_{eff}^{-1/4}.$$

В современной Вселенной доминирует (по массе) вещество. Если забыть про неоднородности, то современное состояние Вселенной характеризуется двумя параметрами: современная постоянная Хаббла ( $H_0$ ) и современная плотность вещества ( $\rho_0$ ), вместо которой удобнее рассматривать безразмерное отношение

$$\Omega = \frac{\rho_0}{\rho_{c0}},$$

где  $\rho_{c0}$  - современное значение критической плотности вещества. Случай  $\Omega < 1$  отвечает открытой Вселенной,  $\Omega > 1$  - замкнутой,  $\Omega = 1$  - плоской Вселенной.

Численные значения этих параметров таковы:

$$H_0 = h_0 \cdot 100 \frac{\text{км}}{\text{с} \cdot \text{Мпс}} = 3 h_0 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$$

$$h_0 = 0,5 \div 1$$

$$1,5 \cdot 10^2 h_0^{-2} \leq \Omega_0 \leq h_0^{-2}$$

Нижняя граница для  $\Omega_0$  следует из того, что средняя плотность светящейся материи, согласно наблюдениям, составляет

$$\rho_{\text{свет}} \approx 3 \cdot 10^{-31} \text{ г/см}^3$$

Верхняя граница для  $\Omega_0$  следует из того, что возраст Вселенной заведомо превосходит 10 млрд. лет.

Один из фундаментальных результатов наблюдательной астрономии заключается в том, что наряду со светящейся материей во Вселенной должна присутствовать еще и "скрытая" (или "темная") масса, причем величина скрытой массы, по-видимому, во много раз больше массы обычного, светящегося вещества ( $\Omega_{\text{скрыт.}} = 10 \div 60 \Omega_{\text{свет.}}$ ). Ограничение на полную плотность во Вселенной ( $\Omega_0 \leq 4$ ) - один из важнейших источников космологических ограничений на свойства элементарных частиц (другие источники - распространенность гелия, дейтерия и т.д., спектр реликтового излучения, спектр космических лучей здесь обсуждаться не будут).

Как из ограничения на плотность массы во Вселенной получить информацию о свойствах элементарных частиц? Для этого надо уметь оценивать современную плотность частиц <sup>25/</sup>.

Рассмотрим  $X$ -частицы с массой  $m$ . Пусть они стабильны и могут исчезать и рождаться лишь парами:  $X + X \rightarrow \text{что-то}$ , сечение этого процесса  $\sigma$ .

Как зависит концентрация  $X$ -частиц от времени?

Сначала забудем на минуту о расширении Вселенной. Тогда равновесная концентрация дается обычными формулами термодинамики:

$$n_X^{\text{eq}} = \begin{cases} \text{const.} \cdot T^3 & , T \gg m \\ \text{const.} \cdot (Tm)^{3/2} e^{-m/T} & , T \ll m. \end{cases}$$

Пусть теперь Вселенная расширяется, но очень медленно по сравнению с темпом аннигиляции  $X$ -частиц, т.е.

$$H(t) \ll \sigma n_X \vartheta,$$

где  $\vartheta$  - относительная скорость  $X$ -частиц. Тогда концентрация будет почти совпадать с равновесной:

$$n_X \approx n_X^{\text{eq}}$$

В противоположном предельном случае очень быстрого расширения можно пренебречь аннигиляцией и рождением  $X$ -частиц, так что их концентрация будет падать лишь за счет общего расширения:

$$n_X = \frac{\text{const}}{R^3} = \text{const} \cdot T^3$$

Значение константы можно найти из условия сшивки двух режимов в момент времени  $t^*$  такой, что

$$H(t^*) = \sigma \vartheta n_X(t^*)$$

Этот момент называется моментом "заковки" или "отключения". С учетом связи

$$t = N_{\text{eff}}^{1/2} \frac{M_{\text{Pl}}}{T^2}$$

получаем

$$n_X^* \equiv n_X(t^*)$$

Предполагая дальнейшее расширение адиабатическим, получим для современной концентрации  $X$ -частиц по отношению к фотонам

$$\frac{n_{X_0}}{n_{\gamma_0}} = \frac{n_X^*}{T_*^3}$$

Переходя к концентрации  $X$  относительно барионов, получим

$$\frac{n_{X_0}}{n_{B_0}} \approx \frac{1}{\eta_* \sigma \vartheta M_{\text{Pl}} N_{\text{eff}}^{1/2} \Delta}$$

где  $\Delta = \frac{n_{B_0}}{n_{\gamma_0}} \approx 10^{-8}$  - барионная асимметрия Вселенной.  
 Более точный расчет приводит к отлчию на фактор порядка  $1 + 10$ .

#### 4.2. Азбука суперсимметрии

Не имея возможности, в рамках данного обзора, подробно описать различные суперсимметричные модели (в качестве обзора, см., например, /26/, перечислим основные факты, касающиеся суперсимметрии, необходимые для дальнейшего изложения.

Преобразования суперсимметрии переводят бозонные состояния в фермионные и наоборот, так что частицы с разными спинами могут находиться в одном и том же мультиплете.

Суперсимметричные калибровочные теории предсказывают существование целого спектра новых частиц (суперпартнеров) и их взаимодействия. Однако массы суперпартнеров, если и предсказываются, то с большими неопределенностями.

"Стандартной" суперсимметричной модели пока нет. Убедительные экспериментальные доказательства существования суперпартнеров тоже пока отсутствуют. Основным теоретическим аргументом в пользу супертеорий являются разнообразные случаи сокращения расходимостей в рамках таких теорий, что вселяет надежду на решение проблемы калибровочных иерархий, а также, возможно, на объединение всех взаимодействий, включая гравитацию.

Кроме того, можно надеяться на то, что ускорители нынешнего и следующего поколений внесут ясность в вопрос о существовании суперчастиц, поскольку их массы, вероятно, не превосходят  $\sim 10^3$  ГэВ.

Математическая основа суперсимметрии весьма элегантна и выражается, по существу, несколькими формулами, описывающими алгебру генераторов группы Пуанкаре ( $P_\mu, M_{\mu\nu}$ ), расширенную за счет добавления спинорного генератора  $Q^\alpha$  ( $N=1$  суперсимметрия):

$$\begin{aligned} [P_\mu, Q_\alpha] &= 0 \\ [M_{\mu\nu}, Q_\alpha] &= \sigma_{\mu\nu}^{\alpha\beta} Q_\beta \\ \{\bar{Q}_\alpha, Q_\beta\} &= \gamma_\mu^{\alpha\beta} P^\mu \end{aligned}$$

Основная проблема суперсимметричных теорий заключается в выборе способа нарушения суперсимметрии, т.е. раздвижки по массе между обычными частицами и их суперпартнерами (точная суперсимметрия предсказывает равенство масс частицы и ее суперпартнеров, но в природе нет скалярного электрона с массой 0,5 МэВ).

Несмотря на отсутствие "стандартной" суперсимметричной модели, можно сформулировать "типичные правила игры", выполняющиеся во многих моделях и позволяющие производить оценки сечений, вероятностей распада и т.п.

Правило № 1 касается состава частиц. Можно показать, что ни одна из известных частиц не может быть суперпартнером какой-либо другой из известных частиц (например, хиггсовский бозон не может быть скалярным партнером электрона). Поэтому каждой из известных частиц сопоставляется новая суперчастица с теми же квантовыми числами (электрический заряд, цвет и т.д.), но спин отличается на  $1/2$ :

$q \rightarrow \tilde{q}$	скварк	$J=0$
$\ell \rightarrow \tilde{\ell}$	слептон	$J=0$
$\nu \rightarrow \tilde{\nu}$	снейтрино	$J=0$
$\delta \rightarrow \tilde{\delta}$	фотино	$J=1/2$
$W \rightarrow \tilde{W}$	вино	$J=1/2$
$Z \rightarrow \tilde{Z}$	зино	$J=1/2$
$H \rightarrow \tilde{H}$	хиггсино	$J=1/2$

Правило № 2 ("парной замены") касается вершин взаимодействия с участием суперчастиц. Для получения "супервершин" надо в обычной вершине взаимодействия заменить две линии на "суперлинии", а константу связи оставить без изменения (примеры см. на рис.9).

Следствие правила № 2: легчайшая суперсимметричная частица (ЛСЧ) должна быть абсолютно стабильной. Из всех суперчастиц именно ЛС-частица наиболее интересна с точки зрения космологии и астрофизики. Это объясняется несколькими причинами.

Во-первых, ускорительные эксперименты дают сведения, в основном, о свойствах заряженных (скварки, слептоны,...) или сильновзаимодействующих частиц и мало информации об ЛС-частицах (как будет видно из дальнейшего, ЛСЧ, скорее всего, нейтральна и бесцветна).

С другой стороны, космология и астрофизика могут дать жесткие ограничения на свойства ЛС-частицы и произвести отбор кандидатов на роль ЛСЧ.

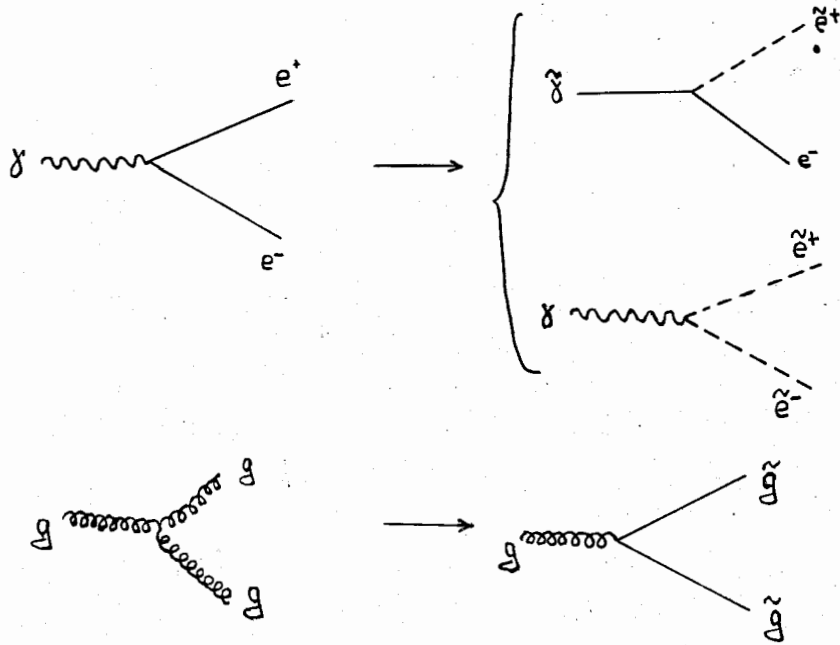


Рис.9

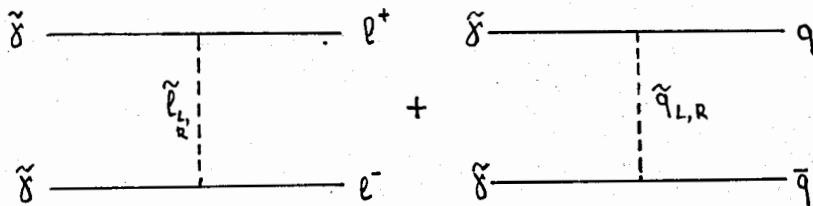


Рис.10

Кроме того, ЛС-частица может быть полезна в космологии для возможного объяснения скрытой массы, возникновения неоднородностей и т.д.

4.3. Какая из суперсимметричных частиц может быть легчайшей? \*)

Заряженные бесцветные частицы  $\tilde{e}, \tilde{\mu}, \tilde{\tau}, \tilde{W}, \tilde{H}^{\pm}$ . Пользуясь методикой оценки их современной концентрации ( $n$ ), описанной выше, можно найти

$$\frac{n}{n_B} \approx 10^{-6} \frac{m}{1 \text{ ГэВ}}$$

где  $m$  - масса частицы. Но эксперимент по поиску anomalно тяжелых протонов даст ограничение (сверху) на их концентрацию /28/:

$$\frac{n}{n_B} \leq 10^{-21} \text{ при } m < 350 \text{ ГэВ.}$$

Следовательно,  $\tilde{e}, \tilde{W}, \tilde{H}^{\pm}$  не могут быть ЛС-частицей.

Глино. Глино образует бесцветные связанные состояния с глюонами и ( $R$  - адроны). Современная концентрация таких адронов составляет

$$\frac{n}{n_B} \approx 10^{-10}$$

При сравнении этого числа с экспериментом следует различать два случая: а) легчайший из  $R$  - адронов заряжен ( $Q = \pm 1$ ) - этот случай исключен поиском anomalных протонов.

б) легчайший из  $R$  - адронов нейтрален - это исключено, если легчайший  $R$  - адрон во время нуклеосинтеза связывается с протоном. Но если этот адрон не образует связанных состояний с протоном, то его концентрация в Земле даже на уровне  $10^{-10}$ , по-видимому, не противоречит никаким экспериментальным данным.

\*) Изложение в этом разделе следует, в основном, работе /27/

С другой стороны, из теории известно, что в любой суперсимметричной теории великого объединения глино тяжелее фотино.

Следовательно, глино, по-видимому, не может быть легкой суперсимметричной частицей.

Скалярный кварк  $\tilde{q}$ . Как и глино, скварк образует бесцветные связанные состояния с обычными и скалярными кварками \*):

$$\left. \begin{array}{l} \bar{\tilde{q}} \tilde{q} \quad J=0 \\ \bar{\tilde{q}} \tilde{q} \quad J=1 \end{array} \right\} \text{"скваркониум"} \\ \bar{q} q \quad J=1/2 \quad \text{"белые кварки"}$$

Легчайший из белых кварков  $\tilde{q}u$  или  $\tilde{q}d$  - стабилен. Его современная концентрация в земном веществе:

$$\frac{n}{n_B} \approx 10^{-10}$$

Столь высокая концентрация исключена (если легчайший белый кварк нейтрален, то предполагается, что во время нуклеосинтеза он связывается с протоном, т.к.  $(\tilde{q}u, \tilde{q}d)$  - изодублет /31/).

Теоретически, скварк часто оказывается тяжелой слептона.

Итак, наиболее вероятными кандидатами на роль ЛС-частицы являются: фотино  $\tilde{\gamma}$ , нейтральное хиггсино  $\tilde{H}$  и скалярное нейтрино  $\tilde{\nu}$ .

#### 4.4. Космологические ограничения на массу легчайшей суперчастицы

В дальнейшем будут рассматриваться ограничения, основанные на существовании верхней границы для средней плотности вещества во Вселенной (которая возникает, в свою очередь, из ограничения снизу на возраст Вселенной). Но прежде чем перейти к оценкам, отметим,

\*) Свойства адронов, содержащих скалярные кварки с учетом наличия скалярного конденсата, а также динамика фазового перехода от (о) кварк-глюонной плазмы к адронной материи в ранней Вселенной подробно обсуждались в работах /29-31/. (В качестве обзора см. /32/).

что есть еще один возможный источник ограничений на массу ЛСЧ. Дело в том, что галактические ЛСЧ, аннигилируя друг с другом, могут давать потоки  $\delta$  - квантов, антипротонов и т.п. Если эти потоки достаточно велики, то сравнивая их с наблюдаемыми, можно получить ограничения на массу ЛСЧ /33,34/. К настоящему времени, однако, на этом пути не удалось получить сколь-нибудь жестких ограничений на свойства ЛСЧ, и поэтому в дальнейшем он не рассматривается.

Для оценки закаленной концентрации ЛС-частиц необходимо знать сечение аннигиляции ЛСЧ.

Аннигиляция фотино (рис.10). Рассмотрим сначала случай тяжелого фотино,  $m_{\tilde{\gamma}} \gg m_f$  ( $m_f$  - масса фермионов, в которые аннигилирует фотино) и предположим для простоты, что все скалярные суперпартнеры фермионов вырождены по массе:

$$m_{\tilde{q}_{L,R}} = m_{\tilde{\ell}_{L,R}} \equiv M$$

Тогда сечение аннигиляции пары фотино составляет:

$$\sigma(\tilde{\gamma}\tilde{\gamma} \rightarrow f\bar{f}) = \begin{cases} \alpha^2 \frac{1}{M^4} m_f^2 v & , \text{при } v \geq \frac{m_f}{m_{\tilde{\gamma}}} \\ \alpha^2 \frac{1}{M^4} m_f^2 \frac{1}{v} & , \text{при } v \leq \frac{m_f}{m_{\tilde{\gamma}}} \end{cases}$$

Таким образом, ограничение на массу фотино существенно зависит от массы заряженного скалярного суперпартнера  $M$ . Из ускорительных экспериментов следует, что  $M \geq 20$  ГэВ. В этом случае космология разрешает /27/

$$m_{\tilde{\gamma}} \geq 0,5 \text{ ГэВ}$$

При увеличении  $M$  это ограничение усиливается. Так, при  $M = 40$  ГэВ должно быть  $m_{\tilde{\gamma}} \geq 1,8$  ГэВ, при  $M = 100$  ГэВ -  $m_{\tilde{\gamma}} > 5$  ГэВ. Отметим, что учет раздвижки масс  $\tilde{\ell}_R, \tilde{\ell}_L, \tilde{q}_{L,R}$  слабо влияет на окончательный результат.



На первый взгляд кажется парадоксальным, что получено ограничение на массу фотино снизу, а не сверху. Это объясняется тем, что вклад фотино в плотность Вселенной пропорционален как его массе, так и его закалочной концентрации:

$$\rho_{\tilde{\gamma}} \sim m_{\tilde{\gamma}} n_{\tilde{\gamma}}$$

Но с ростом массы концентрация падает как

$$n_{\tilde{\gamma}} \sim \frac{1}{\sigma} \sim m_{\tilde{\gamma}}^{-2},$$

поэтому вклад фотино в плотность Вселенной также уменьшается с ростом массы:

$$\rho_{\tilde{\gamma}} \sim \frac{1}{m_{\tilde{\gamma}}}.$$

Напомним, что все вышеизложенное относится к случаю тяжелых фотино (фотино считается "тяжелым" если его закалка происходит при  $T \lesssim m_{\tilde{\gamma}}$ , и "легким", если закалка происходит при  $T \gtrsim m_{\tilde{\gamma}}$ ).

В случае легкого фотино космология разрешает область /27/

$$m_{\tilde{\gamma}} < 0(100 \Rightarrow B)$$

(аналогично обычным нейтрино). Однако теоретически такие значения массы фотино маловероятны, так как в суперобъединенных теориях есть связь между массами фотино и глюино

$$\frac{m_{\tilde{g}}}{m_{\tilde{\gamma}}} = \frac{3}{8} \frac{d_3}{d_2 \sin^2 \theta_w},$$

а из ускорительных экспериментов известно, что  $m_{\tilde{g}} \gtrsim 2 \text{ ГэВ}$ .

Нейтральное хиггсино в роли LC-частицы. Аннигиляция  $\tilde{H}$  возможна как за счет обмена скалярным суперпартнером (рис. IIa, б) (аналогично аннигиляции  $\tilde{\chi}\tilde{\chi}$ ), так и за счет обмена  $Z$ -бозона (рис. IIв).

Подчеркнем, что константы связи  $\tilde{f}$  и  $\tilde{g}$  в вершинах  $\tilde{f} \tilde{H} \tilde{f}$  и  $\tilde{g} Z \tilde{H} \tilde{H}$  являются модельно зависимыми (т.е. правило "парной за-

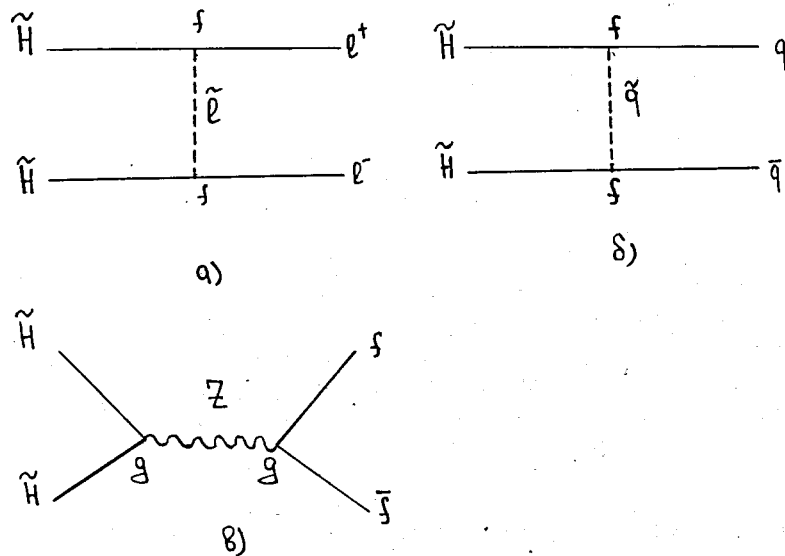
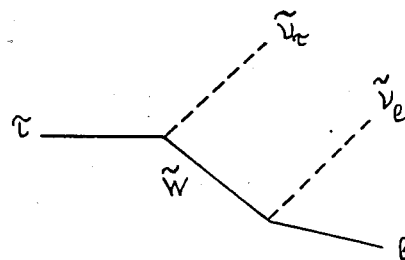


Рис. II



$l = e, \mu$

Рис. I2

мень" в данном случае не выполняется). Это связано с тем, что минимальное количество хиггсовских дублетов равно двум в суперсимметричных моделях, так что  $\tilde{H}$  есть смесь

$$\tilde{H} = \frac{v_1 \tilde{H}_1^0 + v_2 \tilde{H}_2^0}{\sqrt{v_1^2 + v_2^2}},$$

$$v_1 = \langle H_1^0 \rangle, \quad v_2 = \langle H_2^0 \rangle.$$

В результате константы связи  $f$  и  $g$  оказываются зависящими от соотношения между величинами  $v_1$  и  $v_2$ . Поэтому далее рассматриваются два случая:

Случай  $v_1 \approx v_2$ . В этом случае хиггсино аннигилирует, в основном, через обмен заряженным скалярным суперпартнером (рис. IIa, б). Предполагая вырожденность скалярных кварков и слептонов по массе,

$$M_q = M_s = M,$$

сечению аннигиляции хиггсино придадим вид

$$\sigma v \approx \begin{cases} f^4 \frac{1}{M^4} m_H^2 v^2, & \text{при } v \geq \frac{m_s}{m_H} \\ f^4 \frac{1}{M^4} m_s^2, & \text{при } v \leq \frac{m_s}{m_H}. \end{cases}$$

Опуская дальнейшие промежуточные выкладки, приведем окончательный результат. При  $M = 20$  ГэВ космология разрешает <sup>/27/</sup> (для случая тяжелого хиггсина)

$$m_H > m_t,$$

где  $m_t$  - масса топ-кварка (смысл этого ограничения таков: чем тяжелее кварк  $q$ , тем лучше идет аннигиляция хиггсина  $\tilde{H}\tilde{H} \rightarrow q\bar{q}$ , но  $b$ -кварк еще "недостаточно тяжел", достаточное количество

хиггсина не сможет проаннигилировать лишь тогда, когда будет открыт канал  $\tilde{H}\tilde{H} \rightarrow t\bar{t}$ ). При увеличении массы скалярных суперпартнеров в интервале 20 - 100 ГэВ данное ограничение меняется незначительно.

Случай  $v_1 \gg v_2$ . В этом случае хиггсино аннигилирует преимущественно через  $Z$  - бозон (рис. IIв). Разрешенная космологией область масс (для тяжелого) хиггсина есть

$$m_H > m_b,$$

где  $m_b$  - масса  $b$  - кварка.

Наконец, что касается космологического ограничения на массу легкого хиггсина, то оно гласит

$$m_H \leq O(100 \gg v),$$

аналогично случаю обычных нейтрино.

Скалярное нейтрино в роли ЛС-частицы. Прежде чем переходить к космологическим оценкам, остановимся на вопросе о том, какие ограничения на массу sneutrino следуют из физики частиц. Одно из таких ограничений вытекает из того факта, что распады  $\tau$  - лептона с хорошей точностью описываются стандартной  $SU(2) \times U(1)$  моделью. Если бы массы скалярных нейтрино  $\tilde{\nu}_\tau, \tilde{\nu}_e$  (или  $\tilde{\nu}_\mu$ ) были меньше массы  $\tau$  - лептона, то был бы возможен распад  $\tau \rightarrow \tilde{\nu}_\tau \tilde{\nu}_e e$  (или  $\tau \rightarrow \tilde{\nu}_\tau \tilde{\nu}_\mu \mu$  см. рис. I2), что привело бы к отличию от стандартных предсказаний для спектра лептонов и вероятности распада. Поскольку распад на скалярные нейтрино происходит через виртуальное вино  $\tilde{W}$ , то фактически возникает совместное ограничение на массы sneutrino  $\tilde{\nu}_\tau, \tilde{\nu}_e$  ( $\tilde{\nu}_\mu$ ) и массу вино <sup>/35/</sup>. Схематически оно изображено на рис. I3.

Аннигиляция скалярных нейтрино в лептоны происходит за счет процессов  $\tilde{\nu}\tilde{\nu} \rightarrow \ell^+ \ell^-$ ,  $\tilde{\nu}\tilde{\nu} \rightarrow \nu\bar{\nu}$ , а также  $\tilde{\nu}\tilde{\nu} \rightarrow \nu\nu$  и  $\tilde{\nu}\tilde{\nu} \rightarrow \bar{\nu}\bar{\nu}$  (рис. I4). Последние два процесса являются доминирующими (при изменении параметров суперсимметричной модели в широком интервале значений <sup>/26, 27/</sup>). Их сечение дается выражением <sup>/26/</sup>:

$$\sigma v = \frac{1}{16\pi} \sum_{i=1}^4 \left[ \frac{(\alpha_i g_2 - \beta_i g_1)^2}{M_{\tilde{Z}_i}} \right]^2,$$

где  $\tilde{Z}_i$  - собственные значения массовой матрицы нейтрино

$$\tilde{Z}_i = \alpha_i \tilde{W}_3 + \beta_i \tilde{B} + \gamma_i \tilde{H}_1^0 + \delta_i \tilde{H}_2^0,$$

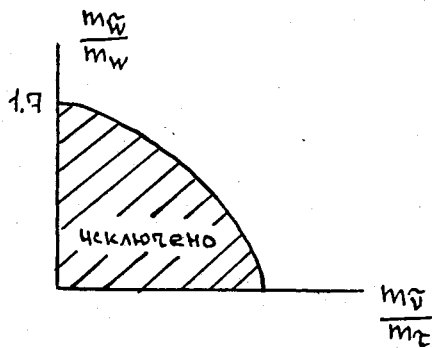


Рис.13

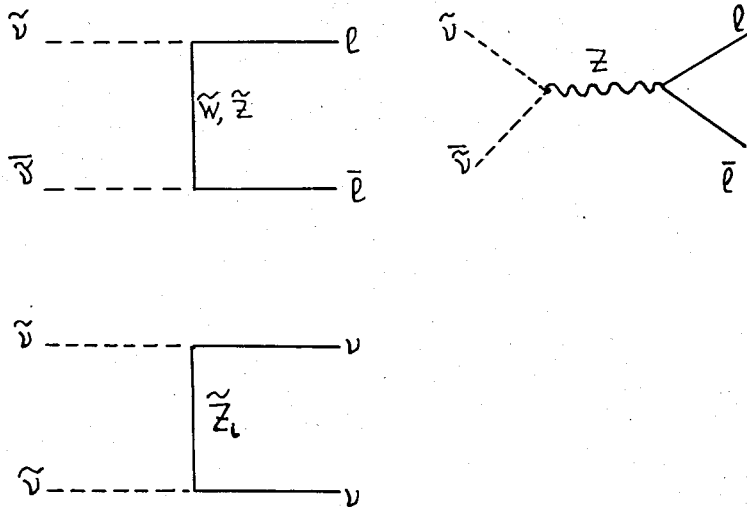


Рис.14

$g_1$  и  $g_2$  - константы связи, отвечающие группам  $U(1)$  и  $SU(2)$ . Из выражения для  $\sigma$  видно, что  $\sigma$ , а следовательно и остаточная концентрация sneutrino не зависит от  $M_{\tilde{G}}$ . Поэтому, если процессы аннигиляции  $\tilde{\nu}\tilde{\nu} \rightarrow \nu\nu$  и  $\tilde{\nu}\tilde{\nu} \rightarrow \tilde{\nu}\tilde{\nu}$  доминируют, то космология разрешает любые значения массы sneutrino. (Если же константы связи в модели таковы, что эти процессы подавлены, то возникает ограничение /36/ на массу sneutrino такого же порядка, что и для  $\tilde{\chi}$  и  $\tilde{H}$ ).

#### 4.5. Астрофизические ограничения

Астрофизические ограничения в некотором смысле дополняют космологические, поскольку космология не может запретить существования слабовзаимодействующих частиц с очень малой массой (скажем,  $\ll 1$  эВ), а из астрофизических соображений такие частицы могут быть исключены, или может быть получено сильное ограничение на их константу связи с веществом.

Идея состоит в следующем. Если масса частицы  $X$  меньше или порядка температуры внутри звезды, то эти частицы могут эффективно рождаться в столкновениях фотонов с электронами или протонами

$$\gamma + e, p \rightarrow X + e, p.$$

Если  $X$  - частицы к тому же слабо взаимодействуют с веществом, то они будут беспрепятственно вылетать из звезды, унося её внутреннюю энергию. Из требования, чтобы эта энергия не превосходила допустимых пределов, можно получить ограничение на константу связи частицы  $X$  с веществом.

В качестве примера /38/ рассмотрим ограничение на константу связи легкой псевдоскалярной частицы  $\phi$  (взаимодействует с веществом по закону  $\mathcal{L} = g \bar{\psi} \gamma^5 \psi \phi$ ).

Такие частицы могут рождаться в центральных областях Солнца за счет таких процессов, как  $e + \gamma \rightarrow \phi + e$  (фоторождение рис.15а),  $e + Z \rightarrow \phi + e + Z$  (тормозное излучение  $\phi$  в поле ядра рис.15б) и др. Сечение фоторождения составляет

$$\sigma = \frac{1}{3} g^2 \alpha \frac{\omega^2}{m_e^2} = \left(\frac{g}{e}\right)^2 \sigma_0 \left(\frac{\omega}{m_e}\right)^2,$$

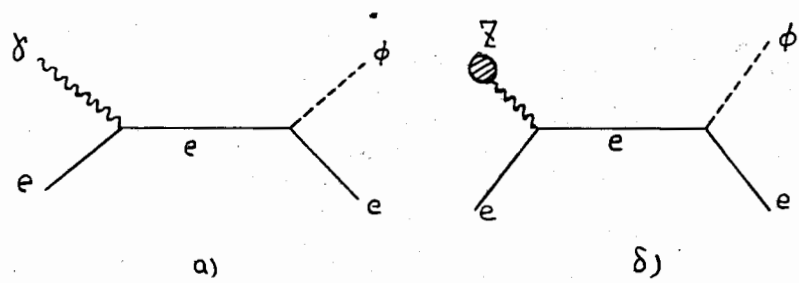


Рис.15

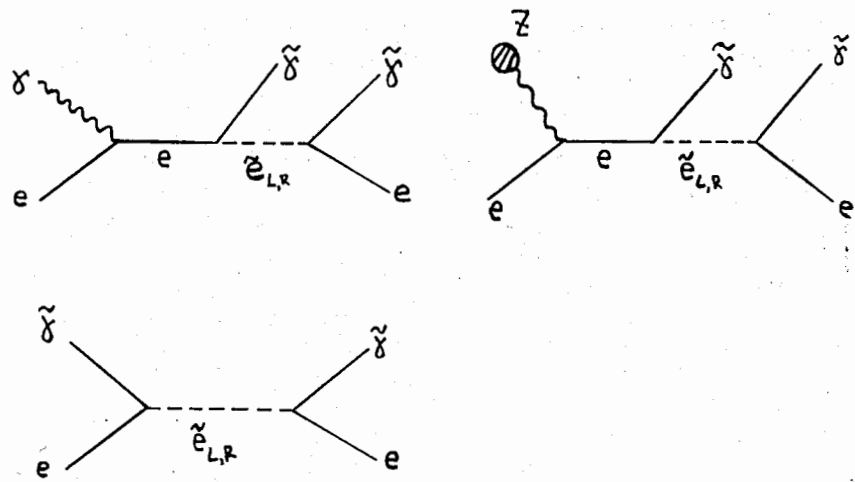


Рис.16

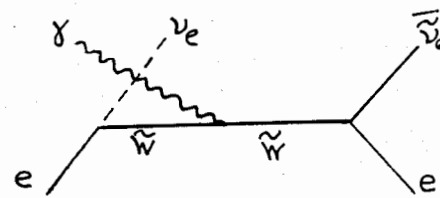
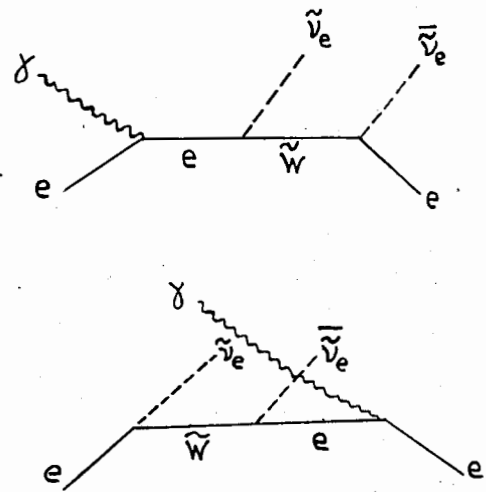


Рис.17

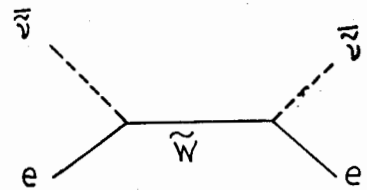


Рис.18

где  $\omega$  - энергия фотона,  $\sigma_0$  - комптоновское сечение. Сечение тормозного излучения  $\Phi$  в поле ядра равно

$$\sigma = \frac{1}{9\pi} g^2 \alpha^2 Z^2 \frac{E}{m_e^3},$$

где  $E$  - кинетическая энергия электрона.

Чтобы оценить потерю энергии Солнцем за счет излучения  $\Phi$ -частиц, необходимо знать пробег  $\Phi$ -частиц в Солнце  $\lambda_\Phi$ . Расчет показывает, что при малых константах связи  $g^2/4\pi \equiv \alpha_\Phi$  пробег больше радиуса Солнца, т.е.  $\Phi$ -частицы пронизывают Солнце, практически не взаимодействуя. В случае большой константы связи ( $10^{-12} < \alpha_\Phi < 10^{-6}$ ) и Солнце непрозрачно для  $\Phi$  (например, за счет процесса  $\Phi + e \rightarrow \gamma + e$ ).

Допустимая энергопотеря Солнца составляет

$$L_{\max} \approx 10^2 L_\odot,$$

где  $L_\odot = 4 \cdot 10^{33}$  эрг/с - современная светимость Солнца. Из условия, чтобы  $\Phi$ -светимость  $L_\Phi$  не превосходила  $L_{\max}$ , получаем: случай больших констант связи ( $10^{-12} < \alpha_\Phi < 10^{-6}$ ) исключен, т.к. приводит к  $L_\Phi \geq 10^6 L_\odot$ , в случае малых констант связи получаем

$$\alpha_\Phi \leq 10^{-20}$$

(случай  $\alpha_\Phi > 10^{-6}$  обычно не представляет физического интереса и далее не рассматривается).

Аналогичные оценки для красных гигантов приводят к более сильному (но зато более модельно-зависимому) ограничению /37/

$$\alpha_\Phi \leq 3 \cdot 10^{-26}$$

При получении астрофизических ограничений на массы суперсимметричных частиц идея остается той же, но теперь в элементарном процессе рождается не одна частица, а обязательно две. Рождение происходит за счет обмена виртуальной суперчастицей массы  $M$ . Таким образом, вероятность рождения содержит фактор типа  $1/M^4$ , и отсюда можно получить ограничение (снизу) на величину  $M$ .

В качестве примера /29/ рассмотрим излучение двух фотино, в предположении, что они легкие ( $m_\gamma \leq 0(10 k \approx B)$ ). Основные процессы (фоторождение  $2\gamma$ , тормозное излучение  $2\gamma$  электроном в поле ядра, упругое рассеяние фотино на электронах) изображены на рис.16.

Опуская промежуточные выкладки, приведем окончательные результаты /39/. В случае красных гигантов: в предположении, что "левый" и "правый" скалярные электроны вырождены по массе  $m(\tilde{e}_L) = m(\tilde{e}_R)$ , получаем ограничение

$$m(\tilde{e}) > 21 \Gamma \approx B,$$

если же один из селектронов гораздо тяжелее другого ( $m(\tilde{e}_L) \gg m(\tilde{e}_R)$ ), то ограничение имеет вид

$$m(\tilde{e}_R) > 16 \Gamma \approx B.$$

В случае звезд с углеродным горением можно получить более сильные, но менее надежные ограничения:

$$m(\tilde{e}_L) = m(\tilde{e}_R) \Rightarrow m(\tilde{e}) > 46 \Gamma \approx B,$$

$$m(\tilde{e}_L) \gg m(\tilde{e}_R) \Rightarrow m(\tilde{e}_R) > 39 \Gamma \approx B.$$

Эти ограничения интересны тем, что в моделях с легким фотино масс скалярных электронов не могут быть очень велики,  $m_{L,R} \leq 0(40 \Gamma \approx B)$ , так что такие модели, возможно, находятся под "астрофизической угрозой".

Еще один пример /40/ ограничений подобного типа - это ограничение на массу вино в моделях, содержащих легкое скалярное (электронное) нейтрино ( $m_\nu < 0(10 k \approx B)$ ). Диаграммы, описывающие рождение пары sneйтрино - антиснейтрино в процессе  $\gamma + e \rightarrow \tilde{\nu}_e \bar{\nu}_e + e$  в ядрах красных гигантов изображены на рис.16. Сечение фоторождения равно

$$\sigma = \frac{\alpha^3 \omega^2}{24 \sin^4 \theta_w M_w^4}.$$

Родившиеся (анти)снейтрино беспрепятственно покидают пределы звезды, т.к. сечение их упругого рассеяния на электронах (рис.17) составляет

$$\sigma \approx G_F^2 \left( \frac{M_w}{M_\nu} \right)^4 m_e E \nu.$$

В результате имеем следующее ограничение на массу вино <sup>/38/</sup>: если

$$m_{\tilde{g}} \leq 0(10 \text{ кэВ}),$$

то

$$M_{\tilde{W}} > 100 \text{ ГэВ},$$

что превышает имеющееся в настоящее время ограничение из экспериментов на ускорителях:

$$M_{\tilde{W}} > 0(20 \text{ ГэВ}).$$

Итак, мы видим, что космология и астрофизика служат источником уникальной (по крайней мере, на сегодняшний день) информации о возможных свойствах суперсимметричных частиц. Весьма вероятно, что существует и обратная связь: суперсимметричные калибровочные теории могут оказаться крайне полезными для решения ряда космологических проблем (начиная от осуществления инфляционного сценария и кончая проблемой скрытой массы).

#### 5. Поиски суперсимметрии в распадах легких адронов

Недавно намечилось еще одно перспективное направление поисков легких суперсимметричных частиц - в распадах нейтрального пиона. (В дальнейшем будем предполагать, не оговаривая этого специально, что массы рассматриваемых суперчастиц меньше массы  $\pi^0$ ).

В.А.Матвеевым <sup>/41/</sup> было указано, что вероятность распада  $\pi^0 \rightarrow \tilde{\chi}\tilde{\chi}$  может быть достаточно велика, если в теории имеется значительное смешивание между левыми и правыми скалярными кварками. В работах <sup>/42/</sup> этот вопрос был детально исследован и получено следующее выражение для вероятности распада  $\pi^0 \rightarrow \tilde{\chi}\tilde{\chi}$  (распад происходит за счет треугольных диаграмм с обменом скалярными кварками):

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \tilde{\chi}\tilde{\chi}) = \frac{\pi}{36} \alpha^2 \frac{f_\pi^2 m_\pi^5}{m_q^2} \left( \frac{\mu^2}{\tilde{m}_L^2 \tilde{m}_R^2 - \mu^4} \right)^2 + O\left(\frac{m_q^2}{m_\pi^2}\right).$$

Здесь  $m_q = \frac{1}{2}(m_u + m_d)$  - масса легких кварков,  $\mu^2$  - величина смешивания скалярных кварков,  $\tilde{m}_L$  и  $\tilde{m}_R$  - массы левого и правого скалярных кварков,  $f_\pi = 93 \text{ МэВ}$ .

С учетом экспериментальных ограничений на возможную величину параметра смешивания и массы скалярных кварков можно получить следующее ограничение на парциальную вероятность распада  $\pi^0 \rightarrow \tilde{\chi}\tilde{\chi}$  <sup>/42/</sup>:

$$BR(\pi^0 \rightarrow \tilde{\chi}\tilde{\chi}) \equiv \frac{\Gamma(\pi^0 \rightarrow \tilde{\chi}\tilde{\chi})}{\Gamma(\pi^0 \rightarrow \nu e \bar{\nu})} \leq 5 \cdot 10^{-3} \quad (5.1)$$

Для сравнения укажем, что в отсутствие смешивания между левыми и правыми скварками эта величина обращается в нуль при  $m_{\tilde{g}} = 0$ , а при ненулевых  $m_{\tilde{g}}$  оказывается, как минимум, на 13 порядков меньше, чем (5.1); так, при  $m_{\tilde{g}} = 100 \text{ МэВ}$  (верхняя космологическая граница для легких фотино) <sup>/42, 43/</sup>:

$$BR(\pi^0 \rightarrow \tilde{\chi}\tilde{\chi})_{\mu=0} \leq 5 \cdot 10^{-21}.$$

Возможную конкуренцию распаду пиона на фотино могут составить распады пиона на нейтрино (с экспериментальной точки зрения распады  $\pi^0 \rightarrow \tilde{\chi}\tilde{\chi}$ ,  $\nu\bar{\nu}$  представляют собой процессы типа  $\pi^0 \rightarrow$  "ничто" и их трудно отличить друг от друга). Однако в стандартной модели правое нейтрино отсутствует, и масса нейтрино равна нулю. В этом случае распад  $\pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$  запрещен законом сохранения углового момента.

В ряде моделей, выходящих за рамки стандартной, нейтрино обладает партнером и приобретает массу. Тогда процесс  $\pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$  оказывается разрешенным. Возможны две ситуации <sup>/44/</sup>:

а)  $\nu_R$  взаимодействует только с хиггсовскими скалярами, генерирующими массу нейтрино. В этом случае основной вклад в ширину распада дают диаграммы с обменом  $\tilde{Z}$  - бозоном <sup>/44/</sup>:

$$BR_{\tilde{Z}}(\pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}) \leq BR_{\tilde{Z}}(\pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}; m_\nu = 55 \text{ МэВ}) = 2.8 \cdot 10^{-9}$$

$$BR_{\tilde{Z}}(\pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}; m_\nu = 100 \text{ эВ}) = 4 \cdot 10^{-20}.$$

б)  $\nu_R$  обладает кварковым взаимодействием с некоторыми тяжелыми скалярами, имеющими нулевое вакуумное среднее (случай легких скаляров рассмотрен ниже). Тогда из экспериментов по нейтральным токам <sup>/44/</sup>:

$$BR_{\text{heavy scalar}}(\pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}) \leq 5 \cdot 10^{-6}.$$

Вклад в распад  $\pi^0 \rightarrow$  "ничто" от уже "известных" (т.е. представленных в уже существующих моделях) скаляров оказывается пренебрежимо малым. Так, например, рождение пары аксионов сильно подавлено, т.к. оно запрещено Р-четностью. Ширина распада  $\pi^0$  на скалярные нейтрино равна нулю на древесном уровне. Однако вклад от рождения неких

легких скалярных частиц, введенных  $a_1$   $h_{08}$ , мог бы, в принципе, насытить экспериментальный предел /44/

$$BR_{exp}(\pi^0 \rightarrow \text{"ничто"}) \leq 2,4 \times 10^{-5}$$

Видно, что, несмотря на то, что парциальная ширина распада  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  может оказаться довольно большой, положительный результат поиска процессов  $\pi^0 \rightarrow \text{"ничто"}$  будет трудно интерпретировать однозначно. Но в любом случае это указывало бы на необходимость выхода за рамки стандартной модели уже в низкоэнергетической области.

Отметим, что такой хорошо известный процесс, как распад  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \text{"ничто"}$ , нельзя использовать для поиска легких фотино, поскольку в этом случае вероятность рождения нейтрино, вычисленная в стандартной модели, оказывается больше, чем максимально возможная (из современных ограничений) вероятность рождения фотино /45/

Отличительной чертой ряда суперсимметричных моделей /46/ является расширение стандартной  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  модели с помощью дополнительного  $U(1)$  фактора  $\#$ . Обширный обзор возможных свойств новых  $U(1)$  - бозонов содержится в работе /49/. Недавно было показано /50/, что одним из эффективных способов поиска таких бозонов является поиск распада  $\pi^0 \rightarrow \gamma + \text{"ничто"}$ . Характерным свойством таких экспериментов (по сравнению, скажем, с экспериментами по поиску процессов  $\pi^0 \rightarrow \text{"ничто"}$ ,  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \text{"ничто"}$  и т.п.) является однозначность интерпретации положительного результата. Обнаружив такой распад, можно быть уверенным, что найден именно новый векторный бозон, а не что-то иное. Фон от рождения в процессе  $\pi^0 \rightarrow \gamma + \text{"ничто"}$  других легких нейтральных частиц (аксионов, нейтрино, фотино и проч.) оказывается пренебрежимо малым:

$$BR(\pi^0 \rightarrow \gamma + \text{фермион}) \leq 10^{-12} \div 10^{-16}$$

$$BR(\pi^0 \rightarrow \gamma + \text{скаляр}) \leq 10^{-18}$$

Для сравнения отметим, что в  $U(1)$  - модели Файе /46/ рождение нового векторного бозона, обычно называемого  $U$  - бозоном, может ожидаться на уровне:

$\#$ ) Отметим, что эта возможность часто реализуется также в теориях великого объединения /5/ и суперструнных теориях /47/. В последнее время интерес к подобным моделям возрос также в связи с указаниями на возможное существование нового дальнего действия ("пятой силы" /48/).

$$BR(\pi^0 \rightarrow \gamma + U) \leq 10^{-7}$$

(Выражение для ширины распада  $\pi^0 \rightarrow \gamma + U$  можно получить аналогично случаю  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ )

Авторы благодарны А.И. Бочкареву, И.М. Железным, В.А. Кузьмину, В.М. Лобашеву, В.Ф. Муханову, В.А. Рубакову, И.И. Ткачеву, С.Ю. Хлебникову и М.Ю. Хлопову за ценные замечания и полезные обсуждения.

#### Литература

1. A.Guth, Phys. Rev. D23(1981)347
2. A.D.Linde, Rep. Prog. Phys. 47(1984)925 and references therein
3. A.D.Linde, Phys. Lett. 129B(1983)177
4. А.Ю.Игнатьев, В.А.Кузьмин, М.Е.Шапошников, Труды школы ОИЯИ по физике высоких энергий. ОИЯИ, Д2-81-158, Дубна, 1981.
5. В.А.Рубаков, М.Е.Шапошников, Труды школы ОИЯИ по физике высоких энергий. ОИЯИ, Д2,4-83-179, Дубна, 1983.
6. V.A.Kuzmin, V.A.Rubakov, M.E.Shaposhnikov, Phys. Lett. 155B(1985)36  
В.А.Кузьмин, В.А.Рубаков, М.Е.Шапошников, Труды семинара "Кварки-86", Тбилиси, 1986. Изд. ИЯИ АН СССР, М., 1987.
7. М.Е.Шапошников. Письма в ЖЭТФ, 44 (1986)364.  
М.Е.Shaposhnikov, Nucl. Phys. B287(1987)757
8. C.G.Callan, R.F.Dashen, D.J.Gross, Phys. Lett. 63B(1976)334  
R.Jackiw, C.Rebbi, Phys.Rev.Lett. 37(1976)172
9. R.Dashen, B.Hasslacher, A.Neveu, Phys.Rev. D10(1974)4138  
J.Boguta, Phys.Rev.Lett. 50(1983)148  
P.Forgacs, Z.Horvath, Phys.Lett. 138B(1984)397
10. R.F.Klinkhamer, N.S.Manton, Phys.Rev. D30(1984)2212
11. G.'t Hooft, Phys.Rev.Lett. 37(1976)8; Phys.Rev. D14(1976)3432
12. C.G.Callan, R.F.Dashen, D.J.Gross, Phys.Rev. D17(1978)2717  
J.Kiskis, Phys.Rev. D18(1978)3690  
J.Ambjorn, J.Greensite, C.Peterson, Nucl.Phys. B219(1983)381
13. V.A.Rubakov, Nucl.Phys. B256(1985)509  
J.Ambjorn, V.A.Rubakov, Nucl.Phys. B256(1985)434
14. V.A.Rubakov, A.N.Tavkhelidze, Phys.Lett. 165B(1985)109  
V.A.Rubakov, Prog.Theor.Phys. 75(1976)366  
В.А.Матвеев, В.А.Рубаков, А.Н.Тавхелидзе, В.Ф.Токарев, Труды семинара "Кварки-86", Тбилиси, 1986г. Изд. ИЯИ АН СССР, М., 1987.
15. A.D.Linde, Phys.Lett 70B(1977)306; 100B(1981)37

16. A.D.Linde, Phys.Lett. 96B(1980)289  
D.J.Gross, R.D.Pisarski, L.G.Jaffe, Rev.Mod.Phys. 53(1981)43
17. V.A.Kuzmin, M.E.Shaposhnikov, Phys.Lett. 105B(1981)163
18. H.Georgi, S.L.Glashow, Phys.Rev.Lett. 32(1974)438
19. V.A.Kuzmin, M.E.Shaposhnikov, preprint IYAI P-0213 (1981)
20. I.Affleck, M.Dine, Nucl.Phys. B249(1985)361  
A.D.Linde, Phys.Lett. 160B(1985)243
21. O.K.Kalashnikov, V.V.Klimov, E.Casado, Phys.Lett. 114B(1982)49
22. S.Coleman, E.Weinberg, Phys.Rev. D7(1973)1888
23. А.Д.Сахаров. Письма в ЖЭТФ 5(1967)32  
В.А.Кузьмин. Письма в ЖЭТФ 13(1970)335  
А.Ю.Игнатъев, Н.В.Красников, В.А.Кузьмин, А.Н.Тавхелидзе,  
Материалы межд.конф. "Нейтрино-77", т.2 (М., Наука, 1978);  
Phys.Lett. 76B(1978)436  
M.Yoshimura, Phys.Rev.Lett. 41(1978)281; 42(1979)476  
S.Weinberg, Phys.Rev.Lett. 42(1979)850  
A.Yu.Ignatiev, V.A.Kuzmin, M.E.Shaposhnikov Phys.Lett. 87B(1979)114
24. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Стрoение и эволюция Вселенной,  
М., Наука, 1975.
25. Зельдович Я.Б., Окунь Л.Б., Никельнер С.Б., УФН 87(1965)113
26. Огнiewецкий В.И., Мезинческу Л., УФН 117(1975)637  
Fayet P., Ferrara S., Phys.Rep. 32C(1977)249
27. J.Ellis et al., Nucl.Phys. B238(1984)453
28. R.F.Smith, J.R.J.Bennet, Nucl.Phys. B149(1979)525
29. K.G.Chetyrkin, A.Yu.Ignatiev, V.A.Matveev, M.E.Shaposhnikov,  
A.N.Tavkhelidze, Phys.Lett. 117B(1982)252
30. A.Yu.Ignatiev, V.A.Kuzmin, M.E.Shaposhnikov, Z.Phys. 23(1984)39
31. V.A.Kuzmin, M.E.Shaposhnikov, Nuov.Cim. 82A(1984)35
32. A.N.Tavkhelidze, preprint IYAI P-0267 (1982)
33. Я.Б.Зельдович и др., ЯФ 31(1980)1286
34. J.Silk, M.Srednicki, Phys.Rev.Lett. 53(1984)624
35. G.L.Kane, W.B.Rolnick, Nucl.Phys. B232(1984)21
36. J.S.Hagelin, G.L.Kane, S.Raby, Nucl.Phys. B241(1984)638
37. L.E.Ibanez, Phys.Lett. B137(1984)160
38. Домогацкий Г.В., ЯФ, 8(1968)759
39. J.Ellis et al., CERN preprint TH-3328 (1982)
40. А.Ю.Игнатъев, В.А.Кузьмин. ЯФ, 43(1986)782.
41. В.А.Матвеев. Доклад на Всесоюзном семинаре по программе экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР, препринт ИЯИ, П-0238(1986).

42. M.I.Dobroliubov, A.Yu.Ignatiev, V.A.Matveev, Phys.Lett. 192B(1987)135  
М.И.Добролюбов, А.Ю.Игнатъев, В.А.Матвеев.  
ЯФ, 47(1988)468.
43. M.K.Gaillard et al., Nucl.Phys. B238(1984)453
44. Herczeg P., Hoffman C., Phys.Lett. 100B(1981)347  
Kalogeropoulos T. et al., Phys.Lett. 86B(1979)72
45. J.Ellis, J.Hagelin, Nucl.Phys. B217(1983)189  
M.K.Gaillard et al., Phys.Lett. 123B(1983)241
46. Fayet P., Phys.Lett. 69B(1977)489  
S.Weinberg, Phys.Rev. D26(1982)287
47. J.Ellis et al., Nucl.Phys. B276(1986)14
48. Glashow S., Rencontre de Moriond, 1986
49. E.Carlson, Nucl.Phys. B286(1987)378
50. М.И.Добролюбов, А.Ю.Игнатъев. Письма в ЖЭТФ, 46(1987)210.

Рукопись поступила в издательский отдел  
1 сентября 1988 года.