

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Памяти В.Л. Гинзбурга

Научная сессия Отделения физических наук
Российской академии наук, 27 октября 2010 г.

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0181.201106e.0655

27 октября 2010 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (РАН) состоялась научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук РАН, посвящённая памяти В.Л. Гинзбурга.

Объявленная на web-сайте ОФН РАН www.grad.ac.ru повестка заседания содержала следующие доклады:

1. **Месяц Г.А.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Вступительное слово.*

2. **Рубаков В.А.** (Институт ядерных исследований РАН, Москва). *Космология и Большой адронный коллайдер.*

3. **Гуревич А.В.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва), **Зелёный Л.М.** (Институт космических исследований РАН, Москва). *Интенсивные гамма-всплески в атмосфере Земли (TGE) и миссия "Чибис".*

4. **Васильев М.А.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Теория высших спинов.*

5. **Максимов Е.Г.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Что известно и что неизвестно о ВТСП.*

6. **Пудалов В.М.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Московский физико-технический институт, Москва). *В.Л. Гинзбург и развитие в ФИАНе экспериментальных работ по высокотемпературной сверхпроводимости: "железные сверхпроводники".*

Статьи, написанные на основе докладов 2, 4, 6, публикуются ниже.

В силу ряда причин Л.П. Питаевский не смог присутствовать на сессии, однако представил статью, посвящённую памяти В.Л. Гинзбурга, которую мы публикуем в этом же номере на с. 647.

PACS numbers: **12.60.-i, 95.35.+d, 98.80.-k**
DOI: 10.3367/UFNr.0181.201106f.0655

Космология и Большой адронный коллайдер

В.А. Рубаков

1. Введение

Начало работы Большого адронного коллайдера (ЛНС) — важнейшее событие не только для физики элементарных частиц, но и для космологии. Вселенная полна загадок. В ней содержится вещество и нет антивещества, и спустя 40 лет после осознания того, что этот факт представляет собой нетривиальную проблему, его однозначное объяснение по-прежнему отсутствует. Во Вселенной имеется тёмная материя, и пока неизвестно, из каких частиц она состоит. Есть и тёмная энергия, и её природа тоже неизвестна. Имеются серьёзные основания надеяться на то, что ЛНС прольёт свет на некоторые из этих проблем, занимающих важное место в знаменитом списке В.Л. Гинзбурга.

При удачном развитии событий в экспериментах на ЛНС будут открыты частицы тёмной материи и их партнёры — другие новые частицы, будет выяснено, какая физика стоит за асимметрией между веществом и антивеществом. В противном случае будут отвергнуты многие популярные и правдоподобные гипотезы, что тоже станет существенным шагом в развитии представлений о ранней Вселенной.

Есть и гораздо более экзотические предположения о возможной физике за пределами Стандартной модели, такие как гравитация с фундаментальным масштабом энергий в ТэВ-области; их подтверждение на ЛНС будет иметь такое значение для космологии, которое трудно переоценить.

Здесь мы обсудим некоторые примеры, иллюстрирующие потенциал ЛНС с точки зрения космологии. Мы обратимся сначала к тёмной материи и рассмотрим сценарий со слабо взаимодействующими массивными частицами (Weakly Interacting Massive Particle, WIMP),

В.А. Рубаков. Институт ядерных исследований РАН, Москва, РФ
E-mail: rubakov@ms2.inr.ac.ru

который по вполне объяснимым причинам сегодня является наиболее популярным. Мы также рассмотрим лёгкое гравитино как альтернативного кандидата на роль частицы тёплой тёмной материи. Обе эти гипотезы будут проверены в экспериментах на ЛНС, поскольку они требуют довольно определённой физики за пределами Стандартной модели. Затем мы перейдём к рассмотрению электрослабого бариогенезиса — возможного механизма генерации асимметрии между веществом и анти-веществом при температурах порядка 100 ГэВ, который тоже будет подтверждён или опровергнут на ЛНС.

В нашем изложении мы будем опускать многочисленные детали и постараемся сосредоточиться на основных идеях и результатах. Более подробное обсуждение космологических аспектов физики частиц содержится, например, в книге [1] и обзорах [2–7]. Тёмная материя, в том числе различные гипотезы о природе её частиц, рассматривается в обзорах [8–11]. Подробности, относящиеся к электрослабому бариогенезису, см. в обзорах [12–15].

Прежде чем перейти к основному изложению, кратко обсудим современные представления о балансе энергии во Вселенной. Баланс энергии характеризуется параметрами $\Omega_i = \rho_{i,0}/\rho_c$, где $\rho_{i,0}$ — современная плотность энергии, заключённая в материи типа i , ρ_c — полная плотность энергии в современную эпоху,

$$\rho_c = 5 \times 10^{-6} \text{ ГэВ см}^{-3}.$$

Последняя величина получается из измерений современного значения параметра Хаббла в предположениях о справедливости общей теории относительности и о пространственной плоскостности Вселенной (точность, с которой экспериментально установлена пространственная плоскостность, соответствует отклонению полной плотности энергии от ρ_c менее чем на 2% [16]). Ясно, что для пространственно плоской Вселенной справедливо соотношение $\sum_i \Omega_i = 1$, где суммирование проводится по всем формам энергии. Известные формы материи во Вселенной — это, в основном, фотоны реликтового микроволнового излучения с температурой $T_0 = 2,726$ К, барионы и нейтрино. Современная плотность числа реликтовых фотонов составляет $n_\gamma = 410 \text{ см}^{-3}$, а их плотность энергии $\rho_{\gamma,0} = 2,7 \times 10^{-10} \text{ ГэВ см}^{-3}$. Видно, что последняя даёт очень малый вклад в полную современную плотность энергии. Отметим, что важной характеристикой ранней Вселенной является плотность энтропии, которая по порядку величины равна плотности числа фотонов. Точнее, в тепловом равновесии при температуре T плотность энтропии дается выражением

$$s = \frac{2\pi^2}{45} g_* T^3, \quad (1)$$

где g_* — число степеней свободы частиц с $m \lesssim T$, т.е. степеней свободы частиц, которые являются релятивистскими при температуре T (вклад фермионов содержит дополнительный множитель 7/8). Энтропия в сопутствующем объёме постоянна во времени, если отсутствуют экзотические процессы её генерации. Современное значение плотности энтропии (с учётом нейтрино, которые в расчётах, использующих сохранение энтропии, нужно считать безмассовыми)

$$s_0 \approx 3000 \text{ см}^{-3}. \quad (2)$$

Есть по крайней мере два способа определения плотности массы барионов. Один из них связан с первичным нуклеосинтезом — периодом термоядерных реакций ($T \sim 10^9$ К). Количество образующихся в результате этих реакций лёгких элементов зависит от барион-фотонного отношения, которое с тех пор остаётся неизменным. Сравнение результатов теории с данными измерений концентрации лёгких элементов даёт

$$\eta \equiv \frac{n_B}{n_\gamma} \approx 6 \times 10^{-10}. \quad (3)$$

Таким образом, плотность энергии барионов в современной Вселенной

$$\rho_{B,0} = m_B n_{B,0} \approx 2,5 \times 10^{-7} \text{ ГэВ см}^{-3}, \quad (4)$$

а её отношение к полной плотности энергии оценивается величиной

$$\Omega_B = 0,045.$$

Это же значение независимым образом получается из анализа данных по анизотропии реликтового излучения. Из соображений электронейтральности плотность числа электронов почти равна плотности числа барионов, поэтому электроны вносят пренебрежимо малый вклад в полную плотность энергии.

Наконец, имеется ещё один известный тип стабильных частиц — нейтрино. Плотность их числа надёжно вычисляется в теории горячего Большого взрыва; результаты этих вычислений подтверждаются теорией первичного нуклеосинтеза и соответствующими наблюдениями. Современная плотность числа нейтрино каждого типа $n_{\nu_x} = 115 \text{ см}^{-3}$, где $\nu_x = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$. Прямое экспериментальное ограничение на массу электронного нейтрино, $m_{\nu_e} < 2,6$ эВ, вместе с данными по нейтринным осцилляциям показывают, что нейтрино каждого типа имеет массу, меньшую чем 2,6 эВ (нейтрино с массами более 0,05 эВ должны быть вырождены по массам, как следует из данных по осцилляциям). Таким образом, современная плотность энергии всех типов нейтрино заметно меньше ρ_c :

$$\rho_\nu^{\text{total}} = \sum_x m_{\nu_x} n_{\nu_x} \lesssim 8 \times 10^{-7} \text{ ГэВ см}^{-3},$$

что даёт $\Omega_\nu^{\text{total}} < 0,16$. Последнее ограничение не учитывает космологических данных. На самом деле эти данные приводят к более сильному ограничению:

$$\Omega_\nu^{\text{total}} \lesssim 0,014. \quad (5)$$

В терминах масс нейтрино ограничение (5) означает [17–19]: $\sum m_{\nu_x} \lesssim 0,6$ эВ, так что каждое нейтрино должно быть легче 0,2 эВ. С другой стороны, данные по атмосферным нейтрино и результаты экспериментов K2K (From KEK-to-Kamioka — Long Baseline Neutrino Oscillation Experiment) и MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search) говорят о том, что по крайней мере один тип нейтрино должен быть тяжелее 0,05 эВ. Сравнивая приведённые значения, мы видим, что в будущем может оказаться реальным измерить массу нейтрино с помощью космологических наблюдений (!).

Таким образом, мы приходим к заключению, что плотность энергии в современной Вселенной обеспечивается не уже известными частицами, а чем-то иным.

Болез того, это "неизвестно что" имеет две компоненты, одна из которых скучивается (тёмная материя), а другая — нет (тёмная энергия).

Скучивающаяся тёмная материя состоит, скорее всего, из неизвестных массивных частиц. Они собираются в гравитационно связанные системы, в которых содержится большая часть массы галактик и скоплений галактик. Есть целый ряд методов определения вклада небарионной тёмной материи в плотность энергии во Вселенной, основанных, в частности, на следующих фактах (детали см. в [8–11, 20]):

— состав Вселенной существенно влияет на анизотропию температуры и поляризацию реликтового излучения. Точные измерения анизотропии температуры и поляризации реликтового излучения, выполненные к настоящему времени, позволяют найти полную плотность массы тёмной материи;

— небарионная тёмная материя играет принципиальную роль в формировании структур во Вселенной (см. ниже). Сравнение результатов соответствующих численных расчётов с данными наблюдений позволяет независимо определить плотность массы тёмной материи.

Результат состоит в том, что нерелятивистская компонента составляет около 28 % полной современной плотности энергии, что для небарионной тёмной материи даёт

$$\Omega_{\text{DM}} \approx 0,23, \quad (6)$$

а остальное приходится на барионы.

Имеются прямые свидетельства того, что тёмная материя существует в самых больших гравитационно связанных объектах — скоплениях галактик. Указанные свидетельства получены посредством определения гравитационного потенциала в скоплениях с помощью измерений скоростей галактик в скоплениях, температуры межгалактического горячего газа, излучающего в рентгеновском диапазоне, эффектов гравитационного линзирования и др. Соответствующие измерения позволяют найти соотношение между светимостью и массой в скоплениях. Предположение о том, что найденное соотношение — такое же, как во Вселенной в целом¹, приводит к ещё одной оценке массы скученной материи. Замечательно, что результат совпадает с (6). Наконец, тёмная материя имеется и в галактиках. Её распределение может быть найдено с помощью измерений скоростей вращения удалённых звёзд и облаков газа вокруг центра галактики.

Небарионная тёмная материя — ещё не всё. Используя приведённые результаты, мы приходим к оценке плотности энергии всех типов частиц: $\Omega_\gamma + \Omega_{\text{B}} + \Omega_{\text{v}}^{\text{total}} + \Omega_{\text{DM}} \approx 0,3$. Видно, что 70 % всей плотности энергии не скучивается. Эта компонента получила название тёмной энергии; именно она ответственна за ускоренное расширение современной Вселенной. Одним из кандидатов выступает плотность энергии вакуума (см., например, обзоры [20–26]).

Всё это хорошо соответствует наблюдениям, но никак не укладывается в Стандартную модель физики частиц. Имеется надежда на то, что ЛНС прольёт свет по крайней мере на часть отмеченных проблем.

2. Тёмная материя

Тёмная материя характеризуется следующим отношением массы к энтропии:

$$\left(\frac{\rho_{\text{DM}}}{s}\right)_0 = \frac{\Omega_{\text{DM}} \rho_{\text{c}}}{s_0} \approx \frac{0,23 \times 5 \times 10^{-6} \text{ ГэВ см}^{-3}}{3000 \text{ см}^{-3}} = 4 \times 10^{-10} \text{ ГэВ}. \quad (7)$$

Это отношение постоянно во времени начиная с эпохи закалки тёмной материи: как число частиц тёмной материи (и, следовательно, их масса), так и энтропия постоянны в сопутствующем объёме.

Тёмная материя принципиально важна для нашего существования. Дело в том, что возмущения в барион-электрон-фотонной плазме, существовавшей до рекомбинации, не возрастают со временем из-за высокого давления, создаваемого фотонами. Эти возмущения представляют собой звуковые волны с постоянной амплитудой, распространяющиеся в плазме. Поэтому во Вселенной без тёмной материи возмущения плотности барионной компоненты начинают расти только после того, как барионы отщепляются от фотонов, т.е. после рекомбинации. Физическая причина роста возмущений довольно проста: область с избытком плотности притягивает к себе окружающее вещество, оно падает в эту область, и контраст плотности становится ещё больше. В расширяющейся Вселенной, в которой доминирует нерелятивистское вещество, эта гравитационная неустойчивость приводит к возрастанию контраста плотности по закону $(\delta\rho/\rho)(t) \propto t^{2/3} \propto T^{-1}$. Поэтому во Вселенной без тёмной материи фактор роста возмущений барионной плотности был бы не более²

$$\frac{a(t_0)}{a(t_{\text{rec}})} = 1 + z_{\text{rec}} = \frac{T_{\text{rec}}}{T_0} \approx 10^3, \quad (8)$$

где $a(t)$ — масштабный фактор. Начальная амплитуда возмущений плотности хорошо известна из данных по анизотропии реликтового излучения: $(\delta\rho/\rho)_i = 1,5 \times 10^{-4}$. Поэтому Вселенная без тёмной материи до сих пор оставалась бы весьма однородной: контраст плотности сегодня находился бы на уровне десяти процентов. В такой Вселенной не могли бы образоваться структуры, не было бы ни галактик, ни звёзд, ни жизни. Структуры не сформировались бы и впоследствии, поскольку из-за ускоренного расширения Вселенной, обусловленного тёмной энергией, их рост бы довольно скоро прекратился.

Поскольку частицы тёмной материи отщепляются от плазмы гораздо раньше, чем барионы, то и возмущения плотности тёмной материи начинают возрастать гораздо раньше. Соответствующий фактор роста заметно больше величины (8), поэтому контраст плотности тёмной материи на масштабе галактик становится порядка единицы и возмущения входят в нелинейный режим, образуя гало галактик при красном смещении $z \simeq 5$ или даже несколько большем. После рекомбинации барионы "падают" в гравитационные потенциалы, сформированные тёмной материей, и затем возмущения в тёмной материи и барионной компоненте развиваются вместе. Галактики образуются в тех областях, где

¹ Это отнюдь не безобидное предположение, поскольку в скоплениях находится лишь около 10 % галактик.

² Ввиду наличия тёмной энергии этот фактор даже несколько меньше.

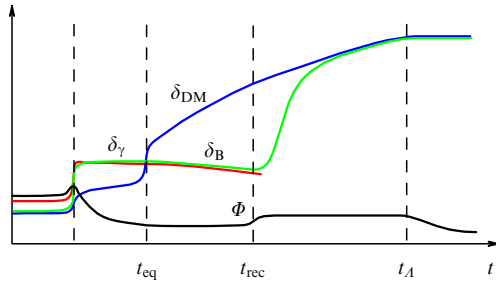


Рисунок. Зависимость от времени (в линейной теории) контраста плотности тёмной материи, барионов и фотонов $\delta_{DM} \equiv \delta\rho_{DM}/\rho_{DM}$, δ_B и δ_γ , а также ньютонова потенциала Φ . Времена t_{eq} и t_A соответствуют переходам от радиационно-доминированной стадии эволюции Вселенной к стадии доминирования нерелятивистской материи и от замедленного расширения к ускоренному; t_{rec} относится к эпохе рекомбинации.

изначально имелся избыток плотности тёмной материи. Развитие возмущений в нашей Вселенной схематически показано на рисунке. Для того чтобы такой механизм работал, тёмная материя должна быть нерелятивистской на достаточно раннем этапе, поскольку релятивистские частицы вылетают из гравитационных ям, вместо того чтобы там удерживаться. Это, в частности, означает, что нейтрино не могут составлять значительную часть тёмной материи. Осюда в конечном итоге и следует ограничение (5).

В зависимости от массы частиц тёмной материи и механизма их генерации в ранней Вселенной, тёмная материя может быть *холодной* (CDM — Cold Dark Matter) или *тёплой* (WDM — Warm Dark Matter). Если частицы тёмной материи находились в тепловом равновесии с космической плазмой на ранней стадии эволюции Вселенной, то эти две возможности реализуются для более тяжёлых и более лёгких частиц, соответственно

$$m_{DM} \gtrsim 100 \text{ кэВ} \quad \text{для CDM}, \quad (9)$$

$$m_{DM} \lesssim 100 \text{ кэВ} \quad \text{для WDM}. \quad (10)$$

Мы обсудим тёплую тёмную материю позднее, а сейчас обратимся к холодной.

2.1. WIMP: наиболее правдоподобная гипотеза

Существует простой механизм генерации тёмной материи в ранней Вселенной, который относится к *холодной* тёмной материи. Благодаря своей простоте и предсказательной силе этот механизм представляется весьма правдоподобным, а соответствующий кандидат на роль частицы тёмной материи — слабовзаимодействующая массивная частица, WIMP, — выглядит наилучшим кандидатом. Опишем этот механизм в общих чертах.

Предположим, что существует тяжёлая стабильная нейтральная частица Y и что Y -частицы могут рождаться и уничтожаться только парами, причём продуктами парной аннигиляции служат частицы Стандартной модели. Если сечение аннигиляции достаточно велико, то поведение Y -частиц в ранней Вселенной носит следующий характер. При высоких температурах, $T \gg m_Y$, Y -частицы находятся в тепловом равновесии с остальной плазмой, космическая среда содержит много Y -частиц, которые всё время рождаются и уничтожаются. Когда температура опускается ниже m_Y , равновесная плотность числа Y -частиц убывает. При некоторой температуре

закалки T_f плотность числа Y -частиц становится настолько мала, что они больше не встречаются друг с другом в течение хаббловского времени и их аннигиляция прекращается. После этого число Y -частиц остаётся постоянным в сопутствующем объёме, и эти реликтовые частицы составляют сегодня тёмную материю.

В рамках такого сценария достаточно просто найти современную плотность массы Y -частиц. Результат имеет вид³

$$\frac{\rho_{Y,0}}{s_0} = \frac{m_Y n_{Y,0}}{s_0} \simeq 7,6 \frac{\ln(\sqrt{g_*} M_{Pl} m_Y \langle \sigma v \rangle)}{\sqrt{g_*} M_{Pl} \langle \sigma v \rangle}, \quad (11)$$

где $g_* = g_*(T_f)$ — число релятивистских степеней свободы при закалке Y -частиц, σ — сечение аннигиляции, v — скорость Y -частиц, угловые скобки обозначают усреднение по равновесному распределению при температуре закалки

$$T_f \simeq \frac{m_Y}{\ln(\sqrt{g_*} M_{Pl} m_Y \langle \sigma v \rangle)}. \quad (12)$$

Формула (11) весьма примечательна. Современная плотность массы зависит в основном от одного параметра — темпа аннигиляции в расчёте на одну частицу $\langle \sigma v \rangle$. Зависимость от массы Y -частиц содержится в логарифмическом множителе и параметре $g_*(T_f)$; эта зависимость очень слабая. Для широкого диапазона масс величина логарифма составляет от 20 до 40 (это означает, в частности, что закалка происходит тогда, когда температура меньше массы Y -частицы в 20–40 раз). Подставляя в (11) численное значение $g_*(T_f) \sim 100$, имеющееся в Стандартной модели, и сопоставляя (11) с (7), получим оценку

$$\langle \sigma v \rangle = (1-2) \times 10^{-36} \text{ см}^2. \quad (13)$$

Такие значения характерны для слабых взаимодействий, отсюда следует, что соответствующий масштаб энергий находится в области нескольких сотен ГэВ–нескольких ТэВ. Отметим, что оценка (13) весьма точна и однозначна.

Для темпа аннигиляции можно выбрать параметризацию $\langle \sigma v \rangle = \alpha^2/M^2$, где α — некоторая константа связи, M — энергетический масштаб (который может превышать m_Y). Такая параметризация особенно подходит для s-волновой аннигиляции и соответствует картине парной аннигиляции нерелятивистских Y -частиц посредством обмена другой частицей с массой M . При $\alpha \sim 10^{-2}$ масштаб энергий оценивается как $M \sim 1$ ТэВ.

Таким образом, при очень общих предположениях мы получаем, что небарионная тёмная материя имеет отношение к физике в ТэВ-области энергий. Интересно, что обсуждаемый результат можно воспринимать как примерное равенство между космологическим параметром — отношением плотности массы тёмной материи к энтропии — и параметрами физики частиц:

$$\left(\frac{\rho_{DM}}{s} \right)_0 \simeq \frac{1}{M_{Pl}} \left(\frac{\text{ТэВ}}{\alpha_W} \right)^2,$$

³ Здесь и в формуле (12) мы опускаем несущественный численный множитель в аргументе логарифма.

где α_w — калибровочная константа электрослабых взаимодействий. Величины, фигурирующие в обеих частях этого соотношения, имеют порядок 10^{-10} ГэВ, и вполне возможно, что это не случайное совпадение. Если это действительно так, то частицы тёмной материи должны рождаться на ЛНС.

Наиболее известный кандидат на роль WIMP — это нейтралино, имеющееся в суперсимметричных расширениях Стандартной модели [27, 28]. Впрочем, ситуация с нейтралино довольно трудна. Дело в том, что парная аннигиляция нейтралино часто происходит не в s-волне, а в p-волне. Это приводит к подавлению темпа аннигиляции фактором $v^2 \sim T_f/m_\chi \sim 1/30$. Поэтому имеется тенденция перепроизводства нейтралино в большей части пространства параметров минимальной суперсимметричной Стандартной модели и других моделей. Тем не менее нейтралино остаётся хорошим кандидатом, особенно при больших значениях параметра $\tan \beta$, характеризующего отношение вакуумных средних двух хиггсовских полей, существующих в суперсимметричных теориях.

2.2. Тёплая тёмная материя: лёгкие гравитино

Сценарий с холодной тёмной материей успешно описывает большинство наблюдательных данных. Однако он, возможно, сталкивается с трудностями. Во-первых, численные расчёты с холодной тёмной материей имеют тенденцию предсказывать слишком большое число малых объектов — карликовых галактик: согласно расчётам, в окрестности большой галактики типа Млечного Пути должно существовать несколько сотен карликовых галактик, в то время как их обнаружено лишь несколько десятков (см., например, [30]). Во-вторых, согласно результатам численного анализа следовало ожидать сильного возрастания плотности по направлению к центрам галактик (сингулярный профиль плотности), однако эта особенность также не подтверждается наблюдениями (см., например, [30] и приведённые там ссылки). Указанные несоответствия пока нельзя воспринимать как кризис, но вполне стоит рассмотреть возможность того, что тёмная материя не так уж холодна.

В качестве альтернативы холодной тёмной материи выступает тёплая тёмная материя, частицы которой после отщепления имеют энергию порядка T , причём $T \gtrsim m$, где m — масса этих частиц. После этого пространственные импульсы убывают как температура, т.е. импульсы всегда имеют порядок T после отщепления. Частицы тёплой тёмной материи становятся нерелятивистскими при $T \sim m$. Возмущения тёмной материи начинают расти только начиная с этого времени⁴: как мы отмечали, релятивистские частицы не задерживаются в гравитационных потенциалах, поэтому неоднородности плотности "замываются", а не растут. Прежде чем стать нерелятивистскими, частицы тёплой тёмной материи пробегают расстояние порядка размера текущего горизонта; возмущения плотности подавлены на этом и меньших масштабах. Размер горизонта во время t_{nr} , при котором $T \sim m$, оценивается как

$$l(t_{\text{nr}}) \simeq H^{-1}(T \sim m) = \frac{M_{\text{Pl}}}{\sqrt{g_*} T^2} \sim \frac{M_{\text{Pl}}}{\sqrt{g_*} m^2},$$

где $H(T)$ — параметр Хаббла при температуре T . Соответствующий современный размер горизонта имеет вид

$$l_0 = l(t_{\text{nr}}) \frac{a_0}{a(t_{\text{nr}})} \sim l(t_{\text{nr}}) \frac{T}{T_0} \sim \frac{M_{\text{Pl}}}{m T_0}, \quad (14)$$

где мы пренебрегли довольно слабой зависимостью от g_* . Итак, в сценарии с тёплой тёмной материей объектов с размерами $l \lesssim l_0$ образуется меньше, чем в модели с холодной тёмной материей. Отметим, что l_0 — это тот размер, который возмущение имело бы в линейном режиме; иными словами, l_0 — размер области, из которой собирается вещество в компактный объект.

Современный размер карликовой галактики составляет несколько килопарсеков, а плотность в ней в 10^6 раз больше, чем в среднем по Вселенной. Поэтому размер l_0 для таких объектов по порядку величины равен $100 \text{ кпк} \simeq 3 \times 10^{23} \text{ см}$. Потребовав, чтобы возмущения такого, но не большего, размера были подавлены, мы получаем из (14), что масса m частиц тёмной материи должна быть порядка нескольких кэВ. В действительности столь малая масса частиц тёмной материи, скорее всего, не согласуется с наблюдательными данными. Дело в том, что водород был вновь ионизирован во Вселенной при красном смещении $z \sim 10$; такое свойство оставляет следы в анизотропии температуры и особенно в поляризации реликтового излучения, и эти следы были обнаружены [16]. Вторичная ионизация связывается с образованием, горением и взрывами первых звёзд; при этом считается, что эти звёзды образуются в гало тёмной материи массой порядка $10^5 M_\odot$. Начальный сопутствующий размер таких гало составляет $l_0 \sim 10 \text{ кпк}$, так что возмущения такого пространственного масштаба не должны быть сильно подавлены. В соответствии с (14) это приводит к ограничению на массу частицы тёплой тёмной материи на уровне нескольких десятков кэВ.

Среди кандидатов на роль частицы тёплой тёмной материи одним из наиболее естественных является гравитино. Масса гравитино оценивается как

$$m_{3/2} \simeq \frac{F}{M_{\text{Pl}}},$$

где \sqrt{F} — энергетический масштаб нарушения суперсимметрии. Отсюда следует, что масса гравитино находится в подходящей области при довольно малом масштабе нарушения суперсимметрии, $\sqrt{F} \sim 10^7 \text{ ГэВ}$. Такая ситуация имеет место, например, при калибровочном механизме передачи суперсимметрии в видимый сектор [31]. При столь малой массе время жизни гравитино сильно превышает время жизни Вселенной, и с этой точки зрения гравитино годится на роль частицы тёмной материи. Для дальнейшей важными параметрами являются ширины распада других суперпартнёров на гравитино и частицы Стандартной модели. Ширины распада оцениваются как

$$\Gamma_{\tilde{S}} \simeq \frac{M_{\tilde{S}}^5}{F^2} \simeq \frac{M_{\tilde{S}}^5}{m_{3/2}^2 M_{\text{Pl}}^2}, \quad (15)$$

где $M_{\tilde{S}}$ — масса суперпартнёра.

Один из механизмов рождения гравитино в ранней Вселенной — это распады других суперпартнёров. Гравитино взаимодействует со всеми частицами настолько слабо, что после рождения оно распространяется сво-

⁴ Мы несколько упрощаем ситуацию, но это упрощение мало сказывается на оценках.

бодно, не испытывая столкновений с частицами плазмы. Гравитино являются релятивистскими в момент рождения, поэтому они действительно представляют собой тёплую тёмную материю. Предположим, что рождение в распадах — это основной механизм появления гравитино во Вселенной, и рассмотрим, при каких условиях современная плотность массы гравитино совпадает с требуемой (детали см., например, в [32]).

Темп рождения гравитино в распадах суперпартнёров типа \tilde{S} в ранней Вселенной может быть представлен в виде

$$\frac{d(n_{3/2}/s)}{dt} = \frac{n_{\tilde{S}}}{s} \Gamma_{\tilde{S}},$$

где $n_{3/2}$ и $n_{\tilde{S}}$ — плотность числа гравитино и суперпартнёров соответственно, s — плотность энтропии. Для суперпартнёров в тепловом равновесии выполняются $n_{\tilde{S}}/s = \text{const} \sim g_*^{-1}$ при $T \gtrsim M_{\tilde{S}}$ и $n_{\tilde{S}}/s \propto \exp(-M_{\tilde{S}}/T)$ при $T \ll M_{\tilde{S}}$. Отсюда следует, что рождение происходит наиболее эффективно при $T \sim M_{\tilde{S}}$, когда плотность суперпартнёров ещё не слишком мала, а Вселенная расширяется медленнее всего. Поэтому плотность числа гравитино, образовавшихся в распадах суперпартнёров \tilde{S} , оценивается как

$$\begin{aligned} \frac{n_{3/2}}{s} &\simeq \left(\frac{d(n_{3/2}/s)}{dt} H^{-1} \right)_{T \sim M_{\tilde{S}}} \simeq \frac{\Gamma_{\tilde{S}}}{g_*} H^{-1}(T \sim M_{\tilde{S}}) \simeq \\ &\simeq \frac{1}{g_*} \frac{M_{\tilde{S}}^5}{m_{3/2}^2 M_{\text{Pl}}^2} \frac{M_{\text{Pl}}}{g_*^{1/2} M_{\tilde{S}}^2}. \end{aligned}$$

Это даёт для отношения массы к энтропии

$$\frac{m_{3/2} n_{3/2}}{s} \simeq \sum_{\tilde{S}} \frac{M_{\tilde{S}}^3}{g_*^{3/2} M_{\text{Pl}} m_{3/2}}, \quad (16)$$

где суммирование проводится по всем типам суперпартнёров, *находившихся когда-либо в тепловом равновесии*. Требуемое значение (7) получается в случае гравитино с массами в области (10) при

$$M_{\tilde{S}} = 100 - 300 \text{ ГэВ}. \quad (17)$$

Таким образом, сценарий с гравитино как частицами тёплой тёмной материи требует небольших масс суперпартнёров, которые в этом случае будут открыты на ЛНС.

Сделаем несколько комментариев. Во-первых, распада суперпартнёров — не единственный механизм образования гравитино: эти частицы могут рождаться и при рассеянии суперпартнёров. Для того чтобы избежать перепроизводства гравитино в процессах рассеяния, приходится предположить, что максимальная температура во Вселенной (достигнутая, скажем, в результате постинфляционного разогрева) была весьма низка, $T_{\text{max}} \sim 1 - 10 \text{ ТэВ}$. Такое предположение не выглядит привлекательным, но оно согласуется со всем, что известно в космологии, и действительно может выполняться в некоторых инфляционных моделях. Во-вторых, существующие ограничения на массы сильновзаимодействующих суперпартнёров (глюино и кварков первого и второго поколений) исключают их значения в области (17). Следовательно, эти частицы не должны давать вкладов в сумму (16), иначе произошло бы перепроизводство "тёплых" гравитино. Скварки и глюино действи-

тельно не дают вкладов, если их массы превышают T_{max} ; в этом случае скварков и глюино просто никогда не было в больших количествах в ранней Вселенной. В-третьих, распад на гравитино и частицы Стандартной модели — это единственный канал распада легчайших (после гравитино) суперпартнёров — NLSP (Next-to-Lightest Supersymmetric Particle). Поэтому оценка полной ширины NLSP совпадает с (15), что даёт

$$c\tau_{\text{NLSP}} = 1 \text{ мм} - 100 \text{ м}$$

для $m_{3/2} = 1 - 10 \text{ кэВ}$ и $M_{\text{NLSP}} = 100 - 300 \text{ ГэВ}$. Это означает, что либо NLSP должна быть видна в детекторе, либо эта частица пролетает детектор насквозь.

Не стоит и говорить, что описанный сценарий — гораздо более вычурный по сравнению со сценарием WIMP. Важно подчеркнуть, однако, что он будет опровергнут или подтверждён экспериментами на ЛНС.

Скажем в заключение этого раздела, что масса гравитино может быть гораздо больше нескольких сотен кэВ и гравитино по-прежнему будет являться легчайшим суперпартнёром. Тогда гравитино выступает в роли частицы холодной тёмной материи. В любом варианте прямое детектирование частиц тёмной материи в низкоэнергетических экспериментах в случае гравитино представляет собой практически безнадежную задачу.

2.3. Обсуждение

Если частицей тёмной материи действительно служит WIMP, а соответствующий масштаб энергий имеет порядок 1 ТэВ, то теория горячего Большого взрыва будет экспериментально проверена в недалёком будущем для температур вплоть до значений порядка 10–100 ГэВ и времён после Большого взрыва $10^{-9} - 10^{-11} \text{ с}$ (что полезно сравнить с величинами в 1 МэВ и 1 с, доступными сегодня благодаря изучению первичного нуклеосинтеза). Действительно, когда фундаментальная физика на этом масштабе энергий станет известна благодаря коллайдерным экспериментам, можно будет надёжно вычислить плотность тёмной материи и сравнить результаты вычислений с данными наблюдательной космологии. Таким образом, сценарий с WIMP обещает проникновение в очень раннюю стадию эволюции Вселенной.

Если частицей тёмной материи является лёгкое гравитино, то перспективы изучения самых ранних эпох выглядят не столь обнадеживающими. Экспериментальное определение массы гравитино является чрезвычайно сложной, если не безнадежной, задачей; кроме того, современная плотность гравитино зависит от неизвестного значения T_{max} максимальной температуры, достигшейся во Вселенной. Тем не менее можно сказать, что в этом случае картина ранней Вселенной будет существенно отличаться от той, которая сегодня считается наиболее правдоподобной. А именно, сценарий с гравитино требует низкой максимальной температуры, что, в свою очередь, возможно лишь в экзотических инфляционных моделях.

Обсуждавшиеся здесь механизмы — это отнюдь не единственные возможные механизмы генерации тёмной материи, а WIMP и гравитино — вовсе не единственные кандидаты на роль частицы тёмной материи. Список кандидатов включает в себя также аксион, стерильное нейтрино, Q-шары, очень тяжёлые реликтовые частицы и

т.д. Поэтому несмотря на обоснованность надежды на то, что проблема тёмной энергии будет решена с помощью ЛНС, никакой гарантии тут быть не может.

3. Барийонная асимметрия Вселенной

В современной Вселенной есть барионы и практически нет антибарионов. Количество барионов сегодня характеризуется отношением η (см. (3)). Для ранней Вселенной естественной характеристикой является отношение плотности барионного числа n_B к плотности энтропии

$$\Delta_B = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{s},$$

где $n_{\bar{B}}$ — плотность числа антибарионов. Если барионное число сохраняется, а Вселенная расширяется адиабатически, то Δ_B является постоянным и его значение с точностью до численного множителя совпадает с η . Точнее,

$$\Delta_B \approx 0,8 \times 10^{-10}.$$

На ранних стадиях, когда температура превышала 100 МэВ, в космической плазме содержалось много кварк-антикварковых пар, плотность числа которых была порядка плотности энтропии, $n_q + n_{\bar{q}} \sim s$, в то время как плотность барионного числа была связана с плотностями числа кварков и антикварков как $n_B - n_{\bar{B}} = (1/3)(n_q - n_{\bar{q}})$ (барионное число кварка равно 1/3). Поэтому барионная асимметрия в ранней Вселенной может быть представлена в виде

$$\Delta_B \sim \frac{n_q - n_{\bar{q}}}{n_q + n_{\bar{q}}}.$$

Видно, что в ранней Вселенной имелся один "лишний" кварк примерно на 10 млрд кварк-антикварковых пар. Именно наличие такого чрезвычайно малого дисбаланса ответственно за существование всей барионной материи в современной Вселенной.

Логически непротиворечиво предположить, что избыток кварков над антикварками был заложен в качестве начального данного эволюции Вселенной. Такая возможность, однако, не представляется правдоподобной для физика. Кроме того, указанная возможность отсутствует в сценарии инфляции, который предсказывает, что сразу после инфляции Вселенная была симметричной по отношению к барионному числу. Таким образом, необходимо найти динамическое объяснение барионной асимметрии.

Барионная асимметрия может образоваться в изначально симметричной космической среде, только если выполнены три необходимых условия, которые называются условиями Сахарова:

- 1) несохранение барионного числа;
- 2) нарушение C - и CP -симметрии;
- 3) отклонение от теплового равновесия.

Смысл этих условий легко понять. Если барионное число сохраняется (нарушение условия 1), а начальное барионное число во Вселенной равно нулю, то Вселенная остаётся симметричной по отношению к барионному числу. Если не выполняется условие 2, то скорости реакций с частицами и античастицами равны между собой и избытка кварков над антикварками не образуется. Условие 3 можно пояснить следующим образом. Состояние теплового равновесия — это наиболее симметричное состояние среды. Если барионное число

представляет собой единственное существенное квантовое число, и оно не сохраняется, то оно вымывается, а не генерируется при приближении к тепловому равновесию. На самом деле барионное число *не является* единственным существенным квантовым числом, поэтому третье условие требует уточнения. Это уточнение нам не понадобится.

Существует по крайней мере два хорошо разработанных механизма несохранения барионного числа. Один из них, который имеется в гипотетических теориях Большого объединения, связан с обменом сверхмассивными частицами. Этот механизм вполне аналогичен, скажем, несохранению очарования в слабых взаимодействиях, которое обусловлено обменами тяжёлыми W -бозонами. Масштаб этих новых взаимодействий, нарушающих барионное число, — это масштаб Большого объединения, который, скорее всего, составляет величину порядка 10^{16} ГэВ.

Другой механизм, возникающий вне рамок теории возмущений [33], связан с треугольной аномалией в барионном токе. Он имеется как в Стандартной модели, так и (возможно, с некоторыми модификациями) во всех её расширениях. С точки зрения ранней Вселенной, важны два свойства этого механизма: во-первых, он работает в широком диапазоне температур [34], $100 \text{ ГэВ} < T < 10^{11} \text{ ГэВ}$; во-вторых, он сохраняет постоянной разность барионного и лептонного чисел $B - L$.

Рассмотрим второй, электрослабый, механизм нарушения барионного и лептонных чисел несколько подробнее, хотя и на качественном уровне. Основным объектом здесь является барионный ток

$$B^\mu = \frac{1}{3} \sum_i \bar{q}_i \gamma^\mu q_i,$$

где суммирование идёт по типам кварков. На классическом уровне барионный ток сохраняется, но на квантовом уровне его дивергенция отлична от нуля из-за треугольной аномалии (аналогичный эффект в квантовой электродинамике и квантовой хромодинамике называют аксиальной аномалией):

$$\partial_\mu B^\mu = \frac{1}{3} \times 3_{\text{colors}} \times 3_{\text{generations}} \times \frac{g^2}{32\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} F_{\mu\nu}^a F_{\lambda\rho}^a,$$

где $F_{\mu\nu}^a$ и g — напряжённость поля и константа связи калибровочной группы $SU(2)_W$ (подгруппы электрослабой группы $SU(2)_W \times U(1)_Y$) соответственно. Аналогично, аномалия имеется в каждом лептонном токе (здесь $\alpha = e, \mu, \tau$),

$$\partial_\mu L_\alpha^\mu = \frac{g^2}{32\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} F_{\mu\nu}^a F_{\lambda\rho}^a.$$

Нетривиальный факт состоит в том [35], что существуют большие флуктуации поля $F_{\mu\nu}^a(\mathbf{x}, t) \propto g^{-1}$, для которых

$$Q \equiv \int d^3x dt \frac{g^2}{32\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} F_{\mu\nu}^a F_{\lambda\rho}^a \neq 0.$$

Для каждой такой флуктуации величина Q принимает целочисленное значение.

Предположим, что произошла флуктуация с ненулевым Q . Тогда барионные числа в начале и в конце процесса различаются:

$$B_{\text{fin}} - B_{\text{in}} = \int d^3x dt \partial_\mu B^\mu = 3Q. \quad (18)$$

Совершенно аналогично:

$$L_{n,\text{fin}} - L_{n,\text{in}} = Q. \quad (19)$$

Отсюда и следует отмеченное выше правило отбора: V нарушается, а $B - L$ сохраняется.

При низких температурах большие флуктуации, в результате которых нарушаются барионное и лептонные числа, — это вакуумные флуктуации, инстантоны [35]. Они отчасти напоминают виртуальные поля, появляющиеся и исчезающие в пертурбативном вакууме квантовой теории поля. Различие заключается в том, что инстантоны — *большие* флуктуации. Последнее обстоятельство приводит к подавлению соответствующей вероятности фактором $\exp(-16\pi^2/g^2) \sim 10^{-165}$. С другой стороны, при конечных температурах имеются большие *тепловые* флуктуации — сфалероны [36], вероятность которых может быть не мала. Так и происходит: в ранней Вселенной нарушение барионного числа реализуется быстро, по сравнению с космологическим расширением, при достаточно высоких температурах, когда

$$\langle \phi \rangle_T < T, \quad (20)$$

где $\langle \phi \rangle_T$ — среднее хиггсовского поля при температуре T .

Можно задаться вопросом о том, каким образом барионное число может не сохраняться в отсутствие слагаемых в лагранжиане Стандартной модели, нарушающих барионное число. Этот вопрос подробно обсуждается, например, в [37]. В любом случае, интересно понять, может ли электрослабый механизм быть целиком ответственным за генерацию барионной асимметрии Вселенной. Здесь, однако, есть две проблемы. Одна из них состоит в том, что нарушение CP -симметрии является слишком слабым в Стандартной модели: механизм Кабибо–Кобаяси–Маскавы (СКМ) сам по себе недостаточен для генерации необходимой асимметрии. Поэтому требуются дополнительные источники CP -нарушения. Другая проблема имеет отношение к требованию отклонения от теплового равновесия. При температурах, превышающих 100 ГэВ, электрослабая симметрия восстановлена, среднее значение ϕ равно нулю⁵, соотношение (20) выполняется, несохранение барионного числа происходит быстро по сравнению с расширением Вселенной и имеет место тепловое равновесие по отношению к процессам с нарушением барионного числа. Соотношение (20) нарушается при температурах порядка 100 ГэВ и меньших, но в это время Вселенная расширяется весьма медленно: космологический временной масштаб составляет

$$H^{-1} \sim \frac{M_{\text{Pl}}}{\sqrt{g_* T^2}} \simeq \frac{10^{19} \text{ ГэВ}}{10 \times (100 \text{ ГэВ})^2} \sim 10^{-10} \text{ с}, \quad (21)$$

что очень велико с точки зрения электрослабой физики. Единственной возможностью для достаточно сильного отклонения от теплового равновесия представляется фазовый переход первого рода.

В рамках теории возмущений среднее хиггсовского поля равно нулю при температурах, превышающих 100 ГэВ, и отлично от нуля в вакууме. Этот факт указывает на возможность фазового перехода, грубо говоря, из фазы с $\langle \phi \rangle = 0$ в фазу с $\langle \phi \rangle \neq 0$. Впрочем, ситуация

здесь довольно сложная, поскольку поле ϕ не инвариантно относительно калибровочных преобразований, и поэтому оно не может служить параметром порядка. В связи с чем само представление о фазах с $\langle \phi \rangle = 0$ и $\langle \phi \rangle \neq 0$ не имеет точного смысла. Более того, ни Стандартная модель, ни большинство из её расширений не имеют калибровочно-инвариантного параметра порядка, так что провести различие между этими "фазами" в действительности нельзя. Данная ситуация похожа на случай системы пар–жидкость, которая также не имеет параметра порядка и испытывает фазовый переход или не испытывает его при понижении температуры, в зависимости от значений других параметров, например давления. В Стандартной модели роль такого параметра играет константа самодействия поля Хиггса λ или, иными словами, масса хиггсовского бозона.

Продолжая использовать несколько неточную терминологию, повторим, что нас интересует случай фазового перехода первого рода. В этом случае эффективный потенциал $V_{\text{eff}}(\phi)$ (плотность свободной энергии как функция однородного поля ϕ) имеет один минимум $\phi = 0$ при высоких температурах, так что среднее хиггсовского поля равно нулю. При понижении температуры возникает другой минимум при конечном ϕ , который затем становится глубже минимума с $\phi = 0$. Однако вероятность перехода из фазы от $\phi = 0$ к фазе с $\phi \neq 0$ в течение некоторого времени остаётся очень малой, и система находится в переохлаждённом состоянии.

Фазовый переход первого рода происходит вследствие спонтанного рождения пузырьков новой фазы в старой. Эти пузырьки растут, их стенки в конце концов сталкиваются, и новая фаза занимает всё пространство. Вселенная кипит. В космологическом контексте этот процесс происходит тогда, когда образуется примерно один пузырёк за хаббловское время в хаббловском объёме. Скорость стенки пузыря в релятивистской космической плазме сравнима со скоростью света (на самом деле она несколько меньше — от $0,1c$ до $0,01c$), просто потому, что отсутствуют безразмерные параметры, характеризующие среду. Пузыри, таким образом, сильно вырастают до того момента, как столкнутся их стенки, — их размер к этому времени становится, грубо говоря, сравнимым с хаббловским размером. Если при образовании пузырька его размер определяется электрослабым масштабом, составляя по порядку величины $(100 \text{ ГэВ})^{-1} \approx 10^{-16} \text{ см}$, то во время столкновения стенок пузырь имеет макроскопический размер порядка $0,1H^{-1} \sim 1 \text{ мм}$, как следует из (21). Ясно, что такое кипение представляет собой сильно неравновесный процесс и можно рассчитывать на генерацию в нём барионной асимметрии при условии достаточно сильного CP -нарушения. Конкретные механизмы генерации связаны со взаимодействием кварков и лептонов с движущимися стенками пузырей. Если в этих взаимодействиях достаточно сильно нарушена CP -инвариантность, то образующаяся барионная асимметрия вполне может быть порядка 10^{-10} , как и требуется.

Для электрослабой генерации барионной асимметрии необходимо, чтобы неравенство (20) *не выполнялось сразу после фазового перехода*. В противном случае электрослабые процессы, нарушающие барионное число, являются быстрыми после фазового перехода и барионная асимметрия, возникшая во время перехода, "замывается". Следовательно, фазовый переход должен быть достаточно сильно первого рода. В случае Стан-

⁵ Здесь есть тонкости, см. ниже.

дартной модели это не так. Для того чтобы убедиться в этом и составить представление о том, как нужно расширять Стандартную модель для получения фазового перехода сильно первого рода, рассмотрим подробнее свойства эффективного потенциала. Хиггсовский потенциал при нулевой температуре имеет стандартный вид:

$$V(\phi) = -\frac{m^2}{2} |\phi|^2 + \frac{\lambda}{4} |\phi|^4.$$

Здесь

$$|\phi| \equiv (\phi^\dagger \phi)^{1/2} \quad (22)$$

— модуль хиггсовского дублета ϕ , $m^2 = \lambda v^2$ и $v = 247$ ГэВ — вакуумное среднее хиггсовского поля. Масса бозона Хиггса выражается следующим образом:

$$m_H = \sqrt{2\lambda} v. \quad (23)$$

В лидирующем порядке теории возмущений эффекты конечной температуры модифицируют эффективный потенциал:

$$V_{\text{eff}}(\phi, T) = \frac{\alpha}{2} |\phi|^2 - \frac{\beta}{3} T |\phi|^3 + \frac{\lambda}{4} |\phi|^4, \quad (24)$$

причём $\alpha(T) = -m^2 + \hat{g}^2 T^2$ и $\beta = \tilde{g}^3 / (2\pi)$, где \hat{g}^2 — положительная линейная комбинация квадратов констант связи всех полей теории с хиггсовским полем (в Стандартной модели — линейная комбинация величин g^2 , g'^2 и y_i^2 , где g и g' — калибровочные константы, y_i — юкавские константы), в то время как \tilde{g}^3 — положительная линейная комбинация кубов констант связи бозонных полей с хиггсовским полем. В Стандартной модели β представляет собой линейную комбинацию величин g^3 и g'^3 , т.е. M_W^3/v^3 и M_Z^3/v^3 , а именно

$$\beta = \frac{1}{2\pi} \frac{2M_W^3 + M_Z^3}{v^3}. \quad (25)$$

Кубичный член в (24) довольно необычен: в силу (22) он неаналитичен по исходному хиггсовскому полю ϕ . Однако именно этот член отвечает за фазовый переход первого рода: при $\beta = 0$ фазовый переход был бы переходом второго рода. Причиной неаналитичности является в конечном итоге усиление тепловой функции распределения Бозе–Эйнштейна в области малых импульсов, $p, m \ll T$,

$$f_{\text{Bose}}(p) = \frac{1}{\exp(\sqrt{p^2 + m_b^2}/T) - 1} \simeq \frac{T}{\sqrt{p^2 + m_b^2}},$$

где $m_b \simeq g_b |\phi|$ — масса бозона b , обусловленная ненулевым средним хиггсовского поля, g_b — константа связи поля b с хиггсовским полем. Ясно, что при $p \ll g_b |\phi|$ функция распределения неаналитична по ϕ ,

$$f_{\text{Bose}}(p) \simeq \frac{T}{g_b |\phi|}.$$

Именно эта неаналитичность приводит к неаналитическому кубичному вкладу в эффективный потенциал. Важно, что распределение Ферми–Дирака

$$f_{\text{Fermi}}(p) = \frac{1}{\exp(\sqrt{p^2 + m_f^2}/T) + 1}$$

аналитично по m_f^2 и, следовательно, по $\phi^\dagger \phi$, поэтому фермионы не дают вклада в кубичный член.

Из-за наличия кубичного члена в эффективном потенциале фазовый переход действительно является фазовым переходом первого рода (в рамках лидирующего приближения): при высоких температурах коэффициент α является большим и положительным, так что имеется один минимум эффективного потенциала при $\phi = 0$, в то время как при промежуточных температурах коэффициент α мал, хотя и положителен, и имеется два минимума. Фазовый переход происходит тогда, когда $\alpha \approx 0$; в этот момент

$$V_{\text{eff}}(\phi, T) \approx -\frac{\beta}{3} T |\phi|^3 + \frac{\lambda}{4} |\phi|^4.$$

Из последнего выражения мы получаем, что сразу после фазового перехода минимум V_{eff} находится при значении

$$\phi \simeq \frac{\beta}{\lambda} = \frac{\tilde{g}^3 T}{\lambda}.$$

Поэтому необходимое условие электрослабого бариогенезиса $\phi > T$ принимает вид

$$\beta > \lambda. \quad (26)$$

В силу (23) константа λ пропорциональна m_H^2 , тогда как в Стандартной модели параметр β пропорционален $2M_W^3 + M_Z^3$. Отсюда следует, что соотношение (26) выполняется только при малых массах бозона Хиггса; используя (23) и (25), мы получаем область подходящих значений $m_H < 50$ ГэВ, что экспериментально исключено⁶.

Наш краткий анализ указывает на возможный способ добиться того, чтобы фазовый переход был сильно первого рода: нужно, чтобы существовали новые бозонные поля, имеющие достаточно большие константы связи с хиггсовским полем и приводящие поэтому к увеличению параметра β . Для того чтобы эти новые поля оказывали влияние на динамику электрослабого перехода, необходимо присутствие новых бозонов в космической плазме при температуре перехода $T \sim 100$ ГэВ. Поэтому их массы не должны быть слишком велики, $M \lesssim 300$ ГэВ. В суперсимметричных расширениях Стандартной модели естественными кандидатами являются скалярные партнёры t -кварка, константы связи которых с хиггсовским полем такие же, как у самого t -кварка, т.е. большие. Сценарий электрослабого бариогенезиса с лёгким суперпартнёром t -кварка действительно работает, как показывает подробный анализ [41–43].

Ещё один важный момент — нарушение CP -симметрии, которое должно быть достаточно сильным для осуществления успешного электрослабого бариогенезиса. Поскольку асимметрия образуется во взаимодействиях кварков и лептонов (и их суперпартнёров в суперсимметричных расширениях) со стенками пузырей, CP -нарушение должно иметь место на этих стенках.

⁶ На самом деле в Стандартной модели с $m_H > 114$ ГэВ фазового перехода нет совсем [38–40] — электрослабый переход является гладким кроссовером. Этот факт не виден из выражения (24), однако (24) справедливо лишь в низшем порядке теории возмущений, а теория возмущений неприменима для описания электрослабого перехода в Стандартной модели с большой m_H .

Вспомним, что стенки "сделаны" из хиггсовских полей. Это обстоятельство указывает, что CP -нарушение должно происходить в хиггсовском секторе, что возможно только при наличии в теории нескольких хиггсовских полей.

Итак, можно сказать, что электрослабая генерация барионной асимметрии требует существенного расширения Стандартной модели, причём массы новых частиц должны лежать в области 100–300 ГэВ. Поэтому такой механизм будет однозначно подтверждён или опровергнут экспериментами на ЛНС. Подчеркнём, однако, что электрослабый бариогенезис отнюдь не является единственным возможным сценарием: красивой и хорошо обоснованной альтернативой служит лептогенезис; в литературе обсуждается и ряд других возможностей.

4. Заключительные замечания

Рассмотренные здесь идеи вполне могут оказаться не имеющими отношения к действительности: мы можем только выдвигать гипотезы о физике за пределами Стандартной модели и её роли в ранней Вселенной. Физика в ТэВ-области энергий может кардинально отличаться от той физики, к которой мы привыкли. Например, не исключено, что масштаб порядка 1 ТэВ — это не только электрослабый, но и гравитационный масштаб. Такое возможно в моделях с дополнительными пространственными измерениями большого размера, в которых связь планковского масштаба с фундаментальным гравитационным масштабом зависит от объёма дополнительных измерений, так что фундаментальный масштаб может быть значительно меньше, чем M_{Pl} (см., например, обзор [44]).

Если в экспериментах на ЛНС будет действительно обнаружено, что фундаментальный гравитационный масштаб энергий находится в ТэВ-области, то произойдёт настоящий прорыв как в физике частиц, так и в космологии. С точки зрения физики частиц, такой прорыв будет связан с возможностью исследовать на коллайдерах квантовую гравитацию и её высокоэнергетическое расширение (каковым, возможно, является теория суперструн). С точки зрения космологии, такое открытие приведёт к пересмотру многих представлений о ранней Вселенной. Например, необходимо будет рассматривать инфляцию (если на ней настаивать) в режиме низких плотностей энергии или в режиме квантовой гравитации; максимальная температура на обычной горячей стадии будет ограничена величиной порядка 1 ТэВ, так что тёмная материя и барионная асимметрия должны будут образовываться либо при сравнительно низких температурах, либо в квантово-гравитационном режиме. Необычайно интересным представляется исследование космологии в условиях сильных квантово-гравитационных эффектов на основе поступающих коллайдерных данных. Эта перспектива, пожалуй, является слишком радужной, чтобы быть реалистичной.

Более вероятно, что на ЛНС будет обнаружено что-то совсем новое, о чём теоретики и не догадывались. Или, наоборот, будет обнаружено настолько мало, что необходимо будет всерьёз вставать на точку зрения антропного принципа. В любом случае, результаты экспериментов на ЛНС существенно дополняют наши представления о физике, и космология здесь — не исключение.

Список литературы

1. Горбунов Д С, Рубаков В А *Введение в теорию ранней Вселенной. Теория горячего Большого взрыва* (М.: УРСС, 2008) [Gorbunov D S, Rubakov V A *Introduction to the Theory of the Early Universe. Hot Big Bang Theory* (Singapore: World Scientific, 2011)]
2. Brandenberger R H, hep-ph/9701276
3. Freedman W L, Turner M S *Rev. Mod. Phys.* **75** 1433 (2003); astro-ph/0308418
4. Rubakov V *PoS* (RTN2005) 003 (2005); http://pos.sissa.it/archive/conferences/019/003/RTN2005_003.pdf
5. Peacock J A, in *Proc. 1998 European School of High-Energy Physics, St. Andrews, Scotland, 23 Aug. – 5 Sep. 1998*
6. Shaposhnikov M, in *Proc. 2000 European School of High-Energy Physics, Caramulo, Portugal, 20 Aug. – 2 Sep. 2000*
7. Tkachev I I, in *Proc. 2003 European School on High-Energy Physics, Tsakhkadzor, Armenia, 24 Aug. – 6 Sep. 2003*; hep-ph/0405168
8. Jungman G, Kamionkowski M, Griest K *Phys. Rep.* **267** 195 (1996); hep-ph/9506380
9. Bottino A, Fornengo N, hep-ph/9904469
10. Olive K A, astro-ph/0301505
11. Bertone G, Hooper D, Silk J *Phys. Rep.* **405** 279 (2005); hep-ph/0404175
12. Dolgov A D, hep-ph/9707419
13. Рубаков В А, Шапошников М Е *УФН* **166** 493 (1996) [Rubakov V A, Shaposhnikov M E *Phys. Usp.* **39** 461 (1996)]; hep-ph/9603208
14. Riotto A, Trodden M *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **49** 35 (1999); hep-ph/9901362
15. Trodden M *Rev. Mod. Phys.* **71** 1463 (1999); hep-ph/9803479
16. Komatsu E et al. *Astrophys. J. Suppl.* **192** 18 (2011); arXiv:1001.4538
17. Seljak U et al. *Phys. Rev. D* **71** 103515 (2005); astro-ph/0407372
18. Komatsu E et al. *Astrophys. J. Suppl.* **180** 330 (2009); arXiv:0803.0547
19. Малиновский А М и др. *Письма в Астрон. журн.* **34** 490 (2008) [Malinovsky A M et al. *Astron. Lett.* **34** 445 (2008)]
20. Sahni V, Starobinsky A *Int. J. Mod. Phys. D* **9** 373 (2000); astro-ph/9904398
21. Weinberg S, astro-ph/0005265
22. Чернин А Д *УФН* **171** 1153 (2001) [Chernin A D *Phys. Usp.* **44** 1099 (2001)]
23. Padmanabhan T *Phys. Rep.* **380** 235 (2003); hep-th/0212290
24. Peebles P J E, Ratra B *Rev. Mod. Phys.* **75** 559 (2003); astro-ph/0207347
25. Sahni V *Lect. Notes Phys.* **653** 141 (2004); astro-ph/0403324
26. Copeland E J, Sami M, Tsujikawa S *Int. J. Mod. Phys. D* **15** 1753 (2006); hep-th/0603057
27. Высокский М И, Невзоров Р Б *УФН* **171** 939 (2001) [Vysotskii M I, Nevzorov R B *Phys. Usp.* **44** 919 (2001)]
28. Красников Н В, Матвеев В А *УФН* **174** 697 (2004) [Krasnikov N V, Matveev V A *Phys. Usp.* **47** 643 (2004)]; hep-ph/0309200
29. Tikhonov A V, Klypin A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **395** 1915 (2009); arXiv:0807.0924
30. Salucci P, arXiv:1008.4344
31. Горбунов Д С, Дубовский С Л, Троицкий С В *УФН* **169** 705 (1999) [Gorbunov D S, Dubovskii S L, Troitskii S V *Phys. Usp.* **42** 623 (1999)]; Dubovskii S L, Gorbunov D S, Troitskii S V, hep-ph/9905466
32. Gorbunov D, Khmelnskiy A, Rubakov V *JHEP* (12) 055 (2008); arXiv:0805.2836
33. 't Hooft G *Phys. Rev. Lett.* **37** 8 (1976)
34. Kuzmin V A, Rubakov V A, Shaposhnikov M E *Phys. Lett. B* **155** 36 (1985)
35. Belavin A A et al. *Phys. Lett. B* **59** 85 (1975)
36. Klinkhamer F R, Manton N S *Phys. Rev. D* **30** 2212 (1984)
37. Рубаков В А *Классические калибровочные поля* (М.: УРСС, 1999) [Rubakov V *Classical Theory of Gauge Fields* (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, 2002)]
38. Kajantie K et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 2887 (1996); hep-ph/9605288
39. Karsch F et al. *Nucl. Phys. B* **474** 217 (1996); hep-lat/9603004
40. Karsch F et al. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **53** 623 (1997); hep-lat/9608087
41. Carena M, Quirós M, Wagner C E M *Phys. Lett. B* **380** 81 (1996); hep-ph/9603420
42. Carena M et al. *Nucl. Phys. B* **503** 387 (1997); hep-ph/9702409
43. Carena M et al. *Nucl. Phys. B* **650** 24 (2003); hep-ph/0208043
44. Рубаков В А *УФН* **171** 913 (2001) [Rubakov V A *Phys. Usp.* **44** 871 (2001)]; hep-ph/0104152