

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

539.12.01+523.85

ЗА РУБЕЖОМ ПЕРВЫХ ТРЕХ МИНУТ *)

С. Вайнберг

Лептонно-фотонная эра.— Адронная эра.— Эра промежуточных бозонов.— Эра рождения барионов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Я не пытался специально выдумать для этой статьи какой-либо эффектный заголовок, но мне кажется весьма подходящим употребить слово «beyond» **), когда речь идет об отсчете времени вспять. Читатель, вероятно, знаком с одним из выдающихся исследований дошедших до нас документов английской истории — книгой Фредерика Уильяма Мейтленда «Domesday Book and Beyond» ***), в которой Мейтленд использовал земельную опись, составленную в 1085 г. Вильгельмом Завоевателем, с целью воссоздать английский быт до завоевания страны норманнами, т. е. во времена, о которых не осталось подлинных исторических документов. Подобным же образом космологи всматриваются в черты таких грандиозных эпох истории развития Вселенной, как, скажем, эпоха рекомбинации атомов водорода, происходившей, когда Вселенной было около полумиллиона лет, или эпоха образования ядер атомов гелия, которая наступила через три минуты после рождения Вселенной, — эпох, оставивших в современном мироздании свой заметный отпечаток, поддающийся непосредственному изучению, — для того чтобы попытаться разгадать, что стоит за всем этим: что происходило раньше — в те, ставшие сейчас уже недоступными для прямого изучения времена, которые предшествовали этим эпохам. В настоящей статье я собираюсь говорить о том, что было до эпохи нуклеосинтеза, приходящегося на конец третьей минуты жизни Вселенной. Мне представляется удобным разделить весь этот период на четыре эры, в течение каждой из которых происходили интересные, но качественно различающиеся процессы. Поэтому при описании каждой из них на первый план выступают специфические для этой эры физические законы и требуется адекватный математический аппарат.

*) Weinberg Steven. Beyond the First Three Minutes.— *Physica Scripta*, 1980, v. 21, p. 773.— Перевод И. И. Ройзена.

Стивен Вайнберг — лауреат Нобелевской премии, профессор физики Гарвардского университета в США. Недавно перешел на работу в Техасский университет, Остин, США.

**) Здесь речь идет об оригинальном английском названии статьи (см. предыдущее примечание). Мы попытались в русском переводе сохранить некоторую парадоксальность английского заголовка. (Прим. перев.)

***) «Domesday Book» буквально означает «Книга страшного суда». Здесь употребляется в переносном смысле: речь идет о кадастровой книге, т. е. земельной описи Англии, произведенной Вильгельмом Завоевателем в 1085 г. (Прим. перев.)

2. ЛЕПТОННО-ФОТОННАЯ ЭРА

Начну с краткого резюме, относящегося к периоду, основные черты которого, думается, теперь уже хорошо известны подавляющему большинству ученых-космологов, с эры продолжительностью примерно от одной сотой доли секунды до конца третьей минуты — эры, в которой сейчас мы чувствуем себя почти как дома.

В течение этого времени плотность энергии и энтропии во Вселенной определялась в основном фотонами и различными лептонами — электронами, позитронами, нейтрино и антинейтрино. Однако, с нашей точки зрения, наиболее интересным процессом, протекавшим в эту эпоху, является постепенное превращение нейтронов в протоны. Доля нейтронов, которая вначале составляла половину общего числа всех нуклонов, с течением времени постепенно уменьшалась вследствие распада, обусловленного слабым взаимодействием, и к концу третьей минуты упала до 13%. К этому моменту температура Вселенной понизилась до 10^9 К, и начали образовываться дейтоны, так что все выжившие нейтроны немедленно стали входить в состав быстро синтезировавшихся ядер атомов гелия, и их дальнейшее превращение в протоны прекращалось. На основе этих соображений было подсчитано, какое количество гелия должно содержаться во Вселенной на современном этапе ее развития. Оказалось, что его должно быть около 25—30%, т. е. примерно вдвое больше, чем при температуре $T = 10^9$ К. Это теоретическое предсказание хорошо согласуется с наблюдательными данными. Соответствующие вычисления были выполнены многими авторами, начиная с Гамова, а затем Ферми и Туркевичем, Алфером и Германом, Хаяши, и, наконец, сравнительно недавно Хойлом и Тайлером, Зельдовичем, Пиблсом и Вагонером, Фаулером и Хойлом.

В качестве основы для дальнейшего обсуждения имеет смысл напомнить те общие предположения, на которых базировались все упомянутые расчеты:

а) Предполагалось, что отношение числа барионов в единице объема n_B к плотности энтропии s заключено в пределах

$$10^{-10} < \left(\frac{kn_B}{s} \right)_{10^9 \text{ К}} < 10^{-7}. \quad (1)$$

Если бы это было не так, то нуклеосинтез происходил бы несколько раньше или позднее, чем температура упадет до 10^9 К, когда доля нейтронов среди всех барионов была соответственно больше или меньше. Конечно, до открытия микроволнового фонового излучения (реликтового излучения) в 1965 г. о плотности энтропии не было известно почти ничего, поэтому в некоторых ранних расчетах наблюдаемое содержание гелия использовалось для грубых оценок соответствующей температуры. Теперь, не зная температуру этого излучения и наблюдаемую сейчас плотность барионов во Вселенной, мы можем дать следующую оценку:

$$10^{-10} < \left(\frac{kn_B}{s} \right)_{\text{сейчас}} < 10^{-8}. \quad (2)$$

Таким образом, мы видим, что ограничение (1) действительно выполняется при условии, что расширение Вселенной было практически адиабатическим и что полное число барионов сохранялось, по крайней мере, начиная с тех пор, как температура упала ниже 10^9 К.

б) Предполагалось, что число различных сортов нейтрино ограничено сверху, а именно, что их не может быть больше, чем три-семь сортов. (Этот верхний предел весьма чувствителен к принятому при расчетах

современному содержанию гелия во Вселенной.) Это предположение весьма существенно, поскольку при температурах $T \gtrsim 10^{10}$ К в ходе процессов, обусловленных нейтральными токами (типа $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$), генерируется одинаковое количество нейтрино каждого сорта: ν_e , ν_μ , ν_τ и т. д., вне зависимости от массы соответствующего заряженного лептона: e , μ , τ и т. д. В течение периода, когда нейтроны превращаются в протоны, на долю этих нейтрино и антинейтрино приходится значительная часть полной плотности энергии. Поэтому, как было отмечено Ганном, Шраммом и Штейгманом, существование слишком большого числа различных сортов нейтрино привело бы к слишком быстрому расширению Вселенной. По этой причине распалось бы недостаточное количество нейтронов, а к концу третьей минуты образовалось бы слишком много гелия.

в) Предполагалось, что в течение периода, когда нейтроны превращались в протоны, Вселенная была в высокой степени однородна и изотропна. Необходимость этого предположения диктуется тем, что анизотропия способствует возрастанию скорости расширения Вселенной, а значит, как уже отмечалось выше, увеличению содержания в ней гелия.

г) Наконец, предполагалось, что химический потенциал лептонов был мал по сравнению с величиной kT . Дело в том, что химический потенциал $\mu \sim kT$ нарушал бы баланс между нейтрино и антинейтрино, а также увеличивал бы их полную энергию. Оба эти эффекта рассматривались еще в ранних работах Вагонера, Фаулера и Хойла. Несбалансированность нейтрино и антинейтрино повысила бы (понижила бы) начальное равновесное содержание нейтронов, т. е. сделала бы его больше (меньше) 50% в случае $\mu(\nu_e) < 0$ ($\mu(\nu_e) > 0$), и, соответственно этому, увеличилось бы (уменьшилось бы) последующее содержание гелия. Кроме того, увеличение полной энергии нейтрино и антинейтрино повело бы опять-таки к ускорению расширения Вселенной и, следовательно (как и в п. б) и в)), к повышенному содержанию в ней гелия. Несколько лет тому назад я пытался придумать способ прямого детектирования вырожденного нейтринного фона и не смог предложить ничего лучшего, чем искать аномальное поведение спектра наиболее энергичных электронов, испускаемых при β -распаде трития, — его слишком крутой «завал» вблизи предельного значения энергии, если $\mu(\nu_e) < 0$, или же, наоборот, неожиданно быстрый подъем вблизи этой точки, но по другую сторону от нее, если $\mu(\nu_e) > 0$. Тот факт, что этот эффект сейчас не наблюдается экспериментально, означает, что $|\mu(\nu_e)| < 60$ эВ. Значительно лучшее ограничение получается, если учесть, что суммарная плотность вырожденного газа нейтрино и антинейтрино не должна была приводить к слишком сильному замедлению расширения Вселенной. Это дает $|\mu(\nu)| \lesssim 5 \cdot 10^{-3}$ эВ. К сожалению, эти ограничения не помогают получить ответ на вопрос, мог ли химический потенциал $\mu(\nu)$ сравниваться по абсолютной величине с $kT = 3 \cdot 10^{-4}$ эВ.

Конечно, остается еще возможность «удержать» предсказываемое теорией содержание гелия на нужном уровне путем отказа от любых двух (или более чем двух) предположений, подобрав соответствующие параметры так, чтобы суммарного эффекта не осталось. И, наконец, помимо всех упомянутых выше теоретических неоднозначностей, все еще остается вопрос, действительно ли наблюдаемое содержание гелия (25—30%) в межзвездной среде обусловлено космологическими причинами. Что касается меня — и эту точку зрения, я думаю, разделяет большинство астрофизиков, — то мне представляется наиболее разумным полагать, что правильно и то, и другое: происхождение гелия действительно является космологическим, и предположения а) — г) верны.

3. АДРОННАЯ ЭРА

Если мы переведем часы еще более назад и дадим температуре возрасти от нескольких МэВ до, скажем, 50 ГэВ, то мы выйдем за пределы почти что «обжитой» эры лептонов и фотонов и вступим в совершенно новую область. По мере углубления в нее мы будем проходить пороги, за которыми все большее число сортов частиц ведут себя одинаково, находясь в тепловом равновесии друг с другом. При температурах выше нескольких сотен МэВ большинство таких частиц — адроны, и в течение этой эры проявляются в основном эффекты, обусловленные сильными взаимодействиями, которые представляют наибольший интерес.

Чтобы придать этим рассуждениям более конкретную форму, удобно определить подходящий численный параметр, которым является «эффективное число сортов» частиц N . Этот параметр вводится посредством соотношения

$$\rho = \frac{1}{2} Na T^4, \quad (3)$$

где ρ — плотность энергии и a — постоянная Стефана — Больцмана. Для идеального газа частиц с массами $m \ll kT$ величина N равна полному числу спиновых степеней свободы всех сортов частиц и античастиц, причем для фермионов следует ввести дополнительный фактор 7/8, чтобы учесть принцип Паули. (Множитель 1/2 в выражении для ρ отвечает тому, что у фотона есть две поляризации, так что для чистого излучения мы имеем $N = 2$.) При заданной температуре T хаббловское время

$$H^{-1} = \sqrt{\frac{3}{8\rho G}} = \frac{4,8 \text{ с}}{\sqrt{N} (T \text{ МэВ})^2}. \quad (4)$$

При $1 \text{ МэВ} \lesssim kT \lesssim 100 \text{ МэВ}$ условие $m \ll kT$ выполнено только для частиц γ , e^\pm , ν_e , $\bar{\nu}_e$, ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, ν_τ , $\bar{\nu}_\tau$, так что $N = 10,75$. Продолжая переводить часы назад до тех пор, пока величина kT не станет больше массы μ -мезона m_μ , а затем — массы π -мезона m_π , мы увеличим число равноправных степеней свободы сначала до $N = 14,25$, а затем до $N = 17,25$. При значениях kT выше нескольких сотен МэВ становится существенным взаимодействие между пионами, приближение идеального газа больше неприменимо, и мы уже не можем вычислить величину N . Все же к концу этой эры *) простота восстанавливается: при $kT \approx 50 \text{ ГэВ}$ мы практически снова можем рассматривать идеальный газ, теперь уже состоящий из фотонов, лептонов, антилептонов, кварков, антикварков и глюонов. Если число «ароматов» как кварков, так и лептонов равно шести, то $N = 96,75$.

То, что при достаточно высоких температурах мы можем довольно уверенно говорить об идеальном газе перечисленных выше частиц, основано на том, что такое поведение предсказывается теорией сильных взаимодействий, называемой квантовой хромодинамикой (КХД), которая во все возрастающей степени подтверждается экспериментом. По своей математической структуре КХД относится к так называемым калибровочным теориям. Если говорить очень кратко, то суть состоит в том, что любая калибровочная теория строится по типу электромагнитной теории Максвелла, но только вместо одного фотона она описывает сразу несколько фотоподобных частиц. Эти «фотоны» образуют семейство частиц, связанных друг с другом преобразованиями симметрии, которые образуют группу. В электродинамике фотон взаимодействует с сохраняющейся величиной, называемой электрическим зарядом. В калибровочных теориях

*) Напомним, что время течет вспять! (Прим. перев.)

более общего типа «фотоны» взаимодействуют с другими сохраняющимися величинами и, в отличие от электродинамики, эти «фотоны» могут сами быть носителями тех самых сохраняющихся величин, с которыми они взаимодействуют. (Дело обстоит точно так же, как в общей теории относительности: там источником гравитации являются энергия и импульс, в то время как гравитоны и сами обладают энергией и импульсом; в результате гравитоны неизбежно взаимодействуют между собой, и поэтому уравнения Эйнштейна нелинейны.) В КХД фотоподобными частицами являются восемь безмассовых «глюонов», а роль заряда играет присущая кваркам характеристика, названная «цветом». Полагают, что в природе существуют кварки нескольких сортов: u , d , s , c , b , . . . , отличающиеся друг от друга по своим слабым и электромагнитным взаимодействиям. Эти сорта условно называют «ароматами». Цвет — это другая, не связанная с ароматом характеристика: существуют три вида u -кварков — красный, зеленый и синий, три вида d -кварков — красный, зеленый и синий, и т. д. Глюоны нечувствительны к аромату кварка: они одинаково взаимодействуют с u -, d -, s -кварками соответствующего цвета. Восемь глюонов отвечают восьми цветным комбинациям: красно-красный глюон превращает красный кварк в такой же (красный) кварк, красно-зеленый глюон превращает красный кварк в зеленый и т. д. (Число различных глюонов равно восьми, а не девяти, поскольку их «белая» линейная комбинация — красно-красный плюс зелено-зеленый плюс сине-синий — отсутствует.)

КХД отличается от квантовой электродинамики (КЭД) прежде всего усложненной алгебраической структурой, связанной с тем, что вместо одного фотона в КЭД здесь приходится иметь дело с восемью глюонами. Есть, однако, между этими теориями и другая, более глубокая разница, которая сыграла решающую роль в формировании современных представлений теории сильных взаимодействий. В квантовой электродинамике существует простой и естественный способ определения понятия электрического заряда. Достаточно взять две одинаковые частицы, скажем, два электрона, и поместить их на достаточно большом расстоянии друг от друга так, чтобы взаимодействие между ними можно было рассматривать классически. Тогда соответствующая сила обратно пропорциональна квадрату расстояния r , и заряд e определяется так, чтобы она была равна e^2/r^2 . Пользуясь языком квантовой теории поля, мы должны были бы сказать, что эта сила представляет собой результат сложения силы e_c^2/r^2 , обусловленной «голым» зарядом e_0 , с радиационными поправками к пропагатору фотона — переносчика взаимодействия между электронами, возникающими из-за рождения любого числа виртуальных электрон-позитронных пар. Оказывается, что при расстояниях $r \gg \hbar/m_e c$ главный член этой суммы по-прежнему пропорционален величине $1/r^2$, однако коэффициент пропорциональности уже не равен e_0^2 , а равен квадрату перенормированного заряда — того самого, который мы определяем посредством классического измерения. В квантовой хромодинамике такая процедура неосуществима. Причина состоит в том, что в создаваемую глюонами поляризацию вакуума вносят вклад диаграммы, в которых глюон превращается в пару безмассовых цветных виртуальных частиц — тоже глюонов. Из-за того, что глюоны безмассовые, радиационные поправки преобразуют силу g_0^2/r^2 , обусловленную обменом «голым» глюоном, таким образом, что она умножается последовательно на факторы $g_0^2 \ln r$, $g_0^4 \ln^2 r$. . . соответственно порядку ряда теории возмущений, так что в результате при $r \rightarrow \infty$ взаимодействие уже не описывается законом $1/r^2$. Поэтому в КХД нельзя определить перенормированную константу сильной связи g , пользуясь той же естественной схемой рассуждения, что и в КЭД. Вместо

этого приходится поступить иначе, выбрать некоторую характерную длину l или эквивалентную ей характерную энергию E и считать, что существует некоторая зависящая от энергии E процедура, позволяющая измерять перенормированную константу сильного взаимодействия g_s .

В рамках КХД зависимость этой константы связи $g_s(E)$ от энергии можно вычислить, во всяком случае, для таких энергий, когда $g_s^2 \ll 1$. Соответствующий метод известен под названием «ренормализационной группы» и был развит Гелл-Манном и Лоу в 1954 г. Гросс, Вильчек и Политцер показали, что в КХД

$$g_s^2(E) = \frac{8\pi^2}{[11 - (2N_q/3)] \ln(E/\Lambda)}, \quad (5)$$

где N_q — число кварковых ароматов (считают, что их около шести), $\Lambda \approx 400$ МэВ — параметр размерности энергии, который определяется из эксперимента. При $E \gg \Lambda$ величина g_s^2 становится малой, а, значит, сильное взаимодействие — достаточно слабым для применимости теории возмущений.

Вернемся теперь к «юной» Вселенной. Если мы хотим узнать плотность энергии ρ при температуре T , считая, что по сравнению с kT массами всех частиц можно пренебречь, то вид ответа следует непосредственно из размерностных соображений:

$$\rho = \frac{1}{2} a T^4 f(g_s(kT)), \quad (6)$$

поскольку в этих условиях величина kT является единственным параметром размерности энергии. При $kT \gg \Lambda$ мы имеем, согласно (5), $g_s \rightarrow 0$, и, как впервые было отмечено Коллинзом и Перри, для вычисления значений ρ и N становится законным приближение идеального газа.

Можно воспользоваться теорией возмущений в КХД, чтобы оценить главные поправки к соответствующим формулам для идеального газа. Недавно я получил препринт Кугучи, в котором эти поправки вычислены до третьего порядка по g_s включительно. Результат удобно выразить через определенное выше эффективное число ароматов N_q . Кугучи нашел, что

$$N = N_{\text{ид. газ}} + \frac{5g_s^2}{2\pi^2} \left(\frac{5}{2} N_q + 39 \right) - \frac{60g_s^2}{\pi^3} \left[\left(\frac{N_q}{6} + \frac{7}{4} \right)^{3/2} + \left(\frac{11}{4} \right)^{3/2} \right] + O(g_s^4). \quad (7)$$

(Кугучи показал также, что члены порядка g_s^4 можно вообще опустить, если взять значение g_s в формуле (6) не при $E = kT$, а при $E = 1,5 kT$.) Для кварковых и лептонных ароматов получаем из (7)

$$N = 96,75 + 13,7g_s^2 - 17g_s^3 + \dots$$

Общая оценка состоит в том, что приближение идеального газа оправдано только при очень высоких температурах, когда $(g_s^2/\pi) \ll 1$, однако численные коэффициенты при членах более высокого порядка по g_s оказываются весьма большими, так что даже при температурах порядка 50 ГэВ эффективное число степеней свободы N только еще начинает приближаться к значению, отвечающему идеальному газу.

При промежуточных температурах — от нескольких сотен МэВ до порядка 10 ГэВ — сильные взаимодействия до такой степени усложняют уравнения состояния, что вряд ли, я думаю, кто-нибудь знает, как произвести реалистические расчеты для этого периода. Тем не менее, одно можно сказать об этой промежуточной эре с известной степенью уверенности — это то, что при некоторой температуре (из указанного выше интервала температур) происходит изменение состояния вещества, представляющее собой почти (но не вполне) фазовый переход второго рода.

Аргументы в пользу этого базируются на симметрии сильных взаимодействий, которая называется киральной. Эта симметрия была обнаружена по своим экспериментальным следствиям еще в середине 60-х годов, а затем переоткрыта как свойство квантовой хромодинамики. Ей отвечает группа преобразований, которую можно представлять себе как четырехмерные вращения, действующие на 4-вектор с компонентами

$$V_\alpha = \{\bar{q}\gamma_5\tau_1q, \bar{q}\gamma_5\tau_2q, \bar{q}\gamma_5\tau_3q, \bar{q}q\}, \quad (8)$$

где $q \equiv \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$ — это столбец, состоящий из двух дираковских полей u и d -кварков, γ_5 — пятая дираковская матрица и τ_i — обычные изотопические матрицы Паули. Конечной (неисчезающей) массе кварка или нуклона отвечает отличное от нуля вакуумное ожидание билинейной скалярной комбинации $\bar{q}q$, т. е. отличное от нуля вакуумное ожидание величины определенным образом направленного 4-вектора V_α . На первый взгляд кажется, что это несовместимо с киральной симметрией, которая присуща уравнениям теории. Тем не менее противоречия тут нет: симметрия вакуумного состояния может быть спонтанно нарушена. Подобная ситуация, по существу, хорошо известна. Возьмем, к примеру, магнит. Уравнения, описывающие поведение атомов в нем, удовлетворяют определенной симметрии — они инвариантны относительно группы преобразований, которые поворачивают каждый спин в трехмерном пространстве на один и тот же угол. Однако для спинов оказывается энергетически выгодным выстроиться вдоль некоторого направления, нарушив тем самым изначальную симметрию уравнений.

Спонтанное нарушение симметрии приводит к последствиям, не столь очевидным, как отличная от нуля масса нуклона или же спонтанная намагниченность; вместо этого симметрией предписывается существование и характер взаимодействия определенного типа безмассовых возбуждений, называемых голдстоуновскими бозонами. В случае магнетиков — это спиновые волны, в адронной физике — это пионы. Читатель может возразить, сказав, что масса пиона не равна нулю. Это, однако, свидетельствует только о том, что киральная симметрия не только нарушена спонтанно, но и по существу своему является приближенной. В рамках КХД это проявляется в том, что массы u - и d -кварков с самого начала отличны от нуля: им отвечает в лагранжиане КХД сумма $m_u\bar{u}u + m_d\bar{d}d$, где m_u и m_d — малые параметры размерности массы. Эти члены нарушают киральную симметрию и наделяют пион массой, квадрат которой пропорционален величине $(m_u + m_d)$. Сравнивая квадраты масс известных адронов, мы видим, что пион во много раз легче всех остальных, так что в лагранжиане КХД киральная симметрия нарушена лишь незначительно.

Это изначальное нарушение симметрии подобно влиянию слабого внешнего поля на магнетик: не оказывая существенного влияния на динамику системы, оно однозначно выделяет направление ориентации спонтанной намагниченности. Точно так же упомянутый выше массовый член в лагранжиане предписывает определенную направленность вакуумному ожиданию вектора (8).

Все эти соображения относятся к адронам или магнетикам при нулевой температуре. Мы знаем, однако, что при достаточно высоких температурах спонтанная намагниченность исчезает, и полностью восстанавливается симметрия относительно группы трехмерных вращений, присущая самим уравнениям теории. Есть все основания ожидать, что в квантовой хромодинамике происходит то же самое. При очень высоких температурах и $E \approx kT$ хромодинамическая константа связи (5) становится сколь

угодно малой. Когда температура достигнет некоторого критического значения T_c , эта константа уменьшится до такой степени, что сильные взаимодействия уже не смогут удерживать кварк-антикварковые пары связанными в пионах. Таким образом, при $T > T_c$ не станет голдстоуновских бозонов, и бывшая спонтанно нарушенной киральная симметрия восстановится. Значит, эта критическая температура знаменует собой фазовый переход от обычной фазы, в которой имеются массивные нуклоны, «построенные» из u - и d -кварков с массами $m_N/3$, к фазе, в которой u - и d -кварки выступают как безмассовые частицы. Это почти (но не буквально) фазовый переход второго рода, поскольку киральная симметрия при любых температурах все же слабо нарушена присутствующими непосредственно в лагранжиане массами кварков m_u и m_d .

Могут возразить, что в КХД взаимодействие между кварками и антикварками является дальнодействием, так что подобные пиону связанные состояния могут существовать при сколь угодно малой константе связи точно так же, как они существуют в атоме водорода, какой бы малой ни была постоянная тонкой структуры. Однако при конечных температурах мы имеем дело с плазмой, состоящей из кварков, антикварков и глюонов, поэтому последние приобретают эффективную массу, которая определяется величиной типа плазменной частоты в электродинамике, и этим ограничивается радиус действия силы. Мы полагаем, что связанные состояния, возникающие под действием сил конечного радиуса, должны исчезнуть при достаточно малой константе связи. По-видимому, очень трудно доказать существование упомянутого выше фазового перехода строго, однако лично я был бы весьма удивлен, если бы это оказалось не так (я очень признателен Дж. Бауму, Х. Джорджи, Б. Гальперину, А. Лютеру, П. Мартену и Д. Нельсону за полезные дискуссии по этому вопросу).

Мы не можем вычислить температуру перехода сколь-нибудь надежно. Грубо говоря, она должна быть порядка Λ , но вряд ли кто-нибудь удивится, если она окажется, скажем, $\Lambda/2$ или 2Λ . Однако нам достаточно хорошо известно, как вблизи этой температуры ведут себя различные физические величины. Их поведение определяется взаимодействием возбудений, которые являются безмассовыми при $T = T_c$. Оно, в свою очередь, предписывается симметрией теории, так что некоторые предсказания оказываются универсальными в том смысле, что они зависят только от природы нарушенной симметрии. Для магнетиков как эксперимент, так и теория подтверждают хорошо известное правило — так называемый скейлинг Уайдома: при малых внешних магнитных полях H и температурах T , близких к T_c , намагниченность M описывается формулой

$$M = |T - T_c|^\beta F \left(\frac{T - T_c}{H^{1/\delta\beta}} \right), \quad (9)$$

где $F(t)$ — плавная функция своего аргумента, которая стремится к нулю при $t \rightarrow \infty$, а δ и β — «критические экспоненты», которые поддаются вычислению, $\delta = 4,76$ и $\beta = 0,37$. В квантовой хромодинамике роль намагниченности играет температурное среднее значение величины $\bar{q}q$, или, что то же, эффективной массы кварка m_q . В качестве аналога энергии магнитного взаимодействия HS здесь выступает член в лагранжиане, нарушающий киральную симметрию $m_u \bar{u}u + m_d \bar{d}d$, который можно представить как сумму выражения $\frac{1}{2}(m_u + m_d) V_4$ и несущественных слагаемых, пропорциональных разности $(m_u - m_d)$. Следовательно, в силу уже отмечавшейся выше универсальности, вблизи точки фазового перехода

в адронной среде получаем

$$m_{\text{эфф}} = |T - T_c|^\beta F \left(\frac{T - T_c}{m_\pi^{2/\delta\beta}} \right). \quad (10)$$

Разница состоит лишь в том, что замена группы трехмерных вращений, которая управляет магнитными свойствами системы, четырехмерной киральной группой в КХД приводит к небольшим изменениям констант δ и β и функции F : согласно Уэллсу в КХД, по-прежнему, $\delta \approx 4,76$, а $\beta = 0,39$. Уравнение (10) показывает, что фазовый переход затрагивает конечную область температур порядка

$$\Delta T \approx \Lambda \left(\frac{m_\pi}{\Lambda} \right)^{2/\delta\beta} \approx 120 \text{ МэВ}. \quad (11)$$

Вероятно, здесь следует отметить связь между обсуждавшимся мною выше фазовым переходом и переходом ядерной материи в аномальное состояние, который происходит при реакциях с участием тяжелых ионов и в нейтронных звездах. Этот переход обсуждался Т. Д. Ли и рядом других авторов. Различие, правда, в том, что в космологии нас интересует, в первую очередь, рост температуры, а не химического потенциала нуклонов.

4. ЭРА ПРОМЕЖУТОЧНЫХ БОЗОНОВ

Мы подошли к следующей эре, в течение которой температура падала, скажем, от 1000 до 50 ГэВ — того значения, от которого мы начинали отсчет адронной эры. Эра, в которую мы сейчас «вступаем», характеризуется рядом новых порогов, связанных с чрезвычайно тяжелыми частицами — промежуточными векторными бозонами. Она также отмечена новыми фазовыми переходами, которые качественно отличаются от того, с чем мы уже имели дело в адронную эру.

Как читатель уже знает, промежуточные векторные бозоны — это, подобно фотонам в КЭД и глюонам в КХД, частицы со спином, равным единице. Так же, как фотоны и глюоны, эти частицы описываются посредством калибровочной теории — другими словами, они образуют семейство фотоноподобных частиц, связанных друг с другом определенной группой симметрии. Здесь это четырехмерная группа, обозначаемая обычно $SU(2) \times U(1)$, и соответственно этому семейство векторных бозонов состоит из четырех полей A_1, A_2, A_3 и B . Роль, аналогичную электрическому заряду, играют две константы связи: величина g для полей A_1, A_2, A_3 и величина g' для поля B .

Калибровочная симметрия $SU(2) \times U(1)$ спонтанно нарушена подобно тому, как нарушена симметрия относительно трехмерной группы вращений для спинов в магнетике или как нарушена четырехмерная некалибровочная киральная симметрия в КХД (но в отличие от ненарушенной цветной симметрии в КХД). Это та причина, по которой промежуточные векторные бозоны приобретают массу, несмотря на точную калибровочную симметрию исходных уравнений. Однако, как это обычно бывает при спонтанном нарушении симметрии, некоторая подгруппа всей группы не затрагивается, т. е. остается ненарушенной. К примеру, в случае магнетиков спонтанное нарушение группы трехмерных вращений не затрагивает двумерной симметрии относительно вращений вокруг направления намагниченности, точно так же, как спонтанное нарушение четырехмерной киральной группы в КХД оставляет неизменной трехмерную подгруппу вращений в обычном изотопическом пространстве. Последняя нарушается только в меру разности масс кварков m_u и m_d непосредственно в лагранжиане. Подобным же образом при спонтанном нарушении калибровочной

симметрии $SU(2) \times U(1)$ полностью сохраняется калибровочная симметрия относительно обычных электромагнитных преобразований. По этой причине спонтанное нарушение симметрии $SU(2) \times U(1)$ делает массивными только три из четырех векторных бозонов, в то время как одна линейная комбинация A полей A_i и B остается «безмассовой» (т. е. описывает безмассовую частицу):

$$A = A_3 \cos \vartheta + B \sin \vartheta, \quad (12)$$

где ϑ — так называемый «угол смешивания», определяемый соотношением

$$\operatorname{tg} \vartheta = \frac{g'}{g}. \quad (13)$$

Линейная комбинация (12) отождествляется с фотоном. Две другие линейные комбинации $(A_1 \pm iA_2)/\sqrt{2}$ описывают массивные заряженные промежуточные бозоны W^\pm , ответственные за обычные слабые взаимодействия, подобные β -распаду, и, наконец, последняя линейная комбинация $(-A_3 \sin \vartheta + B \cos \vartheta)$, которая ортогональна правой части (12), описывает массивный нейтральный промежуточный векторный бозон Z_0^0 , с которым связан новый класс слабых взаимодействий, обычно называемый «нейтральными токами». Вычисления показывают, что массы бозонов W^\pm и Z_0^0 определяются соотношениями (в нижнем порядке по α)

$$m_{W^\pm} = \frac{37,3 \text{ ГэВ}}{\sin \vartheta}, \quad m_{Z_0^0} = \frac{74,6 \text{ ГэВ}}{\sin 2\vartheta}. \quad (14)$$

Угол смешивания ϑ сейчас уже известен довольно точно: анализ экспериментов с нейтральными токами дает значение $\sin^2 \vartheta = 0,23 \pm 0,02$ (таково было положение дел в этом вопросе на лето 1978 г.; я полагаю, что сейчас возможная экспериментальная неточность может быть уменьшена до 0,015). В соответствии с этим значением угла смешивания, из формул (14) получаем $m_{W^\pm} = (78 \pm 3) \text{ ГэВ}$ и $m_{Z_0^0} = (89 \pm 3) \text{ ГэВ}$. Таким образом, переводя наши часы еще дальше вспять, мы приходим к выводу, что при повышении температуры Вселенной до более чем (80—90) ГэВ различие между промежуточными бозонами W^\pm и Z_0^0 нивелируется, и они становятся такими же одинаковыми по своим свойствам, как фотоны.

Однако при температурах такого порядка происходят и более драматические события. Мы уже видели, что с ростом температуры в квантовой хромодинамике восстанавливается нарушенная киральная симметрия, а в магнетиках восстанавливается нарушенная симметрия относительно трехмерных вращений. В известном смысле подобным же образом разогрев Вселенной устраняет спонтанное нарушение симметрии $SU(2) \times U(1)$. (Впервые это было отмечено Киржницем и Линде.) Но в этом случае мы в состоянии реально вычислить температуру перехода, выразив ее через параметр, который сейчас хотя еще и неизвестен, но, по крайней мере, доступен измерению в эксперименте.

Соответствующие расчеты базируются на изучении плотности свободной энергии $V(\varphi)$ как функции температуры и «параметров порядка», каковыми являются нейтральные скалярные поля, отличное от нуля вакуумное среднее которых нарушает $SU(2) \times U(1)$ -симметрию. В простейшем случае можно ограничиться одним скалярным дублетом полей φ и свободной энергией

$$V(\varphi) = \frac{1}{2} \mu^2 |\varphi|^2 + \frac{\lambda}{4} |\varphi|^4 + \text{рад. поправки}. \quad (15)$$

С хорошей точностью можно считать, что положительная скалярная константа связи λ в лагранжиане не зависит от температуры, в то время как

величина μ^2 обладает определенной температурной зависимостью:

$$\mu^2 \approx -\mu_0^2 + (kT)^2 \left(\frac{\lambda}{2} + \frac{e^2 (2 + \sec^2 \vartheta)}{16 \sin^2 \vartheta} \right), \quad (16)$$

где μ_0 — некоторый другой параметр лагранжиана. Значение величины φ в тепловом равновесии определяется из условия минимума свободной энергии $V(\varphi)$. При $\mu_0^2 > 0$ и стремящейся к нулю температуре величина μ^2 отрицательна, и минимуму $V(\varphi)$ отвечает ненулевое значение нейтральной компоненты φ :

$$\langle \varphi^0 \rangle \approx \frac{\mu_0}{\sqrt{\lambda}} \quad (T = 0). \quad (17)$$

Это вакуумное ожидание определяет массу W-бозона, $m_W = g/2 \langle \varphi^0 \rangle$, так что $\lambda = g^2 \mu_0^2 / 4m_W^2 = \sqrt{2} G_F \mu_0^2$. Разлагая функцию $V(\varphi)$ в окрестности минимума, легко убедиться также в том, что μ_0 — это масса хиггсовской скалярной частицы при нулевой температуре в нулевом порядке по константе связи. При достаточно высоких температурах величина μ^2 становится положительной, и минимум функции $V(\varphi)$ перемещается в точку $\langle \varphi \rangle = 0$, так что симметрия $SU(2) \times U(1)$ восстанавливается. Таким образом, критическая температура T_c , при которой исчезает спонтанное нарушение симметрии $SU(2) \times U(1)$, определяется обращением в нуль правой части формулы (16), откуда находим

$$kT_c = \left\{ \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[1 + \frac{e^2 \sqrt{2}}{16} \left(\frac{2 + \sec^2 \vartheta}{\sin^2 \vartheta} \right) \frac{1}{G_F \mu_0^2} \right] \right\}^{-1/2} = \\ = \frac{350 \text{ ГэВ}}{\sqrt{1 + (100 \text{ ГэВ}/\mu_0)^2}}. \quad (18)$$

Эта температура оказывается ниже 350 ГэВ, и ее можно было бы вычислить, если бы была известна масса хиггсовской частицы μ_0 .

До сих пор мы все время говорили о фазовом переходе второго рода в классическом пределе и пришли к заключению, что вакуумное ожидание $\langle \varphi \rangle$ плавно стремится к нулю по мере того, как температура T , возрастая, приближается к T_c . Между тем, когда разность $T_c - T$ становится очень малой, пренебрежение радиационными поправками становится уже недопустимым. Радиационные поправки изменяют вид функции $V(\varphi)$ таким образом, что при критической температуре минимум этой функции меняет свое положение скачкообразно, переходя из точки $\langle \varphi \rangle \neq 0$ в точку $\langle \varphi \rangle = 0$. Разумеется, такой внезапный скачок от конечного значения нарушающего симметрию параметра порядка $\langle \varphi \rangle$ к значению $\langle \varphi \rangle = 0$ означает собой фазовый переход первого рода.

При этом изменении состояния свойства перехода первого рода выражены слабо, поскольку скачок в величине параметра порядка невелик, если только масса хиггсовского бозона значительно больше десяти ГэВ. Не исключена, однако, и другая возможность, которая реализуется, если величина $\mu_0 \rightarrow 0$. В этом случае при критической температуре скачок в вакуумном среднем $\langle \varphi \rangle$ того же порядка, что и само $\langle \varphi \rangle$ при $T = 0$, и тогда фазовый переход не будет переходом второго рода даже приближенно. При этом масса хиггсовского бозона полностью обусловлена радиационными поправками; вычисления показывают, что она порядка 10 ГэВ. Это значение можно принять за грубую оценку нижнего предела возможной критической температуры T_c .

По мере того, как Вселенная остывает и ее температура падает ниже критической температуры T_c , общая калибровочная симметрия слабых и электромагнитных взаимодействий $SU(2) \times U(1)$ спонтанно нарушает-

ся до калибровочной инвариантности электромагнитных процессов. Но чем же при этом определяется выделенное направление в пространстве A и B ? К примеру, чем обусловлен тот факт, что именно линейная комбинация (12) не затрагивается и остается калибровочно симметричной? В случае киральной симметрии, обсуждавшейся в предыдущем разделе статьи, ответ на аналогичный вопрос определялся массовыми членами в лагранжиане. Именно они нарушали киральную симметрию, явно выделяя направление ориентации среднего значения 4-вектора (8). Это напоминало ситуацию, которая хорошо известна для магнетиков во внешнем поле, ориентирующем вектор намагниченности в своем собственном направлении. Но симметрия $SU(2) \times U(1)$ является точной — нет ничего, что могло бы указать какое-либо выделенное направление, нарушающее симметрию.

Коль скоро механизм, нарушающий симметрию, повсюду одинаков, выделенное направление несущественно — все направления равноправны и не отличимы одно от другого. Однако может оказаться, что в разных пространственных областях эти направления не совпадают. Можно ли считать исключенным, что вся Вселенная разбивается на «домены», каждый из которых характеризуется своим направлением нарушения симметрии? Если учесть существование в космологии горизонта, то образование подобной доменной структуры представляется весьма правдоподобным, однако я не знаю никого, кто рассмотрел бы детально динамику образования упомянутых доменов в расширяющейся Вселенной. Пока это еще открытая и захватывающе интересная проблема для будущих исследований.

5. ЭРА РОЖДЕНИЯ БАРИОНОВ

Теперь мы покидаем описанные выше сравнительно поздние эпохи жизни Вселенной, когда ее температура не превосходила тысяч ГэВ, и сосредоточим внимание на более ранних временах, когда Вселенная была разогрета еще значительно сильнее вплоть до планковской температуры порядка 10^{19} ГэВ, раз уж нам разрешил говорить об этом Деннис Шама.

Обсуждая столь ранние времена, необходимо иметь в виду, что физические принципы, на которые мы уверенно опираемся при «обычных» температурах, могут оказаться не такими уж неизбежными при сверхвысоких температурах, присущих очень юной Вселенной. Одно из возможных сомнений на этот счет навеяно уже упоминавшимся выше (см. формулу (2)) наблюдательным фактом, свидетельствующим о том, что отношение барионного числа к энтропии, хотя и мало, но все же отлично от нуля. В ранние времена, при $kT \gg 1$ ГэВ, полная плотность кварков и антикварков была того же порядка, что и плотность энтропии. В то же время величина n_B (разность числа барионов и антибарионов), очевидно, составляет треть разности числа кварков и антикварков. Таким образом, согласно формуле (2) на $10^8 - 10^{10}$ кварков и антикварков приходится примерно один лишний кварк. Уже давно зародилась мысль о том, что это мизерное превышение числа барионов над числом антибарионов может быть обусловлено физическими процессами, не сохраняющими барионное число.

Если вдуматься, то, по существу, мы не знаем никакой фундаментальной причины, по которой барионное число (точно так же, как и лептонное число) должно сохраняться. В отличие от законов сохранения заряда, цвета или энергии-импульса, сохранение барионного и лептонного чисел почти наверняка нельзя связать с какой-либо локальной симметрией. (Согласно аргументам, принадлежащим Ли и Янгу, существование взаимо-

действующей с барионным или лептонным зарядами фотоподобной частицы вообще противоречило бы результату опыта Этвеша.) К этому можно добавить также, что наблюдаемое на опыте сохранение барионного и лептонного чисел можно понять в рамках калибровочных симметрий $SU(3)$ и $SU(2) \times U(1)$, не возводя этот факт в ранг фундаментального принципа.

Конечно, процессы, при которых барионное число не сохраняется при обычных энергиях, заведомо протекают очень медленно. Результат эксперимента Райнеса и Кроша можно интерпретировать как свидетельство того, что время жизни протона не может меньше 10^{29} лет. В то же время, если бы несохранение барионного числа было обусловлено обменом какой-то очень тяжелой «X-частицей», то, очевидно, что амплитуда распада протона была бы пропорциональна m_X^{-2} , а его время жизни τ_p — пропорционально m_X^4 . Поэтому из размерных соображений можно было бы дать оценку

$$\tau_p \approx \frac{\hbar m_X^4}{m_p^5 c^2} = 2,87 \cdot 10^{-32} (m_X \text{ ГэВ})^4 \text{ лет} \quad (19)$$

или даже несколько больше, если принять во внимание факторы, обусловленные константой связи. Это время жизни превышает указанный выше экспериментальный нижний предел, если $m_X \gtrsim 10^{15}$ ГэВ. На первый взгляд такая масса может показаться абсурдно большой. Нельзя, однако, забывать, что по мере выхода на рубежи все больших и больших энергий обязательно должны каждый раз проявляться качественно новые физические явления, поскольку при энергиях порядка 10^{19} ГэВ становятся сильными квантовые эффекты в гравитации, которые так или иначе затрагивают ультрафиолетовые расходимости во всех существующих теориях. Я не знаю каких-либо причин, по которым в этой новой физике должны были бы сохраняться барионное и лептонное числа.

Итак, предположим, что в очень «молодой» Вселенной барионное число не сохраняется в силу взаимодействий, обусловленных очень тяжелыми «X-частицами», и зададимся вопросом, как это может отразиться на отношении барионного числа к энтропии. Этот вопрос недавно обсуждался во многих работах. Упомяну работы Йошимуры; Димопулоса и Заскинда; Игнатьева, Красникова, Кузьмина и Тавхелидзе; Туссена, Треймана, Вильчека и Зее; Эллиса Жиллара и Нанопулоса; мою собственную; Папастаматосу и Паркера; кроме того, есть еще ряд других. Из всей этой совокупности работ с большой степенью убедительности вырисовывается следующий механизм накопления барионного числа во Вселенной.

Ключевым пунктом рассуждений является то обстоятельство, что для появления отличного от нуля барионного числа необходимо не только, чтобы были нарушены привычный закон его сохранения и симметрия по отношению к замене частиц античастицами (CP -инвариантность), — необходимо также, чтобы Вселенная находилась в состоянии, далеком от теплового равновесия. Дело в том, что в статистической механике существует теорема (впрочем, не слишком широко известная), согласно которой тепловое равновесие не может быть нарушено вследствие столкновений частиц, даже если нет инвариантности по отношению к обращению времени. Эта теорема опирается только на унитарность S -матрицы, т. е. на сохранение полной вероятности. Кроме того, так называемая CPT -теорема в квантовой теории поля устанавливает обязательное равенство масс частицы и античастицы. Поэтому в системе частиц с нулевым барионным числом, находящейся в тепловом равновесии, это число не может изме-

ниться, во всяком случае, до тех пор, пока какое-либо внешнее воздействие не нарушит ее равновесия.

Выход из, казалось бы, «безвыходного положения» состоит в том, что само расширение Вселенной как раз и может послужить этим воздействием. В приближении идеального газа число частиц сорта i в единице фазового объема определяется по формуле

$$n_i(\mathbf{p}) = \left[\exp \left(\frac{\sqrt{\mathbf{p}^2 + m_i^2} - \mu_i}{kT} \right) \pm 1 \right]^{-1}, \quad (20)$$

где μ_i — сумма химических потенциалов, связанных со всеми сохраняющимися величинами, присущими этим частицам, а знак $+$ или $-$ отвечает фермионам и бозонам соответственно.

При расширении Вселенной величина $|\mathbf{p}|$ изменяется для свободных частиц обратно пропорционально масштабной длине Робертсона — Уокера $R(t)$, в то время как фазовый объем остается постоянным. Поэтому вид уравнения (20) инвариантен при условии, что $T \sim R^{-1}$ и $\mu \sim R^{-1}$, и если массой m_i можно пренебречь. Если же величина m_i порядка kT или больше, то по мере расширения Вселенной форма уравнения (20) изменяется. Следовательно, все, что нужно для нарушения равновесного распределения, — это существование определенного временного интервала, в течение которого Вселенная расширялась практически свободно и скорости всех реакций были значительно меньше скорости ее расширения, и при этом некоторые частицы оставались нерелятивистскими, т. е. для них в течение указанного периода $m \gtrsim kT$.

Попробуем проследить, как это может произойти. При температурах порядка планковской гравитационные взаимодействия становятся сильными, поэтому представляется разумным предположить, что в течение этого периода тепловое распределение всех частиц с одинаковыми числами кварков и антикварков было равновесным. Затем, когда температура упала ниже 10^{19} ГэВ, эффективность гравитационных взаимодействий стала пренебрежимо малой. Ну, а как обстояло дело с другими процессами? X -частица распадается со скоростью порядка (мы пользуемся наиболее подходящей системой единиц, в которой $\hbar = c = 1$)

$$\Gamma_X \approx \alpha_X N m_X, \quad (21)$$

где N , как и выше, — эффективное число степеней свободы, α_X — константа связи, которая, вообще говоря, меньше единицы, но зависит от природы частицы X (при $kT > m_X$ следовало бы учесть еще фактор замедления времени порядка m_X/kT , но мы его опускаем, так как он не влияет на дальнейшие выводы). В тех же единицах скорость H расширения Вселенной равна

$$H \equiv \frac{\dot{R}}{R} = \sqrt{\frac{8\pi\rho G}{3}} = 1,66 \sqrt{N} \frac{(kT)^2}{M_{\text{Pl}}}, \quad (22)$$

где M_{Pl} — планковская масса,

$$M_{\text{Pl}} = \frac{1}{\sqrt{G}} = 1,22 \cdot 10^{19} \text{ ГэВ}. \quad (23)$$

При температурах, наступающих сразу же вслед за планковской, отношение скорости распада X -частицы (21) к скорости расширения Вселенной (22) порядка величины $\sqrt{N} \alpha_X m_X / M_{\text{Pl}}$, которая мала для любой частицы, если только ее масса меньше планковской. Таким образом, при указанных выше температурах Вселенная обязательно «переживала» период практически свободного расширения.

Однако, как уже отмечалось ранее, до тех пор, пока температура превышала массы всех частиц, их распределения сохраняли равновесную форму (20). Между тем, когда возраст Вселенной $t \approx H^{-1}$ достиг величины порядка времени жизни X-частиц Γ_X^{-1} , последние стали распадаться. Из соотношений (21) и (22) видим, что это произошло при

$$kT_X \approx N^{1/4} \alpha_X^{1/2} m_X^{1/2} M_{Pl}^{1/2}. \quad (24)$$

Если правая часть выражения (24) больше, чем m_X , то распад X-частиц происходил в условиях равновесного распределения и, следовательно, не мог привести к возникновению отличного от нуля барионного числа. (Просто потому, что лишь только вследствие этих распадов появлялся какой-либо избыток барионов, он немедленно уничтожался встречными процессами.) Однако если правая часть выражения (24) меньше, чем m_X , то периоду распада X-мезонов предшествовал период свободного расширения Вселенной $\Gamma_X < H$, в течение которого выполнялось неравенство $kT_X < m_X$, так что X-мезоны распадались уже тогда, когда Вселенная стала существенно неравновесной. В этих условиях обратные процессы были подавлены в меру больцмановского фактора $\exp(-m_X/kT_X)$, и любой избыток барионов над антибарионами был необратим и, по всей вероятности, должен был сохраниться вплоть до наших дней. Из выражения (24) следует, что последняя возможность реализуется при условии

$$m_X > \sqrt{N} \alpha_X M_{Pl}. \quad (25)$$

Для калибровочных векторных бозонов характерным параметром, определяющим величину α_X , является константа электромагнитного взаимодействия α , так что из уравнения (25) получаем $m_X > 10^{17} \sqrt{N}$ ГэВ. Для хиггсовских бозонов порядок величины α_X характеризуется значением $G_F \bar{m}^2$, где \bar{m}^2 — среднее квадратичное кварковых и лептонных масс. Приняв, что $1 \text{ ГэВ} \ll \bar{m}^2 \ll 10 \text{ ГэВ}$, получаем ограничение $m_X \gtrsim (10^{14} - 10^{15}) \sqrt{N}$ ГэВ. Это чудовищно большие массы! Однако мы уже убедились ранее, что для согласования теоретических предсказаний относительно времени жизни протона с уже существующими экспериментальными ограничениями действительно необходимы частицы с массами, как минимум, такого порядка.

Предположив, что существуют X-частицы с массами, удовлетворяющими условию (25) и с не сохраняющим барионное число взаимодействием, мы приходим к выводу, что в результате их распада обязательно возникает отличное от нуля отношение барионного заряда к энтропии. Число X-бозонов каждого типа в единице объема непосредственно перед их распадом было равно $\zeta(3) (kT_X)^3 / \pi^2$. Поэтому, если имелось N_X типов X-бозонов и антибозонов и если в результате распада каждого из них возникал избыток барионов над антибарионами ΔB , то в единице объема этот избыток n_B был равен величине $\zeta(3) (kT_X)^3 N_X \cdot \Delta B / \pi^2$. В это же время полная плотность энтропии s равнялась $2\pi^2 k (kT_X)^3 N / 45$, так что

$$\frac{kn_B}{s} = \frac{45\zeta(3)}{2\pi^4} \frac{N_X}{N} \Delta B. \quad (26)$$

Чтобы найти интересующее нас отношение kn_B/s , необходимо вычислить ΔB . Пользуясь симметрией $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, легко увидеть, что распад на пару обычных кварков и (или) лептонов, в ходе которого не сохраняется барионное число, возможен только для бозонов (и, разумеется, соответствующих им античастиц), перечисленных в таблице. В любом случае разрешены только следующие переходы между этими X-бозонами и парами обычных фермионов:

$$X \leftrightarrow QL, \quad X \leftrightarrow \bar{Q}\bar{Q}, \quad (27)$$

где символы Q и \bar{L} отвечают произвольному кварку или лептону соответственно. (Отсюда, в частности, следует, что при обсуждаемых распадах должна сохраняться разность барионного и лептонного чисел; например,

Таблица

Бозон	Число частиц в SU(3)-мультиплете	Число частиц в SU(2)-мультиплете	Спин	Заряды
X_V	3	2	1	$-1/3, -4/3$
X'_V	3	2	1	$2/3, -1/3$
X_S	3	1	0	$-1/3$
X'_S	3	1	0	$-4/3$
X''_S	3	3	0	$2/3, -1/3, -4/3$

подобное нуклону состояние, образованное тремя кварками, распадаясь, может рождать антилептон по схеме

$$QQQ \rightarrow \bar{X}Q \rightarrow \bar{L}\bar{Q}Q \rightarrow \bar{L} + \text{мезоны},$$

но не может распадаться с образованием лептона. Поэтому распад $p \rightarrow e^+\pi^0$ разрешен, а распад $n \rightarrow e^-\pi^+$ запрещен.) Если относительные вероятности распадов $X \rightarrow QL$, $X \rightarrow \bar{Q}\bar{Q}$, $\bar{X} \rightarrow \bar{Q}\bar{L}$, $\bar{X} \rightarrow QQ$ обозначить через r , $1 - r$, \bar{r} и $1 - \bar{r}$ соответственно, то среднее барионное число ΔB , которое возникает в результате распада X - или \bar{X} -частиц,

$$\Delta B = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{3}r - \frac{2}{3}(1-r) - \frac{1}{3}\bar{r} + \frac{2}{3}(1-\bar{r}) \right] = \frac{1}{2}(r - \bar{r}). \quad (28)$$

Вопрос о том, как вычислить разность $(r - \bar{r})$, рассматривался Нанопулосом и мной. Существует общая теорема, согласно которой в первом порядке по несохраняющемуся барионный заряд взаимодействию имеет место равенство $r = \bar{r}$. Следовательно, главный вклад в разность $r - \bar{r}$ обусловлен интерференцией амплитуды X - или \bar{X} -распада в борновском приближении с однопетлевой диаграммой, в которой два конечных фермиона обмениваются X -бозоном. Независимо от деталей теории эта интерференция подавлена в меру малости константы взаимодействия X -бозонов с фермионами. Последнее обстоятельство служит отправной точкой для объяснения чрезвычайной малости отношения барионного числа к энтропии во Вселенной.

Непосредственно используя симметрию $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, можно записать наиболее общий вид допустимого взаимодействия X -бозонов с фермионными парами, но, конечно, о величине входящих в это выражение констант связи можно лишь догадываться. Таким путем можно получить оценку $10^{-10} \leq |r - \bar{r}| \leq 10^{-6}$. Подставив в выражение (26), кроме этого, $10^{-2} \leq (N_X/N) \leq 10^{-1}$ и численный фактор $45\zeta(3)/2\pi^4 \approx 0,28$, находим

$$10^{-13} \leq \frac{kn_B}{s} \leq 10^{-8}. \quad (29)$$

Сравнение оценки (29) с наблюдательными данными (1) или (2) до известной степени обнадеживает, поскольку области теоретических предсказаний и экспериментально допустимых значений перекрываются. Однако обе области слишком велики, для того чтобы на этом основании сделать какой-

либо более определенный вывод, чем то, что рассмотренную выше модель можно считать правдоподобной космологической картиной возникновения барион-антибарионной несимметрии во Вселенной.

(Я должен добавить к сказанному, что разность $|r - \bar{r}|$ недавно была вычислена также Барром, Сегре и Уэлдоном.)

Изложенная точка зрения на происхождение барион-антибарионной несимметрии затрагивает ряд интересных вопросов, относящихся к другим космологическим проблемам:

1) Какими бы ни были точные значения величин ΔB и N_{χ}/N , уравнение (26) показывает, что величина отношения избытка барионов к энтропии зависит только от чисто микроскопических параметров. Поэтому, какой бы неоднородной ни была Вселенная, это отношение должно оставаться одинаковым для всех ее областей. Другими словами, это означает, что любые возмущения, имевшие место в очень ранней Вселенной, должны были быть адиабатическими. Влияние этого обстоятельства на такой процесс, как образование галактик, было рассмотрено недавно Тернером и Шраммом; Хоганом, Прессом и Вишняком; Брауном и Штеккером; Али; Барроу.

2) Туссен и др., а также Сахаров обратили внимание на то, что постоянство отношения барионного числа к энтропии позволяет до некоторой степени реабилитировать старую космологическую идею о периодически пульсирующей Вселенной: хотя в ходе каждого цикла накапливается дополнительная энтропия, благодаря космологическим процессам описанного выше типа одновременно и в такой же степени возрастает также и барионное число, так что его отношение к энтропии все время поддерживается постоянным. Все же это не устраняет полностью всех трудностей, на которые наталкивается гипотеза о пульсирующей Вселенной. Согласно нашим современным представлениям, подобный режим (смена расширения сжатием) мог бы реализовываться только в том случае, если Вселенная является замкнутой. Однако в замкнутой Вселенной можно измерить не только отношение барионного числа к энтропии, но, по крайней мере в принципе, также и полную энтропию Вселенной. Между тем, в ходе каждого цикла энтропия увеличивается, равно как возрастает и полное число фотонов во Вселенной, и вместе с этим должна постепенно увеличиваться измеряемая атомными часами длительность следующих друг за другом циклов (насколько мне известно, это обстоятельство уже давно было отмечено Зельдовичем). Учитывая этот факт, по-прежнему трудно себе представить, как эволюционирующая подобным образом Вселенная могла бы существовать в течение неограниченно длительного времени.

3) Во всех модах (27) распада X -бозонов разность барионного и лептонного чисел одинакова, $B - L = -2/3$. При распадах \bar{X} -бозонов, наоборот, $B - L = +2/3$. Следовательно, если распадается одинаковое число тех и других, то $B - L = 0$, т. е. $n_B = n_L$, и поэтому отношения барионного и лептонного чисел к энтропии должны быть одинаковы. При такой малости ($10^{-8} - 10^{-10}$) отношения лептонного числа к энтропии химические потенциалы нейтрино настолько малы (грубо говоря, $\mu/kT \approx \approx 10^{-8} - 10^{-10}$), что они практически никак не влияют на содержание гелия во Вселенной (это соображение было высказано независимо Нанопулосом, Сазерлендом и Идлицем). В таком случае устраняется давняя неопределенность (о ней говорилось в гл. 2), связанная с возможным влиянием химического потенциала нейтрино на космологические расчеты, которые относятся к нуклеосинтезу.

Разумеется, все сказанное в этом разделе зиждется на гипотезе о несохранении барионного числа. В настоящее время в США и Европе плаци-

руются эксперименты по поиску распада протонов или связанных в атомных ядрах нейтронов. В тысяче тонн воды содержится $5 \cdot 10^{32}$ нуклонов, а эффективности детектирования процессов типа $p \rightarrow e^+ \pi^0$ или $n \rightarrow e^+ \pi^-$ близки к 100%. Поэтому в такой тысячетонной установке должны быть зарегистрированы десятки распадов в год, если только время жизни протона или связанного нейтрона не больше 10^{31} лет.

Несохранение барионного числа — это только одно из многих новых явлений, которые могут обнаруживаться при таких фантастически высоких температурах. Чтобы понять природу этих явлений, а также оценить энергии, при которых они могут иметь место, переведем еще раз наши часы вспять и посмотрим, что происходит по мере нагрева от температуры порядка 1000 ГэВ до значительно больших температур, кончая планковской. Я буду обсуждать этот вопрос, опираясь на простую экстраполяцию того, что мы уже знаем, в область таких чудовищных температур, но, конечно, не следует забывать и о тех невероятных сюрпризах, которые могут поджидать нас при попытках вторгнуться в мир очень молодой Вселенной.

В течение большей части этой эры Вселенная подобна идеальному газу лептонов, кварков, глюонов и безмассовых векторных бозонов A_1 , A_2 , A_3 и B . Насколько мы можем сейчас судить, удаляясь вглубь во времени, на огромном интервале температур, превышающих 1000 ГэВ, ничего особенно примечательного не происходит. Тем не менее, все же в течение этого периода константы слабого, электромагнитного и сильного взаимодействий g и g' и g_s медленно меняются. Характерная энергия, при которой следует рассматривать эти константы, равна kT . Поэтому, в соответствии с результатами, к которым приводит применение метода ренормализационной группы (см. об этом выше, раздел 3), все они логарифмически зависят от температуры:

$$g_i^2(kT) = (a_i - 2b_i \ln kT)^{-1}. \quad (30)$$

Нам неизвестны входящие в формулу (30) константы a_i , но зато мы хорошо знаем коэффициенты b_i :

$$\left. \begin{aligned} 16\pi^2 b_{\text{SU}(3)} &= -11 + \frac{2N_q}{3}, \\ 16\pi^2 b_{\text{SU}(2)} &= -\frac{22}{3} + \frac{2N_l}{3}, \\ 16\pi^2 b_{\text{U}(1)} &= \frac{10N_q}{9}, \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

где N_q — число кварковых ароматов (которое я полагаю равным полному числу лептонов и соответствующих им нейтрино). Легко увидеть, что (при $N_q < 11$) константа сильной связи (группа SU (3)) убывает с ростом kT , константа, отвечающая группе SU (2), при этом тоже убывает, но несколько медленнее, а константа, отвечающая группе U (1), возрастает. Таким образом, по крайней мере существует возможность, что при какой-то чрезвычайно высокой температуре все три константы уравниваются.

Несколько лет тому назад Джорджи, Куином и мной обсуждался именно такой вариант, который, судя по всему, реализуется в рамках так называемого «большого объединения», включающего в себя на единой основе калибровочные теории слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий. В этом объединении четыре векторных бозона A_1 , A_2 , A_3 и B из группы SU (2) \times U (1) и восемь глюонов из группы SU (3) выступают как части более широкого семейства векторных бозонов, инвариантного относительно более вместительной группы преобразований G , для

которой симметрии $SU(2) \times U(1)$ и $SU(3)$ являются подгруппами. Уже при огромной температуре T_G калибровочная симметрия большого объединения спонтанно нарушается и уменьшается до симметрии $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ точно так же, как калибровочная группа $SU(2) \times U(1)$ спонтанно нарушается до группы электромагнитных преобразований $U(1)$ при несравненно более низкой температуре перехода T_c . Если группа G относится к тому типу групп, которые в математике принято называть «простыми», то между константами связи существует вполне определенное соотношение, предписываемое структурой этой группы. (Некоторые конкретные простые модели большого объединения такого рода были предложены в работах Пати и Салама; Джорджи и Глэшоу; Фритча и Минковского; Джорджи и Нанопулоса; Гюрсея, Рамона и Сакиви, а также многими другими авторами.) Для широкого класса калибровочных теорий большого объединения (грубо говоря, для всех тех из них, которые не содержат новых фермионов) соотношение между константами взаимодействия таково:

$$g_s : g : g' = 1 : 1 : \sqrt{\frac{3}{5}}. \quad (32)$$

Конечно, нельзя надеяться на то, что это соотношение выполняется при обычных энергиях. Оно должно иметь место для констант связи при энергиях масштаба kT_G , характеризующего нарушение симметрии большого объединения.

Используя уравнения (30) и (34), совместно со значениями констант взаимодействия при «обычных» массах (энергиях), скажем, масштаба $m \sim 100$ ГэВ, легко убедиться, что соотношение (32) достигается при условии

$$\ln \frac{kT_G}{m} = \frac{4\pi^2}{11} \left(\frac{1}{e^2} - \frac{8}{3g_s^2(m)} \right), \quad (33)$$

т. е. лишь при чудовищных температурах масштаба $kT \sim (2-4) \cdot 10^{16}$ ГэВ (при получении этой оценки для константы сильной связи g_s было принято значение $g_s(100 \text{ ГэВ})/4\pi \approx 0,12-0,14$). Подчеркнем, что такой огромный температурный масштаб возник не как результат искусственных построений в рамках какой-либо специфической теории большого объединения. Он присущ широкому классу теорий, поскольку константа сильной связи в КХД убывает с энергией так медленно, что лишь при экстремально высоких энергиях она может стать сравнимой с константами g и g' .

Как уже отмечалось выше, при некоторой температуре T_G все три кривые $g_s(kT)$, $g(kT)$ и $g'(kT) \sqrt{5/3}$ сходятся в одной точке. Это утверждение нельзя, однако, назвать безусловным: оно имеет место только при определенном соотношении между их «начальными» значениями, которое обычно записывается в виде равенства

$$\sin^2 \vartheta = \frac{1}{6} \left(1 + \frac{10e^2}{3g_s^2(m)} \right) \approx 0,2. \quad (34)$$

Тот экспериментальный факт, что это соотношение действительно выполняется (по крайней мере, приближенно), как раз и служит основанием для утверждения о стремлении упомянутых кривых к одной точке. Когда в 1974 г. Джорджи, Куинном и мной были получены эти формулы, экспериментальное значение величины $\sin^2 \vartheta$ считалось равным $0,3-0,35$, так что формулу (34) никак нельзя было назвать успехом теории. С тех пор, однако, был накоплен обширный экспериментальный материал по нейтральным токам, и сейчас величина $\sin^2 \vartheta$ уже известна значительно

лучше: $\sin^2 \theta = 0,23 \pm 0,02$. Это вселяет вполне оправданную надежду на то, что ее окончательное экспериментальное значение совпадает с теоретическим предсказанием (34), которое, быть может, следует уточнить посредством учета радиационных поправок. Это могло бы в значительной мере укрепить авторитет идеи, согласно которой уже при какой-то огромной температуре T_G из большого объединения всех трех взаимодействий выделяются сильные взаимодействия, с одной стороны, и слабые и электромагнитные взаимодействия — с другой. Естественно предположить, что это происходит вследствие еще одного фазового перехода первого рода, который претерпевает Вселенная при температуре T_G .

В рамках теорий большого объединения, когда кварки и лептоны входят в состав общего калибровочного мультиплетта, существует естественный механизм, приводящий к несохранению числа барионов и лептонов. Он обеспечивается калибровочными векторными бозонами и хиггсовскими скалярными бозонами, которые переводят кварки в лептоны и обратно. И действительно, во всех перечисленных выше простых теориях большого объединения, начиная с варианта Пати и Салама, обнаруживается несохранение барионов и лептонов. Массы «Х-бозонов» должны быть порядка величины kT_G , фигурирующей в формуле (33), точно так же, как массы W- и Z-бозонов порядка kT_c , где T_c — температура, при которой происходит спонтанное нарушение симметрии $SU(2) \times U(1)$. В нашей совместной работе 1974 г. Джорджи, Куин и я сделали грубую оценку времени жизни протона. Опираясь на размерностные соображения, мы высказали мысль, что это время определяется формулой типа выражения (15), и отметили, что при характерном для большого объединения энергетическом масштабе (порядка $5 \cdot 10^{15}$ ГэВ), диктуемом формулой (33), оно оказывается порядка 10^{32} лет. Как уже говорилось выше, такая скорость распада протона еще достаточно мала для того, чтобы этот процесс ускользнул из поля зрения в осуществленных до сих пор экспериментах, но все же не настолько мала, чтобы сделать безнадежной всякую попытку обнаружить этот распад.

С тех пор упомянутые оценки были улучшены в более детальных исследованиях многих авторов. Я имею в виду Бураса, Эллиса, Жиллара и Нанопулоса; Росса; Голдмана и Росса; Марчиано; Ярлского и Индриана; Ченга, Даса и Перец-Мерседера; Махачека, а кроме того, в последнее время, возможно, появились также и результаты ряда других авторов. Не вдаваясь в детали, скажу только, что сейчас масса сверхтяжелых бозонов грубо оценивается в $10^{14} - 10^{15}$ ГэВ. Эта оценка несколько ниже той, которая получается из формулы (33). В то же время вычисленное выше значение $\sin^2 \theta$ вряд ли можно сколько-нибудь изменить. Поэтому время жизни протона сейчас оценивается в $10^{30} - 10^{32}$ лет. К сожалению, оно зависит от деталей весьма сложной физики сильных взаимодействий (например, от того, каков интеграл перекрытия кварков внутри нуклона), так что, по всей вероятности, нельзя предсказать его величину достаточно точно.

Представляется интересным обратить внимание на следующее поразительное обстоятельство: хотя при получении формулы (33), которая дает оценку энергетического масштаба, характерного для теорий большого объединения, никак не учитывалась гравитация, получился результат, который всего лишь немногими порядками отличается от планковской массы, равной 10^{19} ГэВ. Этот факт подсказывает нам, что, быть может, существует определенная связь между гравитационным взаимодействием и спонтанным нарушением калибровочной симметрии большого объединения. Очень возможно, что слишком наивна сама идея такого объединения калибровочных теорий без включения гравитации. Отчасти по этой

причине я акцентировал выше внимание только на наиболее общих аспектах проблем, связанных несохранением барионного числа и моделями большого объединения, — на тех аспектах, у которых есть шанс «пережить» последующий переход к более реалистической и всеобъемлющей теории. Мы уже подошли к тому рубежу, когда для нас становится посильным обсуждение природы материи и истории Вселенной вплоть до температур порядка планковской, однако мы еще не достигли такого уровня понимания, чтобы полностью доверять всем деталям получаемых нами результатов.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Космологию и физику элементарных частиц нельзя рассматривать порознь. В своем развитии Вселенная прошла через период теплового равновесия, начавшийся с температуры порядка 10^{14} ГэВ, когда, как мы думаем, распались последние Х-бозоны, и длившийся до температуры, примерно равной 1 МэВ, когда это равновесие было нарушено вследствие выхода из него нейтрино. Период теплового равновесия поглотил в себе почти все эффекты, связанные с наиболее интересными для теории частиц событиями — фазовыми переходами в КХД и в калибровочной теории $SU(2) \times U(1)$, распадом сверхтяжелых частиц и т. п. Несколько характерных ингредиентов, вроде отношения барионного и лептонного чисел к энтропии, — вот все, что сохранило память обогромной предшествовавшей эре (длившейся всего около 0,01 с!), в течение которой Вселенная охладилась от 10^{19} ГэВ до 1 МэВ. После этого начались неравновесные процессы типа нуклеосинтеза, уже оставившие определенные следы, которые доступны астрономическим наблюдениям. Это подарок судьбы космологам, поскольку они могут вычислять интересующие их величины, скажем, содержание гелия, не слишком беспокоясь о том, что происходило на очень ранних стадиях развития Вселенной. Зато это плохо для нас, физиков, изучающих элементарные частицы, поскольку нам не приходится ожидать от космологических наблюдений значительной информации, которая могла бы дополнить эксперименты, осуществимые в земных условиях. Все же отношение барионного числа к энтропии может послужить тем связующим звеном, которое представляет интерес для обоих направлений науки.