

алгебраического уравнения без $e^{-1/\theta}$, но после этого температура подставляется в экспоненту.

Физически очевидно, что в зарядово-несимметричной модели количество первичных антибарионов пренебрежимо мало, после $t > 0,01$ сек., $T < 10$ Мэв, $\theta < 0,01$ $\bar{r} = \bar{r}_{\text{равн}} < 10^{-70}$. Таким образом, в рассматриваемой теории реликтовые антибарионы в нашу эпоху практически совершенно отсутствуют. Однако в нашу эпоху имеются антибарионы, получающиеся при взаимодействии космических лучей с обычным веществом; абсолютная их концентрация мала (около 10^{-22} см⁻³), но она значительно выше концентрации реликтовых антибарионов, о которых говорилось выше.

§ 4. Реликтовые кварки в горячей модели

В соответствии с § 3 гл. 6 предположим, что существуют частицы (кварки) с барионным зарядом $1/3$ и дробным электрическим зарядом. Отсюда следует, что возможно превращение одних кварков в другие путем β -распада; можно предположить, что стабилен q_1 (если его масса меньше массы q_2 и q_3). Соответственно стабилен в таком случае и \bar{q}_1 . Подчеркнем, что до сих пор ни в составе первичных космических лучей или продуктов их взаимодействия с ядрами, ни на ускорителях свободные кварки не наблюдались. Существование их в настоящее время является гипотезой, весьма привлекательной, но недоказанной, и все более подвергается сомнению.

Немалую роль в развитии этих сомнений сыграла, как мы сейчас увидим, и космология. Горячая модель Вселенной приводит к выводу о возможности заметной концентрации реликтовых кварков, покоящихся или прилипших к ядрам. В ряде стран ведутся эксперименты, направленные на обнаружение таких кварков в обычных веществах путем опытов такого же типа, как классические опыты Милликена по измерению заряда электрона.

В связи с этим анализ вопроса о равновесии и закалке кварков в горячей модели (в предположении, что верна гипотеза об их существовании) представляет астрофизический интерес. Если кварки будут обнаружены, то изучение их концентрации и распределения во Вселенной даст совершенно новые, весьма ценные данные о ее эволюции.

Итак, обозначая M_q массу кварка, мы должны ожидать, что при $kT > Mc^2$ равновесная концентрация кварков и антикварков не отличается от концентрации всех других сортов частиц. По мере понижения температуры в ходе расширения концентрация убывает, как $e^{-Mc^2/kT}$. Вся теория закалки кварков строится вполне аналогично теории закалки нуклонов и антинуклонов в симметричной модели (см. предыдущий параграф).

Предполагается, что масса кварка в несколько раз больше массы нуклона. Поэтому равновесная концентрация вскоре становится ничтожно малой, меньше одного кварка на всю наблюдаемую Метагалактику при температуре порядка нескольких кэв. Однако задолго до этого наступает момент, когда скорость реакции, ведущей к установлению равновесия, становится слишком малой и происходит закалка остающихся q и \bar{q} , после чего их абсолютная концентрация (число в 1 см^3) продолжает уменьшаться лишь за счет общего расширения, а отношение их концентрации к концентрации нуклонов n_N , т. е. n_q/n_N , $n_{\bar{q}}/n_N$, стремится к постоянной величине.

Кварки сильно взаимодействуют между собой. Малая скорость реакции связана с тем, что для реакции с участием кварка нужно всегда не меньше двух q или пары q и \bar{q} . На первый взгляд кажется, что, поскольку барион B состоит из $3q$, необходимо тройное столкновение. В действительности энергетически вполне возможен процесс



(так как $M_q > m_N$), и ясно, что двойные столкновения происходят чаще тройных. Пара $q + \bar{q}$ аннигилирует, превращаясь в мезоны.

Обратное время бимолекулярной реакции уничтожения кварков дается выражением

$$\tau^{-1} = \sigma v (n_q + n_{\bar{q}}), \quad (7.4.2)$$

где σ — сечение реакции порядка $(\hbar/Mc)^2 c/v$, v — скорость кварков.

Закалка кварков достигается при температуре более высокой, чем закалка антинуклонов, т. е. в период приближенной зарядовой симметрии по N и \bar{N} даже в зарядово-несимметричной модели. Поэтому с высокой точностью $n_q \approx n_{\bar{q}}$, $n_q - n_{\bar{q}} \ll n_q$.

Реакция (7.4.1) способствует дальнейшему уменьшению разности $n_q - n_{\bar{q}}$, и в дальнейшем, запомнив этот вывод (который интересен сам по себе и, мы надеемся, с течением времени будет сопоставлен с наблюдениями, если кварки существуют), будем писать просто n_q . Итак, скорость реакции стремится к нулю при уменьшении n_q .

Напомним результаты предыдущего параграфа.

Для нахождения времени, при котором происходит закалка, скорость реакции установления равновесия нужно сравнить со скоростью расширения или со скоростью изменения равновесной концентрации (различие между соответствующими характерными временами не очень велико).

Итак, существует такое t_1 (космологическое время, протекшее с момента $\rho = \infty$) и соответствующее n_{q1} , при которых время про-

текания реакции τ равно t_1 , $\tau = t_1$. Соответствующее отношение n_q/n_N после этого приблизительно (с точностью до численного коэффициента) сохраняется в ходе дальнейшего расширения, так как можно написать

$$\frac{d(n_q/n_N)}{dt} = -\sigma v \left(\frac{n_q}{n_N}\right)^2 n_N,$$

$$n_N \sim t^{-3/2}, \quad \int_{t_1}^{\infty} n_N dt \sim \int_{t_1}^{\infty} t^{-3/2} dt,$$

и интеграл в последнем равенстве сходится при $t \rightarrow \infty$; условие начала закалки t_1 обеспечивает, что n_q/n_N не сильно меняется.

Итак, условие закалки выделяет определенное значение n_{q1} . Равновесная концентрация $n_{q, \text{равн}}$ экспоненциально зависит от массы кварков. Но если $n_{q1} = n_{q, \text{равн}}$ задано, то это значит, что момент закалки t_1 и температура T_1 , при которой происходит закалка, сами подстраиваются к значению массы кварка M_q , $kT = \frac{M_q c^2}{1/\pi \alpha}$, где α зависит от сечения σ , от скорости расширения и других факторов, но зависимость от этих факторов только логарифмическая. В результате получающееся n_{q1} уже не зависит экспоненциально от M_q — это и есть важнейший результат. Именно поэтому можно надеяться обнаружить реликтовые кварки — даже в том случае, если масса кварков велика и обнаружение кварков ядерно-физическими методами не удастся.

Повторяя теперь рассуждения предыдущего параграфа, приходим к формуле

$$\frac{n_{q1}}{n_{\bar{N}_1}} \approx \left(\frac{GM^2}{\hbar c}\right)^{1/2} \approx 10^{-10}.$$

Здесь $n_{\bar{N}_1}$ есть концентрация всех видов частиц (γ , e^+ , e^- , ν , ...) на момент закалки, численное значение дано для M_q порядка массы нуклона. Обсуждая вопрос об энтропии горячей модели, мы нашли (см. § 1 гл. 6)

$$\frac{n_N}{n_{\bar{N}}} \approx S^{-1} = \text{const} \approx 10^{-9},$$

где n_N — концентрация барионов. Отсюда находим (подставляя для момента закалки $\frac{n_{N_1}}{n_{\bar{N}_1}} \approx 10^{-9}$)

$$\frac{n_{q1}}{n_{N_1}} = \frac{10^{-10}}{10^{-9}} = 10^{-10}.$$

Это отношение после момента t_1 практически не меняется и должно сохраниться к нашему времени.

Мы видим, что концентрация реликтовых кварков, отнесенная к барионам, пропорциональна удельной энтропии. Горячая модель предсказывает для первичного вещества $\sim 10^{-10}$ кварков (и столько же антикварков) на один барион. Расчет не претендует на точность, но результат оказывается впечатляющим — ведь распространенность (кларк) золота (т. е. Au/H) $\approx 10^{-12}$, кларк радия $Ra/H \approx 10^{-18}$. Итак, если кварки существуют, то в природе — наверное, и в земной коре — они должны встречаться чаще, чем золото!

Изложенные результаты, относящиеся к закалке кварков, были получены в уже упомянутой работе Зельдовича, Окуня и Пикельнера (1965). Когда выполнялась эта работа, горячая модель еще не могла считаться полностью доказанной, поэтому в работе приведены как высокие цифры, относящиеся к горячей модели, так и низкие для холодной модели. Здесь мы приводим только расчет для горячей модели. В работе рассмотрен также вопрос о дальнейшей судьбе кварков, в частности об их прилипании к ядрам и выгорании в звездах.

Заметим, что благодаря зарядовой симметрии всегда остаются q и \bar{q} обоих знаков заряда. Если стабилен q с зарядом $Z = +2e/3$, то остается и реликтовый \bar{q} с $Z = -2e/3$. В противном случае остаются q с $Z = -e/3$ и \bar{q} с $Z = +e/3$. На первый взгляд то, что $n_q \approx n_{\bar{q}}$, облегчает дальнейшее выгорание q и \bar{q} в веществе звезды: при столкновении q и \bar{q} нет кулоновского барьера. Однако в действительности, как отмечалось в этой же работе, отрицательные q или \bar{q} всегда стабилизируются прилипанием к ядрам! Поэтому наличие частиц с зарядами обоих знаков способствует выживанию отрицательных q или \bar{q} в звездах. Выгорание, по-видимому, не очень значительно. Очень труден вопрос о распределении кварков в ходе эволюции звезд и образования планет. По вопросу об экспериментальных методах поисков реликтовых кварков ограничимся указанием литературы: Бекки, Галлиаро, Морпурго (1965), Брагинский (1966), Чупка, Шиффер, Стивенс (1966), Брагинский и др. (1967, 1968), Пикельнер, Вайнштейн (1966).

Еще раз подчеркнем, что кварки пока так и не найдены и существование их как отдельных частиц (а не чего-то в виде возбуждений, аналогичных фононам в твердом теле, например) многими подвергается сильному сомнению. Вспомним, однако, замечания в гл. 5, § 3 о партонах или кварках с целым зарядом. Их экспериментальное обнаружение труднее. В настоящее время не ясно, доказывает ли эксперимент отсутствие в природе кварков с целым зарядом или нейтральных.

В самое последнее время, отчасти под влиянием космологических соображений, сформулирован вариант теории кварков, не требующий изменения законов сохранения.

Предполагается, что существуют три семейства кварков, по три кварка в каждом семействе. Эти три кварка называем по-прежнему p, n, λ . О разных семействах говорят, что они отличаются «цветом». По типографским соображениям будем отличать семейства индексом: первое семейство p_1, n_1, λ_1 , второе p_2, n_2, λ_2 , третье p_3, n_3, λ_3 .

Барионы представляют собой белые комбинации цветных кварков: каждый барион состоит из одного кварка первого семейства, одного кварка второго семейства и одного антикварка третьего семейства. Тогда можно приписать каждому кварку (любому из девяти) единичный барионный заряд. Электрические заряды кварков в такой схеме могут быть целыми, например:

$p_1 (+), n_1 (+), \lambda_1 (0); p_2 (0), n_2 (-), \lambda_2 (-); p_3 (+), n_3 (0), \lambda_3 (0)$.
В такой схеме, не нарушая принцип Паули, можно собрать барион из кварков с параллельными спинами, например: $\Delta^{++} = (p_1, p_2, \bar{n}_3)$, или $\Delta^- = (n_1, n_2, \bar{p}_3)$, или $\Omega^- = (\lambda_1, \lambda_2, \bar{\lambda}_3)$.

Все кварки могут быть нестабильными; можно предположить, что каждый из них способен распадаться, превращаясь в протон и лептоны при точном сохранении барионного и электрического заряда *). В такой теории на ранней стадии горячей Вселенной, вблизи сингулярности, кварков много, но они полностью вымирают за счет экспоненциального распада к настоящему времени.

Теперь сформулируем вывод из десятилетнего развития гипотезы кварков. Косвенные данные о существовании кварков не дают уверенного ответа на вопрос об их стабильности. Предположим, что прямой лабораторный опыт докажет существование нового типа тяжелых стабильных частиц. Стабильность подразумевает абсолютный запрет на спонтанный распад одиночных частиц. Добавим еще условие: частицы не должны аннигилировать при встрече с протонами и электронами (таким образом, исключаем антипротон и позитрон). Аннигиляция при встрече двух новых тяжелых частиц не исключается.

Такой лабораторный опыт, такое — и только такое! — открытие будет иметь огромное значение для космологии. Теория горячей Вселенной предсказывает определенную остаточную концентрацию стабильных частиц. Сопоставление этого теоретического вывода с наблюдениями даст сведения об очень раннем этапе эволюции, $z \sim 10^{13}$, абсолютное время порядка 10^{-6} сек.

§ 5. Нуклеосинтез в теории горячей Вселенной

В данном параграфе рассматриваются ядерные реакции, от которых зависит химический состав дозвездного вещества. Мы рассматриваем эти процессы в зарядово-несимметричном мире, каковым, по нашему мнению, является (по крайней мере) наблюдаемая

*) Лептонные заряды кварков надо выбрать такими же, как у барионов.