

из-за несохранения C и CP $\Gamma_1 \neq \tilde{\Gamma}_1$. Поэтому микро-скопич. асимметрия

$$\delta_{\text{micro}} = \frac{1}{2} (B_X - B_{\tilde{X}}) = \frac{\Gamma_1 - \tilde{\Gamma}_1}{\Gamma_{\text{tot}}} \neq 0.$$

Макроскопич. асимметрия δ получается при этом поряд-ка

$$\delta \sim \frac{0,1}{N} \delta_{\text{micro}} \cdot S,$$

где N — полное число степеней свободы всех частиц (оно определяет увеличение числа фотонов за счёт аннигиляции остальных частиц), S — макроскопич. фактор подавления, учитывающий влияние симметричной плазмы на распады лепто-кварков. В рассмотренном примере

$$S \approx \begin{cases} 1, & \text{если } \xi \leq 1, \\ \frac{0,2}{\xi \ln \xi}, & \text{если } \xi > 1, \end{cases}$$

где $\xi = \Gamma_{\text{tot}} \cdot M_0 / M_X^2$, $M_0 = M_{Pl} / 1,66 \cdot N^{1/2}$ ($M_{Pl} = 1,2 \times 10^{19}$ ГэВ — планковская масса). При $\xi \leq 1$ распады лепто-кварков являются неравновесными и поэтому весь избыток барионного заряда доживает до совр. эпохи. Если же $\xi \geq 1$, то частичное термодинамич. равновесие по процессам с несохранением B приводит к уменьшению Б. а. В. При определ. выборе параметров модели можно прийти к такой ситуации, когда Б. а. В. практически не зависит от нач. условий: даже если в сингулярности был барионный избыток, равновесный по взаимодействиям с несохранением B период «стирает» нач. значение B , при выходе же из этого периода Вселенная приобретает $B \neq 0$ за счёт микропроцессов. Получаемая при этом величина δ при естеств. выборе параметров составляет

$$\delta \sim 10^{-6} - 10^{-12}.$$

Большие неопределённости в предсказании δ в рамках моделей великого объединения связаны с возможностью существования разл. механизмов нарушения CP -инвариантности в этих моделях (напр., при спонтанном нарушении CP -симметрии могут образовываться макроскопические домены вещества и антивещества) и с недостаточным знанием законов эволюции Вселенной на ранних этапах её расширения (возможная неоднородность и анизотропность, влияние фазовых переходов с изменением группы симметрии великого объединения и т. д.). Трудно оценить также вклад в δ испарения первичных чёрных дыр из-за незнания их спектра и концентрации на ранних этапах расширения Вселенной. Вместе с тем близость оценки δ к наблюдаем. данным приводит к заключению, что описанный механизм возникновения Б. а. В. может соответствовать действительности.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строе-ние и эволюция Вселенной, М., 1975; Сахаров А. Д., Нарушение CP -инвариантности и S -асимметрии и барионная асимметрия Вселенной, «Письма в ЖЭТФ», 1957, т. 5, с. 32; Кузь-мин В. А., CP -инвариантность и барионная асимметрия Вселенной, там же, 1979, т. 12, с. 335; Зельдович Я. Б., Зарядовая асимметрия Вселенной как следствие испарения чёрных дыр и несимметрия слабого взаимодействия, там же, 1976, т. 24, с. 29; Игнатьев А. Ю., Кузьмин В. А., Шапошников М. Е., О происхождении барионной асим-метрии Вселенной, там же, 1979, т. 30, с. 726; Долгов А. Д., Зельдович Я. Б., Космология и элементарные частицы, «УФН», 1980, т. 130, с. 559; Кузьмин В. А., Тра-чев И. И., Шапошников М. Е., Существуют ли до-мены антивещества во Вселенной, «Письма в ЖЭТФ», 1981, т. 33, с. 557; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981; Вайнберг С., Первые три минуты, пер. с англ., М., 1981; Вилчек Ф., Космическая асимметрия между материей и антиматерией, пер. с англ., «УФН», 1982, т. 136, с. 149; Igna-tyev A. Yu. и др., Universal CP -noninvariant superweak interaction and baryon asymmetry of the Universe, «Phys. Lett.», 1978, v. 76 B, p. 436. В. А. Кузьмин, М. Е. Шапошников.

БАРИОННОЕ ЧИСЛО (барионный заряд), B , — характеристика частиц (и систем частиц), отражающая установленный на опыте закон сохранения «тяжёлых» частиц — барионов. Понятие «Б. ч.» введено в 1938 Э. Штукельбергом для объяснения стабильности про-

тона, поскольку законы сохранения энергии-импульса, момента кол-ва движения и электрич. заряда не могут «запретить» возможности распада протона на более лёгкие частицы (напр., по каналам: $p \rightarrow e^+ \gamma$, $p \rightarrow e^+ \pi^0$, $p \rightarrow \pi^+ \nu$) или аннигиляции протонов в ядрах (напр., $pp \rightarrow e^+ e^+$, $pp \rightarrow \pi^+ \pi^+$). Отсутствие в природе таких переходов можно объяснить наличием у протона особо-го «заряда» — Б. ч., закон сохранения к-рого «за-прещает» распад протона на мезоны и лептоны, не имеющие Б. ч. Подобно электр. заряду, Б. ч. следует считать аддитивной величиной, причём Б. ч. частиц и античастиц должны быть равны по абс. ве-личине и противоположны по знаку.

Используя предположение о сохранении Б. ч., можно однозначно установить его величину для всех др. час-тиц по их распадам. Напр., из наблюдения распадов $\pi \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$, $\Lambda \rightarrow p \pi^-$, $E^- \rightarrow \Delta \pi^-$, $\Delta^0 \rightarrow p \pi^-$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$, $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^-$ следует, что нейтрон, Λ , Σ -гипероны и Δ -резонанс имеют Б. ч., равные Б. ч. про-тона, а K^+ - и ω -мезоны — нулевые Б. ч. Совокупность экспери-мент. данных подтверждает отсутствие переходов с нарушением закона сохранения Б. ч. не только для протона, но и для всех остальных частиц (напр., от-сутствие распада $\Lambda \rightarrow e^+ \pi^-$). Принимая условно Б. ч. протона за $+1$ (антипротона за -1), можно сформу-лировать закон сохранения Б. ч. как закон сохранения числа барионов: во всех процессах разность общего числа барионов и общего числа антибарионов сохра-няется.

Все частицы, наблюдавшиеся в свободном состоянии, имеют целые Б. ч., т. е. кратные Б. ч. протона. Вместе с тем составляющим адронов — кваркам приписываются дробные Б. ч., равные $1/3$. (Следует, однако, отметить теоретич. возможность приписывать цветным кваркам и целые Б. ч.; см. *Кварки*.)

Математически закон сохранения Б. ч. может быть получен из предположения о том, что лагранжиан вза-имодействующих полей инвариантен относительно след. преобразования полей всех частиц:

$$\psi_a \rightarrow e^{iB_a \beta} \psi_a; \quad \psi_a^* \rightarrow \psi_a^* e^{-iB_a \beta} \quad (1)$$

(* означает комплексное сопряжение), где B_a — Б. ч. частицы, отвечающей полю ψ_a , β — произвольная по-стоянная, т. е. из предположения о существовании гл о-бальной симметрии $U(1)$. Теоретич. воз-можность существования у лагранжиана локаль-ной симметрии $U(1)$, т. е. инвариантности относительно преобразования (1) с величиной β , являю-щейся произвольной ф-цией пространственно-времени-вой точки, приводила бы к существованию безмассового калибровочного поля (т. е. калибровочного поля, кванты к-рого имеют нулевую массу), источником к-рого было бы Б. ч. В этом случае Б. ч. играло бы роль «заряда», создающего особое поле — поле «барионных фотонов», а между барионами существовали бы особые дальнедействующие силы. Совр. эксперименты не об-наруживают таких сил. Из опытов, доказывающих равенство инертной и гравитац. масс с точностью до 10^{-12} , следует, что константа взаимодействия барионов с полем «барионных фотонов» (если бы оно существова-ло) должна быть, по крайней мере, на 45 порядков мень-ше константы эл.-магн. взаимодействия $\alpha \approx 1/137$. Отсутствие безмассового калибровочного поля, отве-чающего Б. ч., т. е. отсутствие локальной симметрии, указывает на принципиальное различие между Б. ч. и электр. зарядом, обладающим точным зако-ном сохранения. Это может служить указанием на при-ближённый характер закона сохранения Б. ч.

В нек-рых моделях т. н. великого объединения сла-бого, эл.-магн. и сильного взаимодействий предска-зывается возможность нарушения закона сохранения Б. ч. и, следовательно, возможность распада протона (напр., $p \rightarrow e^+ \pi^0$) или осцилляции нейтрона ($n \rightarrow \bar{n}$). Такой приближённый характер сохранения Б. ч. не