

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАДА

1001
СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 4267



А. Д. Сахаров

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

АНТИКВАРКИ ВО ВСЕЛЕННОЙ

1969

P2 - 4267

А.Д.Сахаров

АНТИКВАРКИ ВО ВСЕЛЕННОЙ

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

Цель этой работы - обратить внимание на возможное существование в природе (в Космосе и на Земле), в предположении барионно-нейтральной зарядово-несимметричной Вселенной, гипотетических частиц со следующими свойствами:

1. Частица обладает барионным зарядом $\bar{p}_b = -\frac{1}{3}$, т.е. является антикварком. Частица стабильна.

2. Средняя космическая концентрация антикварков во Вселенной в три раза больше средней космической плотности нуклонов (барионная нейтральность Вселенной при зарядовой асимметрии, выражающейся в отсутствии антинуклонов и кварков).

3. Масса антикварков в 10-15 раз больше массы протона.

4. Стабильные антикварки предполагаются электрически-нейтральными. Таким образом, мы принимаем кварковую модель с целочисленными зарядами кварков. Мы предполагаем также, что антикварк не образует с нуклонами связанного состояния (дикварка) и поэтому захватывается ядрами. Эти два предположения устраняют явные противоречия с экспериментом, которые в противном случае возникли бы.

5. Антикварк является адроном. Его сечение рассеяния на ядрах - порядка $10^{-24} - 10^{-26}$ см².

Оценка массы антикварка $m = 10-15 m_p$ основана на следующих предположениях. Средняя плотность вещества во Вселенной предполагается "критической", т.е. связанной с постоянной Хаббла H соотношением:

$$\rho = \frac{3H^2}{8\pi G} = 1,2 \cdot 10^{-29} \frac{\text{Г}}{\text{см}^3}$$

Из этого соотношения, как известно (см., например, /1/), следует равная нулю пространственная кривизна Вселенной и критическая асимптотика расширения (a - "масштаб")

$$\begin{aligned} a &\rightarrow 0 \\ &\text{при } t \rightarrow \infty. \\ a &\rightarrow \infty \end{aligned}$$

Большую часть плотности вещества отождествляем с плотностью распределенных в межгалактическом пространстве антикварков, а большую часть плотности нуклонов отождествляем со средней космической плотностью вещества, сосредоточенного в галактиках. По оценке Оорта, последняя величина $\rho_{\text{гал}} = 5 \cdot 10^{-31} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$. Учитывая предположенное нами соотношение числа антикварков и числа нуклонов 3:1, имеем отношение масс антикварка и протона

$$\frac{m}{m_p} \approx \frac{\rho_{\text{крит.}}}{3\rho_{\text{гал.}}} \approx 13.$$

В этой работе существование частиц с указанными свойствами связывается с гипотезой о космологической CPT-симметрии Вселенной /2/ и с трехплетной моделью кварков /3/. Экспериментальные поиски подобных частиц представляются оправданными, поскольку их существование не противоречит имеющимся экспериментальным фактам.

§1. Барийонная асимметрия Вселенной

Квантовая теория поля принимает CPT-инвариантность уравнений. Вместе с тем в окружающем нас мире отсутствуют макроскопические количества антинуклонов и позитронов, что ставит нас перед явной загадкой. В настоящее время возможны различные точки зрения на эту проблему (по меньшей мере три).

1. Барийонной асимметрии в космическом масштабе нет - 50% галактик состоят из антивещества с отрицательным барийонным зарядом (защиту этой точки зрения см. в /4/).

2. Барийонный заряд есть строго сохраняющаяся и в среднем по Вселенной определенно-положительная величина. Эта точка зрения принята, в частности, авторами /1/. Согласно этой концепции, в начальный момент расширения горячей Вселенной, при температурах много больше (в единицах $h = c = k = 1$), чем масса протона, имел место малый относительный "начальный" избыток числа барийонов над числом антибарийонов

$$\frac{N_0 - \bar{N}_0}{N_0 + \bar{N}_0} \approx 10^{-9} - 10^{-8}, \text{ который сохранился после аннигиляции, так что}$$

$$N_1 = N_0 - \bar{N}_0, \quad \bar{N}_1 = 0.$$

Открытое в 1964 году нарушение CP-инвариантности при распаде K_{02} -мезона лежит в основе третьей гипотезы, выдвинутой в работе /2/.

Еще в 1958 году С. Окубо указал, что из нарушения CP-инвариантности должно следовать, в принципе, различие парциальных вероятностей зарядово-сопряженных реакций (он привел пример соотношения двух каналов распада Σ_+ и соответствующей античастицы; одновременно он отметил, что из CPT-инвариантности следует точная зарядовая симметрия масс и полных вероятностей распадов). В настоящее время известны конкретные экспериментальные примеры зарядовой асимметрии парциальных вероятностей. В силу этого "эффекта Окубо" в нестационарных условиях расширяющейся Вселенной зарядовая асимметрия могла возникнуть при зарядово-симметричных начальных условиях. Логическим завершением и одновременно обоснованием представления о зарядовой симметрии начального состояния Вселенной является выдвинутая в работе /2/ гипотеза о полной "тождественной" космологической CPT-инверсии всех явлений природы в сингулярной гиперповерхности 4-мира фридмановской модели Вселенной^{x)}. Эта гипотеза наиболее естественным образом отвечает на вопрос о том, что было до момента максимальной плотности. Гипотеза совместна с CPT-инвариантностью уравнений квантовой теории поля.

В этой гипотезе энтропия монотонно возрастает при возрастании $|t|$, а не t , что может вызвать сомнения. Заметим, что возрастание энтропии в статистической механике есть следствие статистических граничных условий. Обычно предполагается, что эти условия налагаются при $t \rightarrow -\infty$. В модели с сингулярной точкой

x) Космологическая CPT-инверсия определяется для метрики $ds^2 = dt^2 - a^2(dx^2 + dy^2 + dz^2)$ как отражение в гиперповерхности нулевой протяженности $t=0$, $a(0)=0$ с заменой $t \rightarrow -t$, $a \rightarrow -a$ частица \rightarrow античастица, с сохранением x, y, z . По гипотезе /2/ такое преобразование есть тождественное преобразование. В работе /2/ приведены аргументы, согласно которым в окрестности особой точки $t=0, a=0$ и $\epsilon \approx s^{2/3}$ (ϵ - плотность энергии, s - плотность энтропии). Температура $T = \frac{d\epsilon}{ds}$ при таком уравнении состояния $\rightarrow 0$ при $s \rightarrow \infty$. Поэтому не исключено, что в начальный момент времени $t=0$ вещество находилось в сверхтекучем состоянии, что должно сказаться на спектре начальных космологических неоднородностей распределения материи.

наиболее естественно наложение граничных условий в окрестности этой точки, т.е. при $t \rightarrow 0$, что и приводит к указанному закону роста энтропии.

Для рассмотрения вопроса о барионной асимметрии необходимо конкретизировать предположения о сохранении барионного заряда. В ^{/2/} автор предположил приближенный характер закона сохранения барионного заряда. В этой работе мы вернемся к концепции точного сохранения барионного заряда.

3) Принимаем, что средняя космическая плотность барионного заряда всегда равна нулю. На данной стадии существования Вселенной положительный барионный заряд сосредоточен в нуклонах, а отрицательный — в нейтральных стабильных антикварках. Эта зарядовая асимметрия возникла на ранних стадиях расширения горячей Вселенной как следствие зарядовой асимметрии парциальных вероятностей при нестационарных процессах расширения и охлаждения зарядово-симметричной плазмы с гигантской плотностью энтропии и температурой порядка 10^{19} эв (по оценке данной ниже). Нейтральные (и вообще целено-заряженные) кварки и антикварки постулируются в трехтриплетной кварковой модели, предложенной в 1964–65 гг. независимо рядом авторов (см. работы Намбу, Хана, Боголюбова, Струминского, Тавхелидзе, Морпурго и др., ^{/3/}). Эта модель существенна для нашей аргументации.

§2. Трехтриплетная модель

Однотриплетная кварковая модель встречается с двумя трудностями: 1) Предполагаемые в ней кварки с дробными электрическими зарядами экспериментально не обнаружены. 2) Три кварка в составе бариона в силу Ферми-статистики не могут иметь симметричную координатную волновую функцию, наиболее естественную в динамическом смысле. Обе эти трудности снимаются в трехтриплетной модели ^{/3/}. Мы ограничимся рассмотрением варианта модели, изображенного на таблице. 9 различных кварков будем характеризовать "индексом столбца" i , принимающим значение $i = p, r, \lambda$, и "индексом строки" j , принимающим значения $j = a, b, c$.

В таблице сведены принимаемые значения электрического заряда (в рамке), а также странности S и введенного нами нового квантового числа κ ("шарм" - заряд). Как и в однотриплетной схеме, λ - кварк в каждой строчке считается сильно отличающимся по массе от двух "обычных" кварков p, r в тех же строчках. Для обычных кварков применяем собирательное название ℓ - кварки: $\ell = p, r$.

Аналогично этому мы считаем, что a - кварк в каждом столбце имеет массу, существенно отличную от массы кварков в двух других строчках того же столбца. Аргументы в пользу выбора именно первой строчки приводятся ниже. Конечно, при этом не исключается и меньшее по масштабу отличие по массе и другим свойствам кварков с индексами b и c ; во всяком случае они считаются различными в смысле принципа Паули. Для b и c - кварков применяем собирательное название α - кварки. Существенное отличие α от a оправдывает введение квантового числа κ , аналогичного странности s λ - кварка, существенно отличного от ℓ - кварков.

$j \backslash i$		ℓ	ℓ	λ
	κ	p	r	λ
	s	0	0	-1
a	1	0	-1	-1
ab	0	1	0	0
ac	0	1	0	0

Барионный заряд всех 9 кварков $p_b = +\frac{1}{3}$. Все заряды (χ_b , электрический, κ и s) для 9 антикварков обратны по знаку.

Волновая функция барионов предполагается антисимметричной по индексу строчки, что эквивалентно предположению о сильном притяжении кварков с разноименным индексом j .

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{6}} \begin{vmatrix} a(1) & b(1) & c(1) \\ a(2) & b(2) & c(2) \\ a(3) & b(3) & c(3) \end{vmatrix}$$

В этих предположениях симметричная координатная S-функция и симметричная спиновая - унитарно-спиновая функция согласуются со статистикой Ферми. "Средний" электрический заряд для ρ, π, λ -квасичастиц оказывается таким же, как в одотриплетной модели; сохраняются выводы этой модели о магнитных моментах и т.п. линейных величинах.

Волновая функция мезонов предполагается в виде

$$\Psi = A a \bar{a} + B b \bar{b} + C c \bar{c}$$

где A, B, C - параметры смешивания.

Такая структура должна иметь место при наличии сильного притяжения между кварками и антикварками одной строчки.

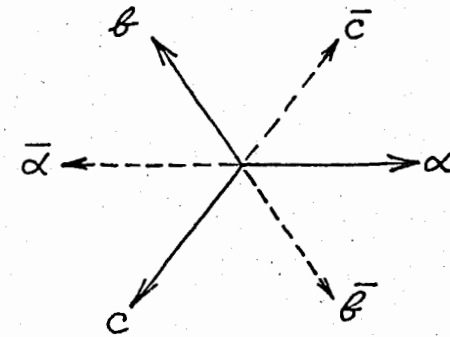
В [3,9] для псевдоскалярных мезонов постулировано $B=C=0, A=1$, для некоторых $A=B=C = \frac{1}{\sqrt{3}}$. Мы исходим из динамической модели и принимаем, что масса a -кварков существенно меньше массы a -кварков.

Отсутствие заметного векторного смешивания пар (о чем свидетельствует $\rho-\omega$ "вырождение") приводит к тому, что волновая функция векторных мезонов должна иметь вид $\Psi = a \bar{a}$ (в низшем нонете).

Для псевдоскалярных мезонов имеет место существенное смешивание по странности, приводящее, как известно, к различию масс π_0 и η_0 . Однако мы можем принять, что отличие масс a -кварков от массы a гораздо больше, чем разность масс λ и ℓ ; в этом случае формула $\Psi = a \bar{a}$ может приближенно иметь место и для псевдоскалярных мезонов. В такой динамической модели отпадает присущая некоторым формулировкам трехтриплетной схемы трудность вырождения мезонных состояний по шарму. Массы состояний, ортогональных наблюдаемым мезонам, образуют в этих предположениях высоколежащий дуплет $\Psi \approx b \bar{b} \pm c \bar{c}$. Вместе с тем в такой трехтриплетной схеме с одинаковой композицией всех ме-

зонов сохраняется ряд следствий одотриплетной схемы, например, вывод о равенстве магнитного матричного элемента распада $\omega_0 \rightarrow \pi_0 + \gamma$ и магнитного момента протона. Обзор по одотриплетной модели см. в [5]. Приняв для мезонов функцию $\Psi = a \bar{a}$, мы однозначно определяем выбор шарм-строчки. Как известно, масса заряженного K-мезона меньше массы нейтрального K-мезона, откуда можно заключить, что масса (u)-кварка меньше массы (d)-кварка. С другой стороны, мы предполагаем, что сохранившиеся в космосе реликтовые шарм-антикварки нейтральны и стабильны, т.е. обладают меньшей массой, чем все другие кварки. Отсюда следует принятый в таблице выбор первой строчки с зарядами (0, -1, -1) в качестве шарм-строчки и выбор (u)-антикварка в качестве реликтового.

Вышеприведенные соображения о коэффициентах смешивания A, B, C носят предварительный характер. Заметим в заключение, что необходимые качественные характеристики взаимодействия кварков с различными i можно получить, если ввести предположение о пропорциональности этого взаимодействия скалярному произведению на двухмерной "зарядовой" плоскости (см. рис.)



Кварк и антикварк одноименного i притягиваются с энергией взаимодействия $\approx -2m_i$, разноименные по i кварки притягиваются с энергией $\approx -m_i$, в остальных случаях имеем отталкивание. Масса дикварка оказывается $\approx m_i$, при этом вполне правдоподобно, что дикварк из тяжелых кварков b и c нестабилен $(bc) \rightarrow a + V$, а обратная реакция захвата \bar{a} невозможна.

§3. Кинематика возникновения зарядовой асимметрии

Мерой зарядовой асимметрии, которую должна объяснить теория, является отношение средней космической плотности барионов $n_B = 3 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-3}$ к средней плотности реликтовых фотонов $n_\phi = 5 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$ (см. /1/). Это отношение $\xi = 10^{-9}$ по порядку величины есть отношение конечного числа барионов к начальной энтропии Вселенной.

$$\xi = \frac{\lim_{t \rightarrow \infty} a^3 n_B}{\lim_{t \rightarrow 0} a^3 s} \approx 10^{-9}$$

a - масштаб метрики, s - плотность энтропии. Ниже используем для оценок гравитационную систему единиц

$$G = h = c = k = 1.$$

Расширение Вселенной приводит при релятивистском уравнении состояния к следующим формулам для масштаба a , температуры T , плотности энтропии s , плотности всех релятивистских частиц n (для которых $T \gg m$)

$$n \approx s \approx T^3 \approx a^{-3} \approx t^{-3/2}$$

$$a \approx t^{1/2}; \quad T \approx \frac{1}{a} \approx t^{-1/2}$$

Для нерелятивистских частиц при $T \lesssim m$, $t \gtrsim \frac{1}{m^2}$ равновесная плотность гораздо меньше, чем s . В гравитационных единицах масса протона есть $m_p = 10^{-19}$, а масса кварка $m = 10^{-18}$, так что "критический момент" времени для кварков $t_q = 10^{36}$ (10^{-7} сек в обычных единицах). Характерное время реакций сильно взаимодействующих частиц оценим как $\tau \approx \frac{1}{n} \approx \frac{1}{T} \approx t^{1/2}$. Учитывая, что $H \approx \frac{1}{t}$, имеем характерный "параметр нестационарности" для кварков $\eta = H\tau \approx \frac{\tau}{t} \approx t^{-3/2} = 10^{-18}$. Малая величина этого параметра по сравнению с ξ показывает, что возникновение зарядовой асимметрии следует отнести к моментам времени, существенно более ранним, чем $t_q = 10^{-7}$ сек, вероятно, к моменту $t_k \approx 10^{18} - 10^{25}$ сек или еще раньше, когда $\eta \gtrsim 10^{-9} \approx \xi$. Мы предполагаем, что в результате неравновесных про-

цессов при $t \leq t_k$ возникает асимметрия по шарму κ , а в ходе дальнейшего расширения эта асимметрия "закаливается", таким образом нарушающее κ взаимодействие не должно быть слишком сильным. Фактически оно должно быть гораздо слабее взаимодействия Ферми.

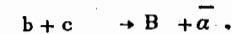
Рассмотрим образовавшуюся к моменту $t = t_q$ смесь кварков и антикварков с отличным от нуля шарм-зарядом $\kappa \neq 0$, $n_b = 0$. Пусть N_a , $N_{\bar{a}}$, N_s , $N_{\bar{s}}$ - числа кварков и антикварков разных типов

$$\left. \begin{aligned} N_a &= N_0 - \Delta & N_s &= N_1 + \Delta \\ N_{\bar{a}} &= N_0 + \Delta & N_{\bar{s}} &= N_1 - \Delta \end{aligned} \right\} \Delta - \text{смесь}$$

$$\text{Имеем } \kappa = -2\Delta, \quad n_B = 0.$$

Рассматриваем реакции с сохранением κ . При падении температуры меньше $T = m$ кварки аннигилируют, и смесь полностью переходит в низкотемпературное устойчивое состояние с общим числом барионов $N_B = \Delta$ и $N_{\bar{a}} = 3\Delta$ (с теми же значениями κ и n_b).

Это состояние устойчиво по отношению к реакциям с сохранением шарма, реакция $\bar{a} + \bar{a} \rightarrow \bar{B} + a$ запрещена по шарму, реакция $\bar{a} + B$ запрещена по нашему предположению. Предельное состояние не достигается полностью, так как плотность вещества и число столкновений падает при расширении, остаточное количество "реликтовых кварков" $a = b$, с определяется реакцией



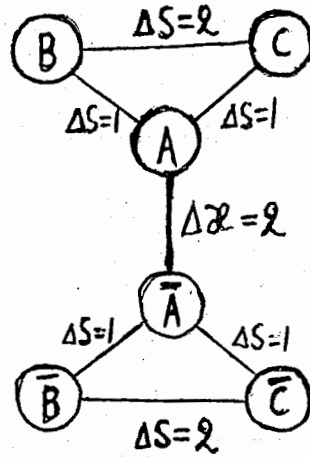
Относительное количество реликтовых a -кварков по отношению к фотонам может быть оценено как $\eta = \frac{\tau}{t} = 10^{-18}$ (т.е. по отношению к барионам оно составляет долю 10^{-9}).

Остаточное количество кварков a и \bar{a} определяется реакциями с кварками \bar{a} , которых относительно много, поэтому реликтовых кварков a и \bar{a} должно быть экспоненциально мало. Вышеприведенные рассуждения аналогичны оценкам, данным в работе /6/, где рассмотрена,

в частности, бинарная реакция с двумя кварками. Автор благодарен Я.Б. Зельдовичу за плодотворную дискуссию этого круга вопросов.

Возникновение κ -асимметрии относим к неравновесным СР-неинвариантным процессам при температуре $T > \frac{1}{t^{1/2}} \approx 10^{-9} = 10^{19}$ эв. Элементарные процессы при такой энергии совершенно не изучены. Мы ограничимся в иллюстративных целях рассмотрением "модели", которая, быть может, отражает какие-то качественные черты действительности. Рассмотрим 6 состояний с квантовыми числами (s - странность), указанными в таблице. Все эти состояния нейтральны по электрическому и барионному зарядам и могут взаимно превращаться. Из возможных переходов рассматриваем лишь показанные на схеме. Состояния с такими квантовыми числами могут быть реализованы парой кварков, например, состояние В имеет те же квантовые числа, что пара кварков $(u \bar{l})$ и $(\bar{u} \bar{l})$. Мы предполагаем, что речь идет о состояниях плотной плазмы при $T \approx 10^{19}$ эв.

	\mathcal{Z}	S
A	+1	0
B	+1	+1
C	+1	-1
\bar{A}	-1	0
\bar{B}	-1	-1
\bar{C}	-1	+1



Числа заполнения для этих состояний удовлетворяют кинетическим уравнениям типа

$$\frac{dA}{dt} = -A(\omega_{AA} + \omega_{AB} + \omega_{AC}) + \bar{A}\omega_{\bar{A}\bar{A}} + B\omega_{BA} + C\omega_{CA}$$

(рассматриваем обычную форму для $t > t_0 > 0$) и т.п. - всего 6 уравнений. Вероятности переходов ω_{ik} подчинены соотношениям, следующим из СРТ-инвариантности, но в остальном произвольны. Мы предполагаем, что нет Т-инвариантности, т.е. $\omega_{ik} \neq \omega_{ki}$ (за исключением того, что

$\omega_{A\bar{A}} = \omega_{\bar{A}A}$). Кроме того, предполагаем, что $\omega_{AB} \neq \omega_{AC}$. В этом общем случае все вероятности в "треугольниках", подчиненные 8 независимым условиям, следующим из СРТ-инвариантности, можно выразить через 4 параметра $\omega_{[AB]}$, $\omega_{[BC]}$, $\omega_{[CA]}$, δ

$$\omega_{AB} = \omega_{\bar{B}\bar{A}} = \omega_{[AB]} + \delta$$

$$\omega_{BA} = \omega_{\bar{A}\bar{B}} = \omega_{[AB]} - \delta$$

$$\omega_{BC} = \omega_{\bar{C}\bar{B}} = \omega_{[BC]} + \delta$$

Удовлетворено:

$$\omega_{ik} = \omega_{\bar{k}\bar{i}}$$

$$\sum_k \omega_{ik} = \sum_k \omega_{\bar{k}\bar{i}}$$

Кинетические уравнения благодаря этим соотношениям имеют тривиальное равновесное решение

$$A = \bar{A} = B = \bar{B} = C = \bar{C} = \text{const}$$

Однако более интересно, что неравновесные (нестационарные) решения этой системы уравнений не могут быть зарядово-симметричными, даже если начальные условия были симметричными. Положим в момент времени $t = t_0$

$$A = \bar{A} = n_1$$

$$B = \bar{B} = C = \bar{C} = n_2 \neq n_1$$

(зарядовая симметрия $\kappa = 0$).

Имеем для этого момента времени

$$\frac{d^2}{dt^2} (A - \bar{A}) \neq 0 \quad \frac{d^3 \kappa}{dt^3} \neq 0,$$

что иллюстрирует возникновение κ -асимметрии при $t > t_0$. Рассуждения данного параграфа во многом носили иллюстративный, условно-модельный характер. Их цель - показать отсутствие явных противоречий предлагаемых гипотез с современными знаниями.

§4. Антикварки в природе и возможности их обнаружения

Предполагаем, что все астрономические объекты возникли из приблизительно-однородной среды состава $B + 3\bar{a}$ в результате механизма гравитационной неустойчивости. При этом различаем объекты первого поколения, возникшие из покоящейся среды с низкой температурой частиц \bar{a} (эти объекты имеют состав $B + 3\bar{a}$) и объекты второго поколения, возникшие из магнитно-турбулентной среды с большими (немаксвелловскими) скоростями частиц \bar{a} . Большие скорости частиц \bar{a} могут быть обусловлены процессами статистического ускорения на переменных гравитационных полях. Состав объектов второго поколения, к которым мы относим все или большинство галактик, почти чисто барионный ($\frac{\bar{a}}{B} \ll 1$), так как частицы a не участвуют в магнитно-гидродинамических и турбулентных процессах обмена моментом количества движения, существенных на этой стадии космологического процесса и так как быстрые частицы не захватываются сжимающимся объектом, если их скорость v удовлетворяет неравенству $\frac{v^2}{2} > \left| \frac{d\phi}{dt} \right| \frac{L}{v}$ (ϕ - потенциал на границе объекта, L - размер объекта). Конечно, эта картина носит сугубо предварительный характер и приведена здесь в дискуссионном порядке. В качестве предварительной основы для оценок принимаем, что в нашей галактике средняя плотность \bar{a} - антикварков такая же, как в среднем во Вселенной, т.е. $n = 10^{-6} \text{ см}^{-3}$ со средней скоростью порядка скорости галактического вращения $v = 2 \cdot 10^7 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$. Из двух механизмов захвата антикварков Землей (в стадии сжатия пылевого облака и в последующий период $T = 5 \cdot 10^9$ лет) более существенным оказывается второй. Общее количество захваченных антикварков оценим как $2n v T \pi R^2 = 6 \cdot 10^{36}$. Захваченные антикварки находятся в локальном температурном равновесии с веществом Земли, практически не рассеиваются в космическое пространство, а по радиусу распределены по формуле термодиффузионного равновесия

$$n_1 (\bar{\sigma} v)_{T_1} = n_0 (\bar{\sigma} v)_{T_0} e^{-\frac{m}{k} \int_0^R dr \frac{g}{T}}$$

$(\bar{\sigma} v)_T$ - среднее произведение сечения на скорость при температуре T .

Для оценок принимаем, что плотность вещества меняется по линейному закону от $\rho_1 = 2,3$ на поверхности до $\rho_0 = 15$ в центре, так что разность гравитационных потенциалов составляет

$$\phi(R) - \phi(0) = \frac{\rho_0 + \rho_1}{\rho_0 + 3\rho_1} Rg = 0,8 Rg$$

Примем постоянную почти по всему радиусу температуру $T_0 = 3000^\circ\text{K}$, спадающую до $T_1 = 300^\circ\text{K}$ в узком слое земной коры. Положив сначала $m = 10 m_p$, находим $n_0 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $n_1 = 3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$. Положив $m = 15 m_p$, имеем резкое уменьшение n_1 до 3 см^{-3} . По-видимому, при планировании эксперимента по поиску \bar{a} - антикварков на поверхности Земли можно исходить из пределов изменения n , от 1 см^{-3} до 10^5 см^{-3} . Плотность a - кварков в центре Земли должна быть в 10^9 раз меньше и составлять $\approx 10^3 \text{ см}^{-3}$, если при этой плотности еще не существенно выгорание за счет реакции $b + c \rightarrow B + \bar{a}$.

Автор благодарен Ф.Л. Шапиро, которому принадлежат приведенные в этом параграфе оценки и соображения. Как заметил Ф.Л. Шапиро, на основании этих оценок представляется целесообразной постановка экспериментов по обнаружению антикварков в лабораторных условиях, в частности, по рассеянию ионов на антикварках. Вероятно, наиболее перспективным вариантом этих экспериментов является опыт по рассеянию ионов с энергией ≈ 1 Мэв с $A \approx 10$ на антикварках в вакуумной камере с регистрацией антикварков отдачи вне камеры (замечание Я.Б. Зельдовича). Возможен вариант опыта с регистрацией ионов отдачи внутри камеры. Возможен также макроскопический опыт с возбуждением резонансных крутильных колебаний тяжелого ротора за счет вращательного момента, переданного антикварками, испытывающими рассеяние на близком вращающемся роторе.

Автор выражает благодарность за обсуждение теоретических и экспериментальных вопросов Я.Б. Зельдовичу, С.М. Вернову, И.М. Франку, Ф.Л. Шапиро, Л.Б. Окуню, В.Б. Брагинскому и всем участникам семинара Лаборатории нейтронной физики.

Л и т е р а т у р а

1. Я.Б. Зельдович, И.Д. Новиков. "Релятивистская астрофизика". Наука, Москва, 1967. ^
2. А.Д. Сахаров. Письма ЖЭТФ, 32, 1967.
3. Z.Maki. Prog. Theoret. Phys., 31, 331, 1964.
Y.Hara. Phys. Rev., 134, B701, 1964.
H.Bacry, J.Nuyts, L.Van. Hove. Phys. Letters, 9, 279, 1964.
Н.Н. Боголюбов, В.В. Струминский, А.Н. Тавхелидзе. Препринт ОИЯИ, Д-1968, Дубна, 1965.
Y.Nambu. Coral Cables Conference , 1965.
M.Y.Han, Y.Nambu. Phys. Rev. 139, B1006, 1965
G.Morpurgo. Physics, 2, 95 , 1965.
N.Cabibbo, L.Maiani, G.Preparata. Phys. Letters 25B, 132m , 1967.
J.Otokozawa, H.Suura. Phys. Rev. Letters, 21, 1295 , 1968.
4. H.Alfeven, O.Klein. Arkiv f. Fysik, 23, 187, 1962;
Х. Альвен. АЖ 42, 873, 1965.
5. Е.М. Левин, Л.Л. Франкфурт. УФН 94, 243, 1968.
6. Я.Б. Зельдович, Л.Б. Окунь, С.Б. Пикельнер. УФН 87, 113, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел

15 января 1969 года.