

7
0-51

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

197

Э.О. Оконов

P 197

О ВОЗМОЖНОМ СУЩЕСТВОВАНИИ Ξ^0 -ГИПЕРОНА
ЖЭТФ, 1958, т 35, в 5, с 1231-1234.

г. Дубна, 1958 год

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

Э.О. Оконов

Р 197

О ВОЗМОЖНОМ СУЩЕСТВОВАНИИ Ξ^0 -ГИПЕРОНА

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

г. Дубна, 1958 год

Известно, что несмотря на значительный фазовый объем, до сих пор не был зарегистрирован распад $\Xi^- \rightarrow n + \pi^-$. Отсутствие подобного распада в свое время привело Гелл-Манна и Пайса к предположению, что для распадов, в которых участвуют сильно взаимодействующие частицы, существует правило отбора $|\Delta S| = 1$, запрещающее распады изменением "странности" на 2 единицы [1]. Это правило отбора требует, чтобы "странность" Ξ^- -гиперона была -2 , поскольку продукты его распада Λ^0 и π^- имеют суммарную странность -1 . Отсюда, если принять во внимание известное соотношение $Q = I_z + N/2 + S/2$, следует, что при этих предположениях Ξ^- -гиперон является изотопическим дублетом, т.е. наряду с $\Xi^- (I_z = -1/2)$ должен существовать $\Xi^0 (I_z = +1/2)$. Преимущественным распадом этой гипотетической частицы является, по-видимому, трудно наблюдаемый распад $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$. Однако, как уже отмечалось [2] правило отбора $|\Delta S| = 1$ является не более как рабочей гипотезой. Отсутствие случаев нарушения этого правила вполне естественно, если учесть, что всем известным до сих пор "странным" частицам (за исключением Ξ) приписывается $|S| = 1$, а потому $|\Delta S| = 1$ является единственно возможным изменением "странности" при распаде на "обычные" частицы. Следует отметить также, что в рамках схемы Гелл-Манна в Нишижимы существует в принципе еще одна возможность: приписать каскадному гиперону $S = -3$, что ведет к изотопическому

синглету. В этом случае можно было бы видоизменить правило отбора, считая разрешенными распады с $|\Delta S| = 1, 2$ и запрещенными с $|\Delta S| = 3$. Таким образом обнаружение Ξ^0 -гиперона приобретает особый интерес, так как является своего рода проверкой справедливости правила отбора $|\Delta S| = 1$.

В связи с возможным существованием Ξ^0 -частицы следует обратить внимание на заметное различие среднего времени жизни Λ^0 -частиц, регистрируемых в космических лучах $\tau'_{\Lambda^0} = (3.5^{+0.2}_{-0.1}) \cdot 10^{-10}$ сек и Λ^0 -частиц, искусственно получаемых на ускорителях: $\tau_{\Lambda^0} = (2.8 \pm 0.1) \cdot 10^{-10}$ сек.^{х)} I. В первом случае помимо Λ^0 , рожденных непосредственно в первичном акте, могут быть зарегистрированы Λ^0 , возникшие в результате ненаблюдаемого распада $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$. Первичное взаимодействие при этом как правило не наблюдается, поэтому различать эти 2 сорта Λ^0 -частиц не представляется возможным. Очевидно, что это обстоятельство должно привести к кажущемуся увеличению измеряемого τ'_{Λ^0} по сравнению с действительным, причем это увеличение будет зависеть от соотношения вероятности рождения (с последующим распадом) для Ξ^0 и Λ^0 частиц. В то же время на ускорителях экспериментаторы имели до сих пор дело с "чистыми" в этом смысле Λ^0 -частицами, так как Ξ^0 -гиперон в этих опытах не мог быть рожден по энергетическим

х) Приведенные значения определялись как среднее взвешенное по результатам работ опубликованных до 1958г.: τ_{Λ^0} - по 425 проанализированным случаям, τ'_{Λ^0} - по 207 случаям. Последнее число не включает 25 случаев, опубликованных в [3], по причинам, отмеченным ниже (что, впрочем, почти не повлияло на результат).

соображениям. Следует отметить, что для тех немногих "космических" случаев, когда в камере видно первичное взаимодействие, строго компланарно с Λ^0 -распадом, измеренное τ_{Λ^0} также оказалось заметно меньше: $(2.14 \pm 0.8) \cdot 10^{-10}$ сек [3]. Однако при больших энергиях отмеченную компланарность нельзя считать критерием "чистоты" Λ^0 , так как при Ξ -распаде Λ^0 почти сохраняет направление распавшегося Ξ -гиперона.

В случае, когда Λ^0 возникает в результате распада Ξ^0 , вероятность наблюдать Λ^0 -распад в определенном интервале времени dt_i (или соответствующем ему интервале пути $d\ell_i$) будет:

$$dP_i = f_i dt_i = B_i \frac{\tau_{\Lambda^0}}{\tau_{\Xi^0} - \tau_{\Lambda^0}} \left[\exp(-t_i/\tau_{\Xi^0}) - \exp(-t_i/\tau_{\Lambda^0}) \right] dt_i$$

где τ_{Λ^0} и τ_{Ξ^0} средние времена жизни соответственно Λ^0 и Ξ^0 гиперонов, а B_i - нормирующий коэффициент. Таким образом, не вдаваясь в детали статистического метода определения [4] можно указать, что исходное распределение вероятности для всех наблюдаемых частиц будет в действительности не $dP = \prod_i^n A_i \exp(-t_i/\tau_{\Lambda^0}) dt_i$, как это предполагалось при анализе, а :

$$dP' = \prod_i^n A_i \exp(-t_i/\tau_{\Lambda^0}) dt_i \cdot \prod_i^m B_i \frac{\tau_{\Lambda^0}}{\tau_{\Xi^0} - \tau_{\Lambda^0}} \left[\exp(-t_i/\tau_{\Xi^0}) - \exp(-t_i/\tau_{\Lambda^0}) \right] dt_i \quad \text{xx)}$$

где n и m соответственно числа Λ^0 , рожденных в первичном акте, и Λ^0 , возникших в результате распада Ξ^0 . В то же время среднее время жизни определялось в предположении, что имеет место

xx) Небольшой разницей в скоростях (точнее в значениях $(\beta \gamma)$ Ξ^0 -гиперона и Λ^0 - от его распада-мы пренебрегаем.

чисто экспоненциальная зависимость числа Λ° -распадов от t .
Очевидно, что показатель экспоненты, являющийся наилучшим приближением для действительной функции распределения (α) будет зависеть от относительного числа Ξ° частиц ($q = \frac{m}{n}$) и от их времени жизни ($\tau_{\Xi^{\circ}}$). Сравнение $\tau_{\Lambda^{\circ}}$ с действительным значением времени жизни $\tau_{\Lambda^{\circ}}$, полученным в опытах на ускорителях, дает возможность грубо оценить q и $\tau_{\Xi^{\circ}}$.

Для этой цели, пренебрегая влиянием нормирующих множителей A_i и B_i , находим те значения q и $\tau_{\Xi^{\circ}}$, при которых функция распределения

$$f'(t) = \exp(-t/\tau_{\Lambda^{\circ}}) + q \frac{\tau_{\Lambda^{\circ}}}{\tau_{\Xi^{\circ}} - \tau_{\Lambda^{\circ}}} [\exp(-t/\tau_{\Xi^{\circ}}) - \exp(-t/\tau_{\Lambda^{\circ}})] \quad (\alpha)$$

наилучшим образом описывается экспоненциальной кривой: $f(t) \sim \exp(-t/\tau_{\Lambda^{\circ}})$.
Найденные таким способом значения q и $\tau_{\Xi^{\circ}}$ оказались лежащими в довольно разумных пределах ($q = 0.15 \pm 0.20$) и $\tau_{\Xi^{\circ}} = (4 \pm 6) \cdot 10^{-10}$ сек). Действительно, в настоящее время нет никаких оснований ожидать сильного различия в сечениях рождения Ξ^{-} и Ξ° . С другой стороны известно, что число Ξ^{-} , генерируемых в космических лучах, составляет 0.1 ± 0.2 от числа Λ° , - зарегистрированных в тех же условиях [5], что по порядку величины совпадает с q . Что же касается $\tau_{\Xi^{\circ}}$, то анализ изотопических состояний, реализуемых при Ξ^{-} и Ξ° -распадах, показывает, что $\frac{\tau_{\Xi^{\circ}}}{\tau_{\Xi^{-}}} = 2$, если распадные взаимодействия такого типа преобразуются в изотопическом пространстве как тензор ранга $1/2$, или $\frac{\tau_{\Xi^{\circ}}}{\tau_{\Xi^{-}}} = 1/2$, если имеет место чистый $|\Delta I| = 3/2$ переход [6]. Таким образом оценка, сделанная для $\tau_{\Xi^{\circ}}$ также не

выходит из разумных пределов, поскольку, как было установлено экспериментально, $\tau_{\Xi^-} \geq 4.6 \cdot 10^{-10} \text{ сек.}^{[7]}$ Отмеченный факт по нашему мнению свидетельствует в пользу существования нейтрального каскадного гиперона Ξ^0 , хотя, разумеется, возможность какой-нибудь систематической ошибки в данном случае не может быть исключена.

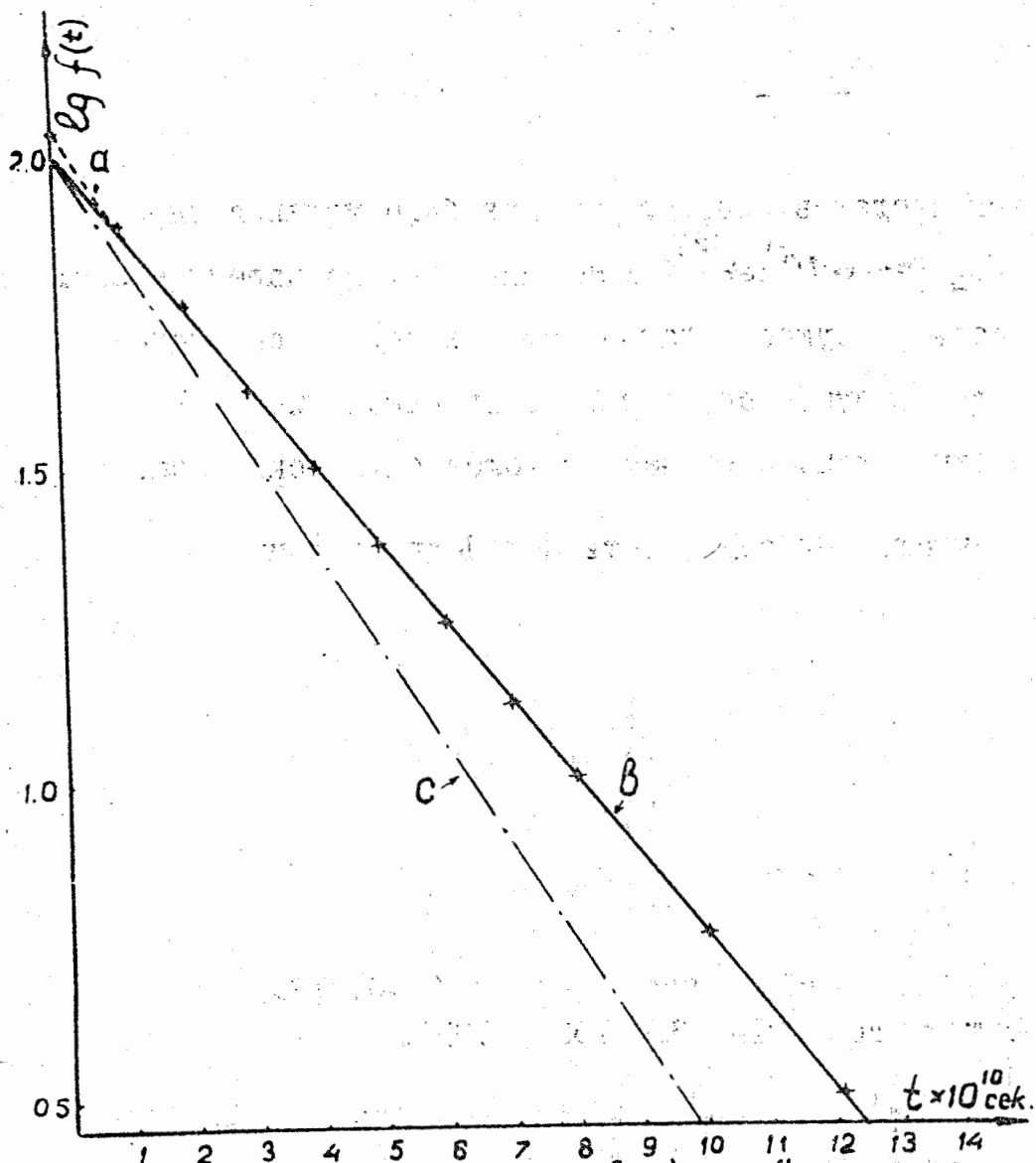
В заключение выражаю благодарность М.И.Подгорецкому за ценные замечания.

Л и т е р а т у р а

1. M. Gell-Mann, A. Pais, Suppl. Nuovo Cim. 4 (348) 1956.
2. Л.Б.Окунь, Б.Понтекорво, ЖЭТФ 32 (1587) 1957.
3. С. Ballario, R. Bizzatti, B. Brunelli, A. De Marco, E. Di Capua, A. Michelini, G. Moneti, E. Zavattini, A. Zuchichi, Nuovo Cim. 6 (994) 1957.
4. M. S. Bartlett, Phil. Mag. 44 (249) 1953.
5. G.H. Trilling, R. B. Leighton, Phys. Rev. 104 (1703) 1956.
6. R. Gatto, Nuovo Cim. 3 (318) 1956.
7. G.H. Trilling, G. Neugebauer, Phys. Rev. 104 (1688) 1956.

* * *

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА



Функции распределения Λ^0 -распадов: а) $\dashrightarrow f(t)$, $\varphi=0.2$, $\tau_{\Sigma}=4 \cdot 10^{10}$ сек.
 б) $\text{---} f(t) \sim \exp(-\frac{t}{\tau})$, $\tau=3.5 \cdot 10^{10}$ сек. в) $\text{-}\cdot\text{-} f(t) \sim \exp(-\frac{t}{\tau})$, $\tau=2.8 \cdot 10^{10}$ сек.