

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

P-24

Лаборатория ядерных проблем

Л.Окунь и Б.Понтекорво

НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ О МЕДЛЕННЫХ ПРОЦЕССАХ
ПРЕВРАЩЕНИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ^{x)}

x) Статья направлена в ЖЭТФ

Как известно существует два типа медленных процессов:

(а) лептонные: $n \rightarrow e + \nu + p$, $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$, $\mu + p \rightarrow n + \nu$,
 $K \rightarrow \mu + \nu$, $\pi \rightarrow \mu + \nu$, $K \rightarrow \mu + \nu + \pi$, $K \rightarrow e + \nu + \pi$

(б) нелептонные: $K \rightarrow 2\pi$, $K \rightarrow 3\pi$, $\Lambda(\Sigma) \rightarrow N + \pi$, $\Xi \rightarrow \Lambda + \pi$

Константы взаимодействия, ответственные за эти процессы в единицах $\hbar = \mu = c = 1$ (где μ - масса π - мезона) имеют один и тот же порядок величины $G = 10^{-14} - 10^{-12}$. Это наводит на мысль, что в основе всех этих процессов лежит один и тот же механизм (например, универсальное ферми-взаимодействие^{/1/}). Эта мысль подтверждается и тем фактом, что во всех^{х)} этих процессах не сохраняется четность^{/2/}. В лептонных процессах / а / несохранение четности может быть интерпретировано как следствие продольности нейтрино^{/3/}. Представляется привлекательным, чтобы это свойство нейтрино объясняло также несохранение четности и в других медленных процессах / б /, в которых нейтрино не испускается. Так как процессы / а / и / б / имеют сравнимые вероятности, то естественно предположить, что все они являются процессами второго порядка по нейтринным взаимодействиям. При этом процессы первого порядка будут представлять собой взаимодействия с участием

х) Несохранение четности в распадах гиперонов, хотя и не доказанное пока экспериментально, почти однозначно следует из установленного несохранения четности в распадах К-мезонов.

нейтрино и бариона χ с массой, большей массы гиперонов. Константа такого первичного взаимодействия g^2 должна быть порядка $10^{-6} - 10^{-7}$ в единицах $\hbar = \mu = c = 1$ ($g^2 = G$).

Время жизни χ -бариона по отношению к распадам на два лептона и барион должно при этом быть порядка 10^{-17} сек, а сечение образования его при столкновениях, например, энергичных электронов с нуклонами должно составлять примерно 10^{-34} см².

Разумеется, можно представить себе и другие схемы описывающие универсальное несохранение четности в медленных процессах.

Тесная связь между процессами (а) и (б), с одной стороны, и безуспешность попыток распространить понятие изотопического спина T и странности S на лептоны, с другой стороны, делают весьма желательным анализ применимости этих понятий также и к медленным процессам типа (б). Мы имеем здесь в виду правила отбора $|\Delta T| = 1/2$ и $|\Delta S| = 1$ для медленных нелептонных процессов, рассмотренных в ряде работ^{/4/}. Действительно, все хорошо изученные процессы типа (б) характеризуются изменением $|\Delta S| = 1$. Однако в любом из этих процессов, кроме распада Ξ -гиперона, происходит распад частицы со странностью $S = 1$ на частицы с $S = 0$, и не видно, как изменение странности могло бы отличаться от 1. Заметим кстати, что и для введенных Гелл-Манном и Пайсом^{/5/} K_1^0, K_2^0 - мезонов понятие странности не является определенным. Таким образом, в пользу правила $|\Delta S| = 1$ остается только один аргумент, основанный на том, что Ξ -гиперон, странность которого в схеме Гелл-Манна равна - 2, не распадается на $n + \pi^-$, а распадается

на $\Lambda^0 + \pi^-$ /6/. Однако, с экспериментальной точки зрения

Ξ^- -гиперон определялся именно как частица, распадающаяся на $\Lambda^0 + \pi^-$. Распад же $\Xi^- \rightarrow n + \pi^-$, учитывая, что число наблюдаемых Ξ^- гиперонов мало, мог быть и не идентифицирован. В

В связи со сказанным выше, имеет смысл рассмотреть некоторые следствия, к которым можно придти, если предположить, что медленные процессы с $|\Delta S| = 1$ и $|\Delta S| \neq 1$ могут иметь сравнимые вероятности:

1. Если существуют К-фрагменты - ядерные осколки, содержащие К-мезон - то для них в соответствии с правилом $|\Delta S| = 1$ возможны только т.н. мезонные и немезонные распады /7/. Однако при предположении, что процессы с $|\Delta S| = 2$ имеют вероятность, сравнимую с вероятностью других медленных процессов, становится возможным распад К-фрагмента с испусканием гиперона. В этом случае можно было бы ожидать и явление "каскадных фрагментов", когда К-фрагмент при распаде испускает обычный Λ -фрагмент. Наблюдение даже одного случая испускания гиперона из фрагмента или одного случая явления "каскадных фрагментов" отвергло бы правило $|\Delta S| = 1$.

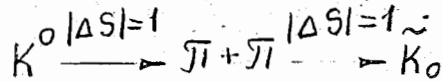
2. Рассмотрим эффект Гелл-Манна-Пайса-Пиччиони /5/ /8/.

Уравнения, описывающие K^0 -мезоны в вакууме имеют вид:

$$-i \frac{\partial \psi_{K^0}}{\partial t} = m_0 \psi_{K^0} + H \psi_{\bar{K}^0}$$

$$-i \frac{\partial \psi_{\bar{K}^0}}{\partial t} = m_0 \psi_{\bar{K}^0} + H \psi_{K^0}$$

где Ψ_K^0 и $\Psi_{\bar{K}^0}$ - волновые функции, а m_0 - масса K^0 и \bar{K}^0 частиц, H -матричный элемент перехода $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$. Массы симметричной комбинации K_1^0 и антисимметричной комбинации K_2^0 равны $m_0 + H$ и $m_0 - H$ соответственно. Обычно предполагается /5,9/, что превращение $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ обусловлено процессами типа



т.е. двумя последовательными переходами, в каждом из которых $|\Delta S|=1$. Это приводит к тому, что разность масс K_1^0 и K_2^0 мезонов $\Delta m = 2H$ оказывается $\sim G^2 m \pi \sim 10^{-11} m_e$. При этом время перехода $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ равно $T = \frac{2\pi\hbar}{\Delta m} \sim 10^{-10}$ сек. и сравнимо с временем жизни K_1^0 и K_2^0 мезонов $1/\tau_1 \sim 10^{-10}$ сек и $\tau_2 \approx 3 \times 10^{-9}$ сек /10/.

Если предположить, что переход $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ может быть обусловлен взаимодействием с $|\Delta S|=2$, например, согласно схеме ~~$|\Delta S|=0$~~ $K^0 \xrightarrow{|\Delta S|=0}$ антигиперон + нуклон $\xrightarrow{|\Delta S|=2}$ гиперон + антинуклон $\xrightarrow{|\Delta S|=0} \bar{K}^0$, то матричный элемент H будет пропорционален G , а не G^2 . При этом разность масс K_1^0 и K_2^0 мезонов $\Delta m'$ оказывается равной $G m \pi \sim 10^{-5} m_e$. Соответственно, превращение $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ в вакууме будет осуществляться с характеристическим временем перехода $T' = \frac{2\pi\hbar}{\Delta m'} \sim 10^{-16}$ сек, которое значительно меньше времени жизни K_1^0 и K_2^0 мезонов.

Расстояние R от источника K^0 - частиц, при котором числа K^0 и \bar{K}^0 - частиц становятся сравнимы, будет уже измеряться не сантиметрами, а 10^{-6} см. Малость расстояния R может приводить к кажущимся событиям нарушения сохранения странностей в процессах образования странных частиц.

Образование K -мезонов при энергии меньшей порога образования пар K -мезонов /переходы K^0 в вакууме \tilde{K}^0 в веществе K^- /, было обсуждено в работе (II), где предполагалось, что время перехода $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$ близко к τ . Точные измерения механизма образования K^{\pm} -мезонов в тонких мишенях при соударении с ядрами нуклонов или π -мезонов с энергиями, меньше порога образования пар K -мезонов, могут решить вопрос о времени перехода $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$. Это, однако, представляет значительные трудности, связанные с тем, что ядерный пробег в плотных веществах не только $\gg cT$, но также $> cT$.

Л и т е р а т у р а

1. B. Pontecorvo, Phys.Rev. 72, 246 (1947)
G. Puppi, Nuovo Cim. VI, 3 (1949)
J. Tiomno a. J. Wheeler, Rev. Mod.Phys. 21, 153 (1949)
G. Costa a. N. Dallaporta, Nuovo Cim. II, 519 (1955)
M. Gell-Mann, Proceedings of the 6th Rochester Conference, 1956.
 2. T. Lee and C. Yang, Phys. Rev. 104, 254 (1956)
C. Wu et al. (в печати)
L. Lederman et al. (в печати)
 3. L. Landau, Nuclear Phys. 3, 127 (1957)
T. Lee a. C. Yang (в печати)
A. Salam (в печати)
 4. M. Gell-Mann, International Conference, Pisa, 1955.
R. Gatto, Nuovo Cim. 3, 318 (1956)
Л. ОКУНЬ, ЖЭТФ, 31, 333, (1956)
G. Wentzel, Phys. Rev. 101, 1215 (1956)
 5. M. Gell-Mann a. A. Pais, Phys. Rev. 97, 1387 (1955)
 6. C. Anderson et al., Phys.Rev. 92, 1089 (1953)
E. Cowan, Phys. Rev. 94, 161 (1954); W. Fretter a. E. Friesen,
Phys. Rev. 96, 853 (1954); W. Arnold et al., Phys. Rev. 98,
838 (1955) M. Gell-Mann, International Conference, Pisa, 1955
 7. A. Pais a. R. Server, Phys. Rev. 99, 1551 (1955)
 8. A. Pais a. O. Piccioni, Phys. Rev. 100, 1487 (1955)
 9. Л.Зельдович, ЖЭТФ, 30, 1168 (1956)
 10. K. Lande, E. Booth, J. Impeduglia and L. Lederman, Phys.Rev.
103, 1901 (1956)
- II. И.Даныш, Б.Понтекорво, ЖЭТФ (в печати).