

то из табл. 2 следует, что момент инерции (J) ядра во второй вращательной полосе меньше, чем в первой. Это уменьшение J тем значительней, чем меньше δ . Значение a , определяющее в (4) величину связи вращательных и колебательных состояний, во второй вращательной полосе больше, чем в первой. Таким образом при описании коллективных колебаний при помощи (4) необходимо было бы использовать 5 параметров, а не 2, как это следует из формулы (3) при решении уравнения (1).

Московский государственный
университет

Поступила в редакцию
23 мая, 1957 г.

Литература

- [1] А. С. Давыдов, Г. Ф. Филиппов. ЖЭТФ, 3, 9, 1957.
 [2] K. Ford. Phys. Rev., 90, 29, 1953.
 [3] A. Bohr. Danske Mat.-fys. Medd., 26, 14, 1952; A. Bohr, B. Mottelson. Danske Mat.-fys. Medd., 27, 16, 1953.
 [4] J. Miggau, F. Boehm, P. Margnier, J. Du Mond. Phys. Rev., 97, 1007, 1955.
 [5] Б. С. Желепов, Л. К. Пекер. Схемы распада радиоактивных изотопов, Изд-во АН СССР, 1957.
 [6] Данные из письма Мстельска, сообщенные в докладе Л. Слива на VII совещании по ядерной спектроскопии.

МЕЗОНИЙ И АНТИМЕЗОНИЙ

Б. Понтекорво

Гелл-Манн и Пайс [1] впервые указали на интересное следствие, вытекающее из того факта, что K^0 и \bar{K}^0 не являются тождественными частицами [2]. Возможность превращения $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$, вызываемого слабыми взаимодействиями, приводит к тому, что нейтральные K -мезоны необходимо рассматривать как смесь частиц K^0_1 и K^0_2 , имеющих разную комбинированную четность [3]. В настоящей заметке обсуждается вопрос, существуют ли иные «смешанные» нейтральные частицы (не обязательно «элементарные»), кроме K^0 -мезонов, которые отличаются от соответствующих античастиц, причем переходы частица \rightarrow античастица не являются строго запрещенными.

Законы сохранения числа барионов и числа легких фермионов (как говорят, законы сохранения ядерного [4] и нейтринного [6] зарядов) сильно ограничивают число возможных смешанных нейтральных систем. Из-за первого закона смешанные частицы не могут существовать среди барионов (например, нейтрон, атом водорода...), а из-за второго закона такие частицы не могут существовать среди систем легких частиц только с одним фермионом (например, нейтрино, системы π^+e^- и π^-e^+ ...).

Из этого следует, по-видимому, что единственной представляющей интерес смешанной частицей, кроме K^0 -мезона, который может существовать среди уже хорошо известных нам систем, является мезоний, определенный как связанная система (μ^+e^-). Антимезоний, т. е. система (μ^-e^+), явно отличается от мезония, при этом переходы мезоний \rightarrow антимезоний не только не запрещаются никаким из известных законов, но, более того, они должны иметь место в силу известных нам взаимодействий.

Действительно, переходы

$$(\mu^+e^-) \rightarrow (\nu + \tilde{\nu}) \rightarrow (\mu^-e^+) \quad (1)$$

вызваны тем же взаимодействием, которое отвечает за распад μ -мезонов. Между тем, вероятность $1/\theta$ реальных процессов распада.

$$(\mu^+e^-) \rightarrow \nu + \tilde{\nu} + 106,1 \text{ MeV}, \quad (2)$$

которую легко оценить при учете размеров мезония, оказывается равной 10^{-4} сек^{-1} , т. е. примерно в 10^{10} раз меньше вероятности распада $1/\tau$ обычного μ -мезона. По этой причине практически нельзя наблюдать связанное с этим процессом нетривиальное отсутствие трека электрона при остановке μ^+ -мезона.

Что же касается превращения (1) мезония в антимезоний, его характеристическое время $\hbar/c^2 \Delta m$ определяется [1,6] разницей масс Δm между симметричной и антисимметричной по мезонию и антимезонию системами. Величина Δm пропорциональна первой степени матричного элемента превращения мезоний \rightarrow антимезоний, и поэтому она пропорциональна квадрату постоянной связи, когда такое превращение обусловлено двумя последовательными переходами, как в (1). Таким образом, время превращения (1) оказывается того же порядка величины, как и θ , т. е. приблизительно в 10^{10} раз больше, чем время жизни μ -мезона ($\tau = 2 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$), которое фактически определяет и скорость распада мезония.

Если допустить, однако, что превращение мезоний \rightarrow антимезоний обусловлено прямым взаимодействием (μ^+e^-) (μ^-e^+), то время T , характеризующее это превращение, оказывается значительно меньше, чем θ . Действительно, в этом случае разница масс $\Delta m'$ между симметричной и антисимметричной системами ($\Delta m' \approx 2M/c^2$, где M — матричный элемент перехода), пропорциональна первой степени постоянной связи g . Следовательно, имеем¹:

$$T \sim \hbar/c^2 \Delta m' \sim \hbar/(2g/\pi r^3),$$

где r — радиус мезония. Если предположить, что прямое взаимодействие (μ^+e^-) (μ^-e^+) имеет интенсивность, сравнимую со всеми слабыми взаимодействиями, то $g \sim 3 \cdot 10^{-49} \text{ эрг. см}^3$, а $T \sim 5 \cdot 10^{-4} \text{ сек}$, т. е. только в ~ 300 раз больше, чем τ . При этих обстоятельствах превращение мезоний \rightarrow антимезоний представляется на первый взгляд наблюдаемым без особенных трудностей, например, обнаружением «быстрого» отрицательного электрона при остановке μ^+ -мезона ($(\mu^+e^-) \rightarrow (\mu^-e^+) \rightarrow e_{\text{быст}}^- + \nu + \tilde{\nu} + e^+$).

Но, к сожалению, переход мезония в антимезоний в веществе невозможен из-за электрической асимметрии нуклонов, приводящей к тому, что массы мезония и антимезония в этих условиях уже не равны. Кроме того, необходимо заметить, что вероятность испускания быстрого отрицательного электрона мезонием (в вакууме) определяется не величиной τ/T , а $(\tau/T)^2$. Действительно, если $\varepsilon_{\mu^+}(t)$ и $\varepsilon_{\mu^-}(t)$ — вероятности того, что в вакууме найдется соответственно мезоний или антимезоний в момент времени t , когда во время $t = 0$ имеется один «атом» мезония, то

$$\varepsilon_{\mu^+}(t) \sim \frac{1}{2} e^{-t/\tau} \left(1 + \cos \frac{t}{T} \right),$$

$$\varepsilon_{\mu^-}(t) \sim \frac{1}{2} e^{-t/\tau} \left(1 - \cos \frac{t}{T} \right),$$

где времена жизни симметричной и антисимметричной систем предполагаются одинаковыми и равными времени жизни μ -мезона. При таких начальных условиях вероятности того, что в процессе распада в вакууме испускается быстрый положительный или отрицательный электрон, оказываются:

¹ Аналогичные случаи превращения $K^0 \sim \bar{K}^0$ первого порядка по слабым взаимодействиям подробно рассматриваются в работе [7].

$$P(e^+) \sim \int_0^{\infty} \varepsilon_{\mu^+}(t) \frac{dt}{\tau} \sim \frac{1}{2} \left(1 + \frac{T^2}{T^2 + \tau^2} \right) \sim 1,$$

$$P(e^-) \sim \int_0^{\infty} \varepsilon_{\mu^-}(t) \frac{dt}{\tau} \sim \frac{1}{2} \left(1 - \frac{T^2}{T^2 + \tau^2} \right) \sim \frac{1}{2} \left(\frac{\tau}{T} \right)^2.$$

Если бы в природе имелись не ядерноактивные заряженные частицы с большим периодом распада, то эффект, аналогичный обсуждаемому здесь, мог бы быть наблюдаем. Время жизни частиц с массой $\sim 500 m_e$, обнаруженных Алиханяном и др. [8], пока не определено, известно только, что оно $\geq 5 \cdot 10^{-9}$ сек.

Выше предполагалось, что имеет место закон сохранения нейтринного заряда, означающий, что нейтрино при рассеянии не может превращаться в любом приближении в антинейтрино. Этот закон еще не установлен: пока, по-видимому, установлено только, что нейтрино и антинейтрино не являются тождественными частицами [9]. Если теория двухкомпонентного нейтрино [10] оказалась бы несправедливой (что в настоящее время является мало вероятным) и если бы не имел места закон сохранения нейтринного заряда, то в принципе переходы нейтрино \rightarrow антинейтрино в вакууме возможны. Даже в этом случае, равно как в случае, когда предполагается, что каждому миру соответствует антимир, число нейтрино и антинейтрино во Вселенной должно было бы быть одинаковым.

Автор благодарен Я. Б. Зельдовичу, Л. Б. Окуню и И. Г. Ивантеру за критические замечания и интересные обсуждения.

Объединенный институт ядерных исследований

Поступило в редакцию
23 мая 1957 г.

Литература

- [1] M. Gell-Mann, A. Pais. Phys. Rev., 97, 1387, 1955. A. Pais, O. Piccioni Phys. Rev., 100, 1487, 1955.
- [2] М. Баландин, Б. Балашов, В. Жуков, Б. Понтекорво, Г. Селиванов. ЖЭТФ, 29, 265, 1955.
- [3] Л. Ландау. ЖЭТФ, 32, 405, 1957.
- [4] Я. Зельдович, ДАН СССР, 86, 505, 1952.
- [5] Я. Зельдович, ДАН СССР, 91, 1317, 1953; E. Koporinski, H. Mahmond. Phys. Rev., 92, 1045, 1953.
- [6] Я. Зельдович. ЖЭТФ, 30, 1168, 1956.
- [7] Л. Б. Окунь, Б. Понтекорво. ЖЭТФ 32, 1587.
- [8] А. Алиханян, Н. Шостакович, А. Дадаян, В. Федоров, Б. Дерягин. ЖЭТФ, 31, 1956.
- [9] R. Davis. Bull. Am. Phys. Soc., Washington meeting, 1956. M. Awschalom. Phys. Rev., 101, 1041, 1956.
- [10] Л. Ландау. ЖЭТФ, 32, 407, 1957. T. Lee, C. Yang. Phys. Rev., 105, 1671, 1957.

О ВОЗМОЖНОСТИ $\pi \rightarrow e + \nu + \gamma$ - РАСПАДА

И. Ю. Кобзарев

При наличии сильного взаимодействия π -мезонов с нуклонами мог бы возникнуть распад $\pi \rightarrow e + \nu$ за счет β -распадного взаимодействия, со временем жизни того же порядка, что и распад $\pi \rightarrow \mu + \nu$. В действительности, однако, β -распадное взаимодействие содержит скалярный (S) и тензорный