

ФИЗИКА

Б. ИОФФЕ, А. РУДИК и И. ШМУШКЕВИЧ

**ОБРАЗОВАНИЕ γ -КВАНТОВ И НЕЙТРАЛЬНЫХ МЕЗОНОВ
ПРИ ЗАХВАТЕ π^- -МЕЗОНОВ ДЕЙТОНАМИ**

(Представлено академиком А. И. Алихановым 30 I 1951)

Для определения характера взаимодействия мезонов с нуклонами и спина π^- - и π^0 -мезонов очень существенны процессы захвата π^- -мезонов дейтонами. Это связано с образованием при таких реакциях двух нейтронов, подчиняющихся принципу Паули, что приводит к появлению дополнительных правил отбора, позволяющих при сравнении теории с экспериментом исключить некоторые из возможных типов взаимодействий.

Захват π^- -мезонов дейтоном может проходить по одной из следующих трех схем:

$$d + \pi^- = \begin{cases} n + n \\ n + n + \gamma \\ n + n + \pi^0 \end{cases} \quad \begin{array}{l} (1') \\ (1'') \\ (1''') \end{array}$$

Согласно экспериментальным данным (1), разность масс π^- - и π^0 -мезонов приблизительно равна 5 Мэв и, следовательно, можно полагать, что последний из трех процессов (1''') энергетически возможен, так как сумма энергии связи дейтона и разности масс нейтрона и протона составляет 3,5 Мэв.

Из факта распада нейтрального мезона на два кванта (2) следует, что спин π^0 -мезона равен нулю (3) (если не рассматривать возможность спинов, больших единицы). Естественно предположить, что и спин заряженного мезона также равен нулю. Мы ограничимся поэтому рассмотрением мезонов со спином нуль, могущих обладать четностью +1 (скалярные) и -1 (псевдоскалярные).

Легко показать, что процесс (1') строго запрещен (4) для скалярного мезона, если считать захват π^- -мезона происходящим с S-уровня. Это сразу вытекает из законов сохранения момента количества движения и четности и учета принципа Паули для двух вылетающих нейтронов. В случае псевдоскалярного мезона процесс (1'') будет заметным образом конкурировать с процессом (1'), несмотря на то, что он является процессом более высокого порядка (в смысле теории возмущений), так как нейтроны, образующиеся в процессе (1'), обладают большим относительным импульсом, приводящим к сильному уменьшению матричного элемента перехода (1'). Вычисление его затруднительно, так как требует знания волновой функции дейтона внутри радиуса действия ядерных сил, о чём в настоящее время мало известно. Вычисление вероятностей процессов (1'') и (1''') проведено нами с помощью теории возмущений для различных вариантов

мезонной теории частиц со спином нуль. Ниже приводятся результаты этих расчетов для захвата π^- -мезона из K -оболочки.

I. Образование γ -квантов. Дифференциальная вероятность dW захвата π^- -мезона с испусканием γ -кванта с энергией w оказывается равной для скалярных мезонов (со скалярной связью)

$$dW_s = \frac{4}{\pi} \frac{g^2}{\hbar c} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \left(\frac{\mu}{M} \right)^2 \frac{V M c^2 \varepsilon_0}{\hbar} (\mu_P - \mu_N)^2 \frac{w^2}{(\mu c^2)^2} \times \\ \times f(w) \sqrt{\frac{\Delta - w}{Mc^2} - \frac{1}{4} \frac{w^2}{(Mc^2)^2}} dw \quad (2)$$

и для псевдоскалярных мезонов (с псевдоскалярной связью)

$$dW_{ps} = \frac{4}{\pi} \frac{g^2}{\hbar c} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \left(\frac{\mu}{M} \right)^2 \frac{V M c^2 \varepsilon_0}{\hbar} f(w) \sqrt{\frac{\Delta - w}{Mc^2} - \frac{1}{4} \frac{w^2}{(Mc^2)^2}} dw. \quad (3)$$

Здесь ε_0 — энергия связи дейтона, $\Delta = \mu c^2 - \varepsilon_0 - c^2(M_N - M_P)$, а $\mu_P - \mu_N \approx 4,7$. Функция $f(w)$, выражение которой мы из-за громоздкости не приводим, имеет острый максимум, обусловленный наличием виртуального уровня (с энергией ε_1) на расстоянии ε_1 от максимально возможной энергии γ -кванта $w_{\max} \approx \Delta - \frac{1}{4} \frac{\Delta^2}{(Mc^2)^2}$.

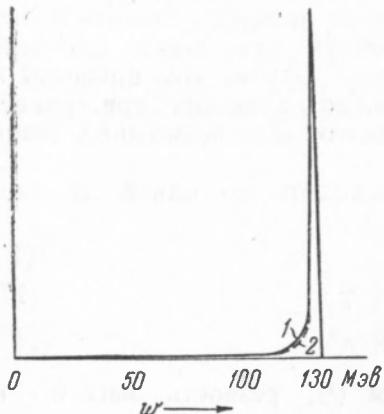


Рис. 1. Спектр γ -квантов: 1 — π^- -псевдоскалярный мезон; 2 — π^- -скалярный мезон

При $w_m - w \ll \frac{\mu}{4M} \mu c^2$

$$f(w) \approx \frac{8M}{3\mu} \left(\operatorname{arc tg} \frac{\mu c}{2V M \varepsilon_0} \right)^2 \frac{1}{\varepsilon_1 + w_m - w};$$

при $w_m - w \gg \frac{\mu}{4M} \mu c^2$

$$f(w) \approx \frac{2}{3} \frac{(\varepsilon_0^{1/2} + \varepsilon_1^{1/2})^2 + \frac{2}{3} \frac{w^2}{Mc^2}}{(\mu c^2 - w)^3} w,$$

т. е. быстро убывает с уменьшением энергии γ -кванта, так что γ -кванты с энергией, отличающейся от максимальной больше, чем на 12—15 Мэв, практически ничего не вносят в величину полной вероятности испускания γ -квантов, которая приближенно равна для скалярных мезонов:

$$W_s = 2 \frac{g^2}{\hbar c} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \left(\frac{\mu}{M} \right)^2 \frac{\mu c^2}{\hbar} (\mu_P - \mu_N)^2 \left[1 - \frac{2}{3} \frac{(M\varepsilon_0)^{1/2}}{\mu c} \operatorname{arc tg} \frac{\mu c}{2(M\varepsilon_0)^{1/2}} \right], \quad (4)$$

а для псевдоскалярных мезонов

$$W_{ps} = 2 \frac{g^2}{\hbar c} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \left(\frac{\mu}{M} \right)^2 \frac{\mu c^2}{\hbar} \left[1 - \frac{2}{3} \frac{(M\varepsilon_0)^{1/2}}{\mu c} \operatorname{arc tg} \frac{\mu c}{2(M\varepsilon_0)^{1/2}} \right]. \quad (5)$$

На рис. 1 приведены спектральные распределения испускаемых γ -квантов, нормированные по максимуму. При этом ε_1 принято равным энергии виртуального уровня системы $p-p$ в синглетном состоянии. Переход к векторной связи в случае скалярных мезонов и псевдовекторной связи в случае псевдоскалярных мезонов не меняет спектра квантов и может быть сведен только к перенормировке констант взаимодействия.

II. Образование нейтральных мезонов. Используя скалярную связь для взаимодействия нейтральных мезонов с нуклонами, можно получить вероятность образования π^0 -мезонов при захвате π^- -мезона. Получающиеся формулы очень громоздки, но их легко упростить, считая, что $\frac{\mu_0}{M} \Delta \ll \varepsilon_0$. (Здесь Δ — полная выделяющаяся энергия, равная $(\mu - \mu_0)c^2 - \varepsilon_0 - (M_N - M_P)c^2$.)

Тогда приближенные выражения для дифференциальной вероятности вылета нейтрального мезона с энергией w при всех возможных сочетаниях заряженных и нейтральных мезонов будут иметь следующий вид:

обе частицы скалярные:

$$dW_{ss} = \frac{32\sqrt{2}}{3\pi} \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^3 \frac{g^2}{\hbar c} \frac{(g_N^0 - g_P^0)^2}{\hbar c} \frac{\mu}{M} \frac{V \sqrt{\mu c^2 \varepsilon_0}}{\hbar} \frac{w^{3/2} \left(\Delta - \frac{\mu_0}{\mu_0} w\right)^{1/2}}{\left(\varepsilon_0 + \Delta - \frac{\mu_0}{\mu_0} w\right)^4} dw; \quad (6)$$

обе частицы псевдоскалярные:

$$dW_{ps, ps} = \frac{8\sqrt{2}}{3\pi} \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^3 \frac{g^2}{\hbar c} \frac{(g_N^0 + g_P^0)^2}{\hbar c} \left(\frac{\mu}{M}\right)^3 \frac{V \sqrt{\mu c^2 \varepsilon_0}}{\hbar} \frac{w^{3/2} \left(\Delta - \frac{\mu_0}{\mu_0} w\right)^{1/2}}{\left(\varepsilon_0 + \Delta - \frac{\mu_0}{\mu_0} w\right)^4} dw; \quad (7)$$

π^- — скалярная частица, π^0 — псевдоскалярная:

$$dW_{s, ps} = \frac{8\sqrt{2}}{3\pi} \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^3 \frac{g^2}{\hbar c} \frac{(g_N^0 - g_P^0)^2}{\hbar c} \left(\frac{\mu}{M}\right)^3 \times \\ \times \frac{V \sqrt{\mu c^2 \varepsilon_0}}{\hbar} \frac{(V\varepsilon_0 + V\varepsilon_1)^2}{\mu c^2} \frac{w^{3/2} \left(\Delta - \frac{\mu_0}{\mu_0} w\right)^{1/2}}{\left(\varepsilon_0 + \Delta - \frac{\mu_0}{\mu_0} w\right)^2 \left(\varepsilon_1 + \Delta - \frac{\mu_0}{\mu_0} w\right)} dw; \quad (8)$$

π^- — псевдоскалярная частица, π^0 — скалярная:

$$dW_{ps, s} = \frac{8\sqrt{2}}{3\pi} \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^3 \frac{g^2}{\hbar c} \frac{(g_N^0 - g_P^0)}{\hbar c} \frac{V \sqrt{\mu c^2 \varepsilon_0}}{\hbar} \left(\frac{\mu}{M}\right)^3 \frac{\left(\Delta - \frac{\mu_0}{\mu_0} w\right)^{1/2} w^{1/2}}{\mu c^2} \times \\ \times \left\{ \frac{\Delta - \frac{\mu_0}{\mu_0} w}{\left(\varepsilon_0 + \Delta - \frac{\mu_0}{\mu_0} w\right)^2} + \frac{1}{36} \frac{\mu_0}{M} \frac{\varepsilon_0^3 w}{\left(\varepsilon_0 + \Delta - \frac{\mu_0}{\mu_0} w\right)^4 \left(\varepsilon_1 + \Delta - \frac{\mu_0}{\mu_0} w\right)} \right\} dw. \quad (9)$$

В этих формулах g_N^0 и g_P^0 — константы связи нейтральных мезонов с нейтроном и протоном, а $1/\mu_0 = 1/\mu_0 + 1/2M$. При этом всюду связь мезонных полей с нуклонами бралась без производных. В первых трех случаях связь с производными не изменяет спектра π^0 -мезонов и сводится лишь к перенормировке констант. Только в последнем случае комбинации различных типов связей оказываются не вполне эквивалентными, хотя и приводят к качественно сходным результатам.

Спектры нейтральных мезонов для различных случаев, вычисленные при $\mu - \mu_0 = 10 m_e$, приведены на рис. 2.

Для сравнения с экспериментом представляет интерес отношение числа вылетающих нейтральных мезонов к числу квантов N_{π^0}/N_γ . Это отношение может быть вычислено по формулам (4) — (9) и соответствующим формулам для захвата π^- -мезона протоном с использованием того факта, что при последнем процессе число испускаемых нейтральных мезонов приблизительно равно числу γ -квантов (1). Вероятности

захвата π^- -мезона протоном получаются из наших точных формул предельным переходом $\varepsilon_0 \rightarrow 0$ *. Это отношение, вычисленное при $\mu - \mu_0 = 10 m_e$, приведено ниже для различных вариантов теории:

N_{π^0}/N_γ	s, s 0,00082	ps, ps 0,00076	s, ps 0,095	ps, s 0,24
----------------------	-------------------	---------------------	------------------	-----------------

Сильное уменьшение числа нейтральных мезонов по сравнению с числом γ -квантов в первых двух случаях следует из законов сохранения момента и четности. В самом деле, при захвате псевдоскалярного (скалярного) π^- -мезона с S -уровня нейтральный псевдоскалярный (скалярный) мезон не может вылетать с моментом, равным нулю, поскольку получающееся при этом состояние двух нейтронов с полным спином 1 и орбитальным моментом 0 запрещено принципом Паули. Вылет нейтрального мезона с $l=1$ приводит к сильному уменьшению вероятности, так как импульс π^0 -мезона мал. Подобного запрета не получается для смешанных вариантов (s, ps и ps, s), а также в случае заряженных мезонов со спином 1.

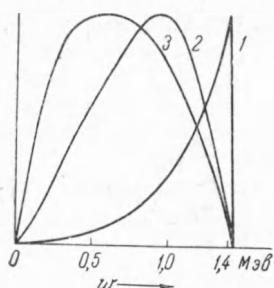


Рис. 2. Спектр нейтральных мезонов: 1 — π^- — скалярный, π^0 — псевдоскалярный; 2 — π^- и π^0 — оба скалярные или псевдоскалярные; 3 — π^- — псевдоскалярный, π^0 — скалярный

противоречит данным

Выше мы предполагали, что захват мезона происходит из K -оболочки. Нетрудно показать, что захват с P -уровня значительно менее вероятен, чем радиационный $P-S$ -переход. Соотношение же между числом нейтральных мезонов и γ -квантов не зависит от того, с какого S -уровня происходит захват.

В заключение мы хотим выразить свою искреннюю благодарность проф. И. Я. Померанчуку за постановку вопроса и ряд ценных указаний при выполнении работы, а также С. А. Немировской за проведение численных расчетов.

Поступило
3 I 1951

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ W. Panofsky, L. Aamodt, J. Hadley and Phillips, Phys. Rev., **80**, 94 (1950). ² J. Steinberger, W. Panofsky and J. Steller, ibid., **78**, 802 (1950).
- ³ Л. Д. Ландау, ДАН, **60**, 207 (1948). ⁴ Е. Л. Фейнберг, Journ. of Physics, **5**, 177 (1941). ⁵ R. Marshak and A. Wightman, Phys. Rev., **76**, 414 (1949).
- ⁶ W. Panofsky, L. Aamodt and J. Hadley, ibid., **80**, 282 (1950). ⁷ J. Steinberger and A. Bishop, ibid., **78**, 494 (1950). ⁸ А. М. Балдин и В. В. Михайлов, ЖЭТФ, **20**, 1057 (1950). ⁹ К. Виекнер, Phys. Rev., **79**, 641 (1950).

* Некоторые из этих вероятностей были вычислены ранее (5).