

Б. ИОФФЕ, А. РУДИК и И. ШМУШКЕВИЧ

## ОБРАЗОВАНИЕ $\gamma$ -КВАНТОВ И НЕЙТРАЛЬНЫХ МЕЗОНОВ ПРИ ЗАХВАТЕ $\pi^-$ -МЕЗОНОВ ДЕЙТОНАМИ

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

Для определения характера взаимодействия мезонов с нуклонами и спина  $\pi^-$  и  $\pi^0$ -мезонов очень существенны процессы захвата  $\pi^-$ -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  $\pi^-$ -мезонов дейтоном может проходить по одной из следующих трех схем:

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

Согласно экспериментальным данным <sup>(1)</sup>, разность масс  $\pi^-$  и  $\pi^0$ -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 <sup>(2)</sup> следует, что спин  $\pi^0$ -мезона равен нулю <sup>(3)</sup> (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 <sup>(4)</sup> для скалярного мезона, если считать захват  $\pi^-$ -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 чем в настоящее время мало что 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  $\pi^-$ -мезона из  $K$ -оболочки.

1. Образование  $\gamma$ -квантов. Дифференциальная вероятность  $dW$  захвата  $\pi^-$ -мезона с испусканием  $\gamma$ -кванта с энергией  $w$  оказывается равной для скалярных мезонов (со скалярной связью)

$$dW_s = \frac{4}{\pi} \frac{g^2}{\hbar c} \left( \frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \left( \frac{\mu}{M} \right)^2 \frac{V \overline{Mc^2 \epsilon_0}}{\hbar} (\mu_p - \mu_N)^2 \frac{w^2}{(\mu c^2)^2} \times \\ \times f(w) \sqrt{\frac{\Delta - w}{Mc^2} - \frac{1}{4} \frac{w^2}{(Mc^2)^2}} dw \quad (2)$$

и для псевдоскалярных мезонов (с псевдоскалярной связью)

$$dW_{ps} = \frac{4}{\pi} \frac{g^2}{\hbar c} \left( \frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \left( \frac{\mu}{M} \right)^2 \frac{V \overline{Mc^2 \epsilon_0}}{\hbar} f(w) \sqrt{\frac{\Delta - w}{Mc^2} - \frac{1}{4} \frac{w^2}{(Mc^2)^2}} dw. \quad (3)$$

Здесь  $\epsilon_0$  — энергия связи дейтона,  $\Delta = \mu c^2 - \epsilon_0 - c^2 (M_N - M_p)$ , 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  $\epsilon_1$ ) на расстоянии  $\epsilon_1$  от максимально возможной энергии  $\gamma$ -кванта  $w_{\max} \approx \Delta - \frac{1}{4} \frac{\Delta^2}{(Mc^2)^2}$ .

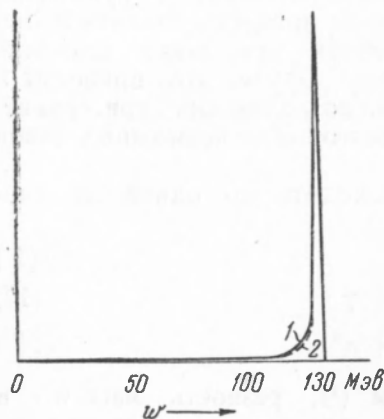


Рис. 1. Спектр  $\gamma$ -квантов: 1 —  $\pi^-$  — псевдоскалярный мезон; 2 —  $\pi^-$  — скалярный мезон

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

$$f(w) \approx \frac{8M}{3\mu} \left( \arctg \frac{\mu c}{2 \sqrt{M \epsilon_0}} \right)^2 \frac{1}{\epsilon_1 + w_m - w};$$

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

$$f(w) \approx \frac{2}{3} \frac{(\epsilon_0^{1/2} + \epsilon_1^{1/2})^2 + \frac{2}{3} \frac{w^2}{Mc^2}}{(\mu c^2 - w)^3} w,$$

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

$$W_s = 2 \frac{g^2}{\hbar c} \left( \frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \left( \frac{\mu}{M} \right)^2 \frac{\mu c^2}{\hbar} (\mu_p - \mu_N)^2 \left[ 1 - \frac{2}{3} \frac{(M \epsilon_0)^{1/2}}{\mu c} \arctg \frac{\mu c}{2 (M \epsilon_0)^{1/2}} \right], \quad (4)$$

а для псевдоскалярных мезонов

$$W_{ps} = 2 \frac{g^2}{\hbar c} \left( \frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \left( \frac{\mu}{M} \right)^2 \frac{\mu c^2}{\hbar} \left[ 1 - \frac{2}{3} \frac{(M \epsilon_0)^{1/2}}{\mu c} \arctg \frac{\mu c}{2 (M \epsilon_0)^{1/2}} \right]. \quad (5)$$

На рис. 1 приведены спектральные распределения испускаемых  $\gamma$ -квантов, нормированные по максимуму. При этом  $\epsilon_1$  принято равным энергии виртуального уровня системы  $p-p$  в синглетном состоянии. Переход к векторной связи в случае скалярных мезонов и псевдоскалярной 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  $\pi^0$ -мезонов при захвате  $\pi^-$ -мезона. Получающиеся формулы очень громоздки, но их легко упростить, считая, что  $\frac{\mu_0}{M} \Delta \ll \varepsilon_0$ . (Здесь  $\Delta$  — 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:

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

обе частицы псевдоскалярные:

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

$\pi^-$  — скалярная частица,  $\pi^0$  — псевдоскалярная:

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

$\pi^-$  — псевдоскалярная частица,  $\pi^0$  — скалярная:

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

В этих формулах  $g_N^0$  и  $g_P^0$  — константы связи нейтральных мезонов с нейтроном и протоном, а  $1/\bar{\mu}_0 = 1/\mu_0 + 1/2M$ . При этом всюду связь мезонных полей с нуклонами бралась без производных. В первых трех случаях связь с производными не изменяет спектра  $\pi^0$ -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  $N_{\pi^0}/N_\gamma$ . Это отношение может быть вычислено по формулам (4) — (9) и соответствующим формулам для захвата  $\pi^-$ -мезона протоном с использованием того факта, что при последнем процессе число испускаемых нейтральных мезонов приблизительно равно числу  $\gamma$ -квантов <sup>(1)</sup>. Вероятности

захвата  $\pi^-$ -мезона протоном получаются из наших точных формул предельным переходом  $\epsilon_0 \rightarrow 0^*$ . Это отношение, вычисленное при  $\mu - \mu_0 = 10 m_e$ , приведено ниже для различных вариантов теории:

| $N_{\pi^0} / N_\gamma$ | $s, s$  | $ps, ps$ | $s, ps$ | $ps, s$ |
|------------------------|---------|----------|---------|---------|
|                        | 0,00082 | 0,00076  | 0,095   | 0,24    |

Сильное уменьшение числа нейтральных мезонов по сравнению с числом  $\gamma$ -квантов в первых двух случаях следует из законов сохранения момента и четности. В самом деле, при захвате псевдоскалярного (скалярного)  $\pi^-$ -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  $\pi^0$ -мезона мал. Подобного запрета не получается для смешанных вариантов ( $s, ps$  и  $ps, s$ ), а также в случае заряженных мезонов со спином 1.

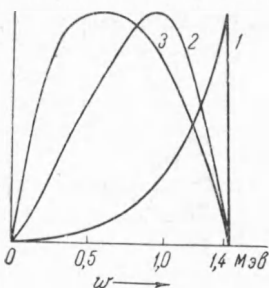


Рис. 2. Спектр нейтральных мезонов: 1 —  $\pi^-$  — скалярный,  $\pi^0$  — псевдоскалярный; 2 —  $\pi^-$  и  $\pi^0$  — оба скалярные или псевдоскалярные; 3 —  $\pi^-$  — псевдоскалярный,  $\pi^0$  — скалярный

Согласно появившимся в последнее время экспериментальным данным <sup>(6)</sup>, захват  $\pi^-$ -мезона дейтоном происходит по схеме (1') и (1'') без вылета в заметном числе нейтральных мезонов. Последнее заставляет считать (если вылет  $\pi^0$ -мезонов энергетически возможен), что оба мезона ( $\pi^-$  и  $\pi^0$ ) являются либо скалярными, либо псевдоскалярными. В сочетании с невозможностью процесса (1') для скалярного  $\pi^-$ -мезона это, повидимому, означает, что оба мезона, заряженный и нейтральный, являются псевдоскалярными частицами. Такой вывод не

противоречит данным по фоторождению  $\pi$ -мезонов <sup>(2,7-9)</sup>.

Выше мы предполагали, что захват мезона происходит из  $K$ -оболочки. Нетрудно показать, что захват с  $P$ -уровня значительно менее вероятен, чем радиационный  $P \rightarrow S$ -переход. Соотношение же между числом нейтральных мезонов и  $\gamma$ -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

- <sup>1</sup> W. Panofsky, L. Aamodt, J. Hadley and Phillips, Phys. Rev., **80**, 94 (1950). <sup>2</sup> J. Steinberger, W. Panofsky and J. Steller, ibid., **78**, 802 (1950). <sup>3</sup> Л. Д. Ландау, ДАН, **60**, 207 (1948). <sup>4</sup> Е. Л. Фейнберг, Journ. of Physics, **5**, 177 (1941). <sup>5</sup> R. Marshak and A. Wightman, Phys. Rev., **76**, 114 (1949). <sup>6</sup> W. Panofsky, L. Aamodt and J. Hadley, ibid., **80**, 282 (1950). <sup>7</sup> J. Steinberger and A. Bishop, ibid., **78**, 494 (1950). <sup>8</sup> А. М. Балдин и В. В. Михайлов, ЖЭТФ, **20**, 1057 (1950). <sup>9</sup> K. Bruekner, Phys. Rev., **79**, 641 (1950).

\* Некоторые из этих вероятностей были вычислены ранее <sup>(5)</sup>.