

ФИЗИКА

М. МАРКОВ

МЕЗОННЫЕ ЭФФЕКТЫ НА ДЕЙТОНЕ

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 1 XI 1950)

Большой теоретический и экспериментальный интерес представляют различные мезо-эффекты на дейтоне. Поглощение мезона дейтоном, как и в случае фотоэффекта на дейтоне, должно сопровождаться специфическим распадом дейтона. Этот эффект оказывается очень чувствительным к типу мезонного поля (скалярное, псевдоскалярное и т. д. (1)). При поглощении дейтоном мезона с целочисленным спином появляются два нуклона, каждый с кинетической энергией, равной половине мезонной массы покоя. Если спин поглощаемого мезона $\frac{1}{2}$, то поглощение его должно сопровождаться испусканием другой частицы со спином $\frac{1}{2}$. Это обстоятельство должно иметь своим следствием немонокроматичность энергетического спектра мезонуклонов (нуклонов распавшегося дейтона).

Очень существенно, что эффекты, обратные предыдущим, обладают, как показывают вычисления, неожиданно большими сечениями. Захват быстрого нейтрона протоном, т. е. образование дейтона, с испусканием, например, нейтрального мезона, значительно (у порога эффекта) превышает тормозное излучение мезонов.

Для нейтрального мезона упомянутый нами обратный эффект может быть одним из наиболее интересных мезо-эффектов на дейтоне. Рассмотрим поэтому в качестве примера образование таким путем нейтрального скалярного и псевдоскалярного мезонов.

1. Ширина потенциальной ямы равна нулю.

а) Скалярный мезон. Ограничимся приближением плоских волн в начальном состоянии нуклонов.

Пусть \mathbf{p}_n , \mathbf{r}_n и \mathbf{p}_p , \mathbf{r}_p — соответственно, импульсы и координаты нейтрона и протона в лабораторной системе координат; $\chi_1^{m_s}$ — спиновая функция; E_μ , \mathbf{k}_μ — энергия и волновой вектор мезона; V — нормировочный объем.

Дальнейшие вычисления мы будем вести в системе центра тяжести, где \mathbf{R} — координата центра тяжести нуклонов, \mathbf{r} — расстояние между нуклонами.

В этой системе координат волновая функция начального состояния и функция взаимодействия соответственно перепишутся:

$$\psi_0(\mathbf{R}\mathbf{r}) = \frac{1}{V} e^{i(\mathbf{p}_n - \mathbf{p}_p) \frac{\mathbf{R}}{\hbar}} e^{i(\mathbf{p}_n - \mathbf{p}_p) \frac{\mathbf{r}}{\hbar}} \chi_1^{m_s} = \frac{1}{V} e^{i\mathbf{QR}} e^{i\mathbf{qr}} \chi_1^{m_s}, \quad (1)$$

$$H'(\mathbf{R}\mathbf{r}) = g\hbar c \sqrt{\frac{2\pi}{E_\mu V}} a^+ (e^{-i\mathbf{k}_\mu \mathbf{r}/2} + e^{i\mathbf{k}_\mu \mathbf{r}/2}) e^{-i\mathbf{k}_\mu \mathbf{R}}. \quad (2)$$

Волновую функцию конечного состояния системы возьмем в виде:

$$\psi_F = V^{1/2} e^{i\mathbf{Q}'\mathbf{R}} \varphi(r) \chi_1^{m_s}, \quad (3)$$

где $\varphi(r)$ — «внутренняя» волновая функция дейтона, которая в случае потенциальной ямы нулевой ширины записывается известным образом:

$$\varphi(r) = \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi}} \frac{e^{-\alpha r}}{r}; \quad (4)$$

здесь $\alpha = \sqrt{M\varepsilon}/\hbar$, M — масса нуклона и ε — энергия связи дейтона.

Соответствующие матричные элементы записываются следующим образом:

$$|H'|_{\pm} = \frac{g\hbar c}{V} \sqrt{\frac{\alpha}{E_\mu}} \int \frac{e^{-\alpha r}}{r} e^{i(\mathbf{q} \pm \mathbf{k}_\mu/2)\mathbf{r}} d\mathbf{v}_r. \quad (5)$$

Имея в виду, что дейтон образуется лишь при параллельных спинах нуклонов и что взаимодействие (2) не меняет ориентации спинов, мы отбираем начальные состояния нуклонов с параллельными спинами. Тогда дифференциальное поперечное сечение получается в следующем виде:

$$d\sigma = 12\pi \frac{g^2}{\hbar c} c^3 \frac{1}{\hbar^2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{2E}} M^2 \left\{ \frac{1}{\alpha^2 + l^2} + \frac{1}{\alpha^2 + l'^2} \right\}^2 \frac{p_\mu}{E_\mu + 2Mc^2} \sin \vartheta d\vartheta, \quad (6)$$

где

$$l^2 = (\mathbf{q} - \mathbf{k}_\mu/2)^2, \quad l'^2 = (\mathbf{q} + \mathbf{k}_\mu/2)^2, \quad (7)$$

$\hbar\mathbf{q} = \mathbf{p}$ — импульс нуклона, E — энергия нуклона в системе центра тяжести; $\hbar\mathbf{k}_\mu = \mathbf{p}_\mu$, E_μ — импульс и энергия мезона.

Интегрируя (6) по углу и считая α^2 малым по сравнению с l^2 и l'^2 , мы получаем полное сечение эффекта:

$$\sigma_s = 48\pi \frac{g^2}{\hbar c} \left(\frac{\hbar}{\mu c} \right)^2 \sqrt{\frac{\mu c^2}{2E}} \left(\frac{Mc}{\mu c} \right)^2 (\mu c)^4 \left\{ \frac{1}{(p^2 - p_\mu^2/2)^2} + \frac{1}{(p^2 + p_\mu^2/2)p p_\mu} \ln \frac{(p + p_\mu/2)}{(p - p_\mu/2)} \right\} \frac{p_\mu c}{E_\mu + 2Mc^2}, \quad (8)$$

где μ — масса мезона.

Величина импульса мезона p_μ может быть получена из закона сохранения энергии:

$$2E + \varepsilon = E_D + E_\mu = p_\mu^2/4M + V\sqrt{p_\mu^2 c^2 + \mu^2 c^4}, \quad (9)$$

здесь $2E$ — кинетическая энергия нуклонов в системе центра тяжести, E_D — кинетическая энергия дейтона. Из (9) следует

$$p_\mu^2 = 4M \left[\{(2E + \varepsilon) + 2Mc^2\} - \sqrt{\{(2E + \varepsilon) + 2Mc^2\}^2 - (2E + \varepsilon)^2 + \mu^2 c^4} \right]. \quad (10)$$

Полагая

$$\begin{aligned} g^2/\hbar c = 1/6, \quad M/\mu = 6.4, \quad \varepsilon/\mu c^2 = 0.015, \quad (\hbar/\mu c)^2 = 1.6 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2, \\ p^2 = 2ME, \quad x = 2E/\mu c^2, \quad y = p_\mu/\mu c, \end{aligned} \quad (11)$$

мы получаем (8) и (10) в следующей записи:

$$\sigma_s \sim 10^{-24} \frac{1}{\sqrt{x}} \left\{ \frac{1}{(6.4x - y^2/4)^2} + \frac{\ln \frac{\sqrt{6.4x} + y/2}{\sqrt{6.4x} - y/2}}{(6.4x + y^2/4) \sqrt{6.4xy}} \right\} \frac{y}{\sqrt{1 + y^2 + 12.8}} \quad (12)$$

при $y^2 = 25.6 \{x + 12.8 - \sqrt{(x + 12.8)^2 - x^2 + 1}\}$.

На рис. 1, 1 дана кривая зависимости сечения от энергии *. В максимуме сечение достигает значения $\sim 10^{-27}$ см² при энергии нуклонов, равной 1,3 (2E = 1,3) в единицах мезонных масс.

б) Псевдоскалярный мезон. Взаимодействие нуклонов с псевдоскалярным мезонным полем в системе центра тяжести записывается в виде:

$$H'_{ps} = \frac{\hbar}{imc} g \hbar c \sqrt{\frac{2\pi}{E_\mu V}} [(\sigma_p \mathbf{k}_p) e^{i\mathbf{k}_p \mathbf{r}/2} + (\sigma_n \mathbf{k}_n) e^{-i\mathbf{k}_p \mathbf{r}/2}] e^{i\mathbf{k}_p \mathbf{R}}. \quad (15)$$

Обычным путем получаем соответствующее интегральное сечение:

$$\sigma_{ps} = 1,28 \cdot 10^{-24} \frac{1}{Vx} \left\{ \frac{1}{(6,4x - y^2/4)^2} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \frac{\ln \frac{\sqrt{6,4x} + y/2}{\sqrt{6,4x} - y/2}}{(6,4x - y^2/4) \sqrt{6,4xy}} \right\} \frac{y^3}{\sqrt{1+y^2+12,8}}. \quad (13)$$

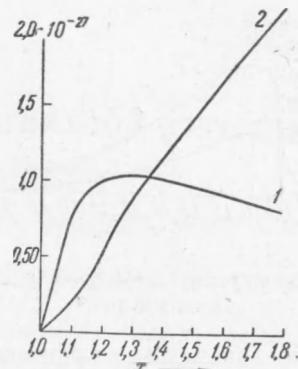


Рис. 1. 1 — скалярный мезон, 2 — псевдоскалярный мезон

Сравнивая псевдоскалярный случай (13) со скалярным (12), мы видим, что спиновые операторы, входящие во взаимодействие (15) несколько изменили численные коэффициенты у членов в выражении интегрального сечения (12), а производная во взаимодействии псевдоскалярного случая привела к появлению в (13) лишнего y^2 (т. е. квадрата импульса мезона). Это обстоятельство делает совершенно иным поведение явления у порога самого эффекта (малые импульсы рождающихся мезонов). Кривая 1 на рис. 1 дает изменение с энергией нейтронов сечения захвата нейтрона протоном для случая рождения псевдоскалярного мезона.

Отсутствие максимума у второй кривой — во всяком случае вблизи порога эффекта — и малые абсолютные значения в этой области по сравнению со скалярным случаем дают принципиальную возможность экспериментально различать эти случаи. Точнее, поведение эффекта вблизи порога различно смотря по тому, содержат ли ядерные силы производную или эта производная отсутствует.

Мы рассмотрели случай нулевой ширины потенциальной ямы. Исследование показывает, что эффект очень сильно зависит от ширины потенциальной ямы.

II. Ширина потенциальной ямы отлична от нуля

Мы принимаем для дейтонных функций внутри и вне ямы соответственно выражения (2):

$$\psi_D = (2\pi R^3)^{-1/2} \left(\frac{a}{1+a} \right)^{1/2} \frac{\sin bz}{z} \quad \text{для } z < 1,$$

$$\psi_D = (2\pi R^3)^{-1/2} \left(\frac{a}{1+a} \right)^{1/2} \frac{\sin bz}{z} e^{-a(z-1)} \quad \text{для } z > 1,$$

где $z = r/R$, R — ширина потенциальной ямы, $a = R(M\varepsilon)^{1/2}/\hbar$, $b = R[M(V-\varepsilon)]^{1/2}/\hbar$, ε — энергия связи в дейтоне, V — глубина потенциальной ямы, $b \operatorname{ctg} b = -a$.

* Кривые вычисляла Чехович.

Дифференциальное сечение для скалярного случая получаем в виде:

$$d\sigma \sim 100 \left(\frac{R\mu c}{\hbar} \right) R^2 \frac{y}{\sqrt{x} (V \sqrt{1+y^2} + 12.8)} \frac{a}{1+a} (a^2 + b^2)^2 \sin^2 b \times$$

$$\times \left\{ \frac{\cos \zeta + a \sin \zeta / \zeta}{(a^2 + \zeta^2) (b^2 - \zeta^2)} + \right.$$

$$\left. + \frac{\cos \zeta' + a \sin \zeta' / \zeta'}{(a^2 + \zeta'^2) (b^2 - \zeta'^2)} \right\} \sin \vartheta d\vartheta,$$

здесь

$$\zeta = (R\mu c / \hbar)^2 (6.4 x + y^2 / 4 + \sqrt{6.4 x} y \cos \vartheta),$$

$$\zeta' = (R\mu c / \hbar)^2 (6.4 x + y^2 / 4 - \sqrt{6.4 x} y \cos \vartheta).$$

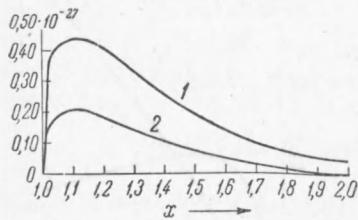


Рис. 2. 1 — $R = 1.6 \cdot 10^{-13}$, 2 — $R = 1.8 \cdot 10^{-13}$

ненные значения эффекта сильно зависят от размеров потенциальной ямы.

Из данных по рассеянию медленных нейтронов свободными протонами и орто- и пара-водородом следует, что в триплетном состоянии для R вероятны значения $\sim 1.5 - 1.8 \cdot 10^{-13}$ см. Мы видим, что по сравнению со случаем $R=0$ абсолютные значения эффекта в максимуме уменьшаются в 5—10 раз и сам максимум смещается ближе к порогу эффекта (от $x = 1.3$ при $R=0$ к $x = 1.1$ в районе $R = 1.6 \times 10^{-13}$). Максимум наиболее близок к порогу при R в промежутке $1.6 - 1.7 \cdot 10^{-13}$, а затем снова (с ростом R) сдвигается к большим энергиям (см. рис. 3).

Мезо-эффекты с испусканием заряженных мезонов запрещены для скалярного мезона малых энергий принципом Паули. В тех случаях, когда операторы спина входят в закон взаимодействия нуклонов с мезонным полем, такие процессы разрешаются. Предыдущее рассмотрение нуждается в ряде существенных уточнений. Мы, например, для начальных состояний нуклонов брали плоские волны, а наличие ядерных сил должно их исказить. Правда, некоторые имеющиеся в литературе оценки для случая фотоэффекта на дейтоне (2), показывают, что в данной области энергий допускаемые погрешности из-за неортогональности состояний меньше 30%. Не исключено, что в нашем случае эти погрешности существенно изменят результат. Уменьшение сечения на 2—3 порядка оставляет эффект экспериментально наблюдаемым.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступило
15 X 1950

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ Е. Л. Фейнберг, Journ. of Physics, 5, 177 (1941). ² М. Е. Rose and G. Goertzel, Phys. Rev., 72, 749 (1947).

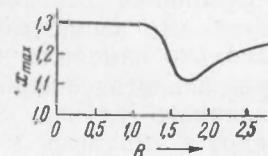


Рис. 3. Примерное положение x_{\max}