

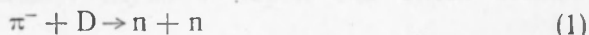
И. ПОМЕРАНЧУК

ЗАХВАТ π -ЧАСТИЦ В ДЕЙТОНЕ

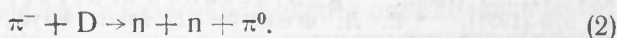
(Представлено академиком Л. Д. Ландау 10 VII 1951)

Захват π -частиц в водороде (1) и дейтоне дает указания относительно спина π^- и π^0 -частиц и их взаимной четности. Важность этого обстоятельства делает желательным сопоставление дейтонных и водородных реакций, не использующее теории возмущений в применении к мезонной теории (2,3). Такое сопоставление оказывается возможным благодаря малости отношения энергии связи дейтона ε к покоящейся энергии $\mu_\pi c^2$ частиц.

Малость скорости нуклонов в дейтоне по сравнению со скоростью света также существенна при феноменологическом рассмотрении реакций в дейтоне. Так как имеет место процесс



(π^- из K -оболочки (4,5)), исключая скалярную π^- -частицу (6,7), то в дальнейшем предполагается, что π^- , π^0 имеют спин 0, причем π^- — псевдоскалярная. Отбрасывание высших спинов основано на малой вероятности реакции



Отношение вероятности испускания π^0 в дейтоне к аналогичной вероятности в водороде равно в случае одинаковых четностей π , π^0 :

$$N = \frac{8}{3\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon}{E_H}} \frac{2\mu}{M} \int_0^{\sqrt{\chi}} \frac{(\chi^2 - x^2)^{3/2} x^4 dx}{(1 + x^2)^4}, \quad (3)$$

$$\left(1 + \frac{\mu}{M}\right) E_H = (\mu_\pi - \mu_{\pi^0}) c^2 - M_n c^2 + M_p c^2,$$

$$\chi = \frac{1}{\varepsilon} (\mu_\pi c^2 - \mu_{\pi^0} c^2 - \varepsilon - M_n c^2 + M_p c^2).$$

При $\chi = 1$ $N \approx 10^{-3}$.

Если четности π и π^0 различны, то (3) заменяется на следующее выражение:

$$N = \frac{16}{3\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon}{E_H}} \left\{ \frac{|b|^2}{|a|^2} \frac{M\varepsilon\hbar^2}{2\mu E_H} I_1(\chi) + \frac{(V\varepsilon + V\varepsilon_0)^2}{2E_H} I_2(\chi) \right\}, \quad (4)$$

$$\varepsilon_0 = \frac{\hbar^2 \alpha_0^2}{M}, \quad I_1 = \int_0^{\sqrt{\chi}} \sqrt{\chi^2 - x^2} \frac{x^4 dx}{(1 + x^2)^2},$$

$$I_2 = \int_0^{\sqrt{\chi}} \frac{(\chi^2 - x^2)^{3/2} x^2 dx}{(x^2 + 1)^2 \left(x^2 + \frac{\epsilon_0}{\epsilon}\right)};$$

α_0 — постоянная пп-системы в синглетном состоянии, аналогичная постоянной α в пр-системе (ψ -функция пп-системы удовлетворяет условию $\psi'/\psi = -\alpha_0$ при r , равном радиусу действия пп-ядерных сил).

Согласно (4), $N > 10^{-1}$, если $\epsilon_0 = \epsilon$ и $\chi = 1$. Таким образом, разница между (3) и (4) дает возможность установить взаимную четность π^- , π^0 -мезонов. Существование у π , π^0 высших спинов сделало бы непонятным появление запрета для испускания π^0 , который следует из (1).

Применение того же метода к испусканию γ -квантов:

$$\pi^- + D \rightarrow n + n + \gamma$$

приводит к следующему значению для отношения вероятности испускания γ -квантов в дейтоне и водороде:

$$N_\gamma = 1 - \frac{|b|^2 + 3|a|^2}{3|a|^2 + 3|b|^2} \frac{2\alpha}{f_0} \arctg \frac{2\alpha}{f_0}, \quad (5)$$

$$f_0 = \frac{\mu c}{\hbar}, \quad 0,4 < N < 0,8.$$

Главную роль играют γ -кванты с энергиями, близкими к верхнему энергетическому краю спектра. (3), (4) и (5) согласуются с результатами, полученными согласно мезонной теории в (2,3).

Поступило
15 V 1951

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ W. K. H. Panofsky, R. L. Aamodt and J. Hadley, Phys. Rev., **81**, 565 (1951). ² S. Тамор, R. E. Marshak, Phys. Rev., **80**, 766 (1950). ³ Б. Иоффе, А. Рудик и И. Шмушкевич, ДАН, **77**, 403 (1951). ⁴ A. S. Wightman, Phys. Rev., **77**, 521 (1950). ⁵ K. Brueckner, R. Serber and K. Watson, Phys. Rev., **81**, 575 (1951). ⁶ Е. Л. Фейнберг, Journ. Phys., **5**, 177 (1941). ⁷ S. Тамор, Phys. Rev., **79**, 221 (A) (1950).