К ВОПРОСУ О ДВУХНУКЛОННЫХ РЕЗОНАНСАХ

О.Д.Далькаров

В экспериментальной работе группы Беллетини, Коккони, Дидденса и др. [I] было замечено аномальное поведение дифференциального сечения реакции

$$p + d \to p + x \qquad (I)$$

в зависимости от величины недостающей массы m_x. В районе $m_x = (2,33 \pm 0,0I)$ Гэв обнаруживается отчетливо выраженный максимум с шириной Г = 250 Мэв. В условиях эксперимента квадрат четырехмерного передаваемого импульса изменялся в пределах $10^{-3} < t\ (\text{Гэв}/c)^2 < 10^{-1}$.

В настоящей заметке предлагается механизм такого усиления, основанный на представлении о том, что налетающий протон взаимодействует с одним из нуклонов дейтрона, образуя изобару N^*, которая в дальнейшем неупруго рассеивается на другом нуклоне. В качестве N^* естественно выбрать изобару с массой $m_{N^*} = (I,4 \pm 0,0I)$ Гэв (Г = =200 Мэв), которая наблюдалась той же группой в реакции $p + p \to p + x$ и была выражена лучше остальных изобар.

Амплитуду реакции (I) в интересующей нас области можно представить в виде суммы диаграмм (см. рис. I), дающих вклад в амплитуду реакции (I).

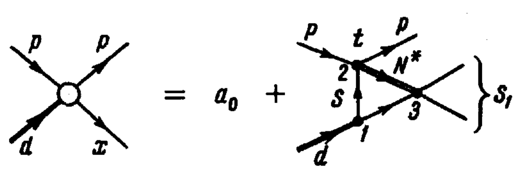

Рис. I

Здесь и в дальнейшем приняты следующие обозначения: S – квадрат энергии в с.ц.м. налетающих протона и дейтрона, S_1 – квадрат энергии в с.ц.м. частиц, вылетающих в вершине 3. Если через a_Δ обозначить амплитуду треугольной диаграммы, а через a_0 – амплитуду, отвечающую всем остальным членам, то дифференциальное сечение запишется следующим образом: $d\sigma = |a_o + a_\Delta|^2 d\tau$, $d\tau$ - фазовый объем конечных частиц реакции (I).

В данном эксперименте (при малых t) и $m_x = \sqrt{S_1} \simeq m_N + m_{N^*}$ можно считать энерговыделения в вершинах I, 2 и 3 малыми по сравнению с массами виртуальных частиц в треугольной диаграмме и, следовательно, всю диаграмму - нерелятивистской. Явное выражение для амплитуды a_Δ с постоянными вершинами имеет вид [2]:

$$a_\Delta = \frac{i}{8\pi} \frac{m_N m_{N^*}}{\sqrt{m_N m_x}} g_1 g_2 g_3 \frac{1}{t} \ln \frac{\sqrt{t} + \sqrt{t_\Delta}}{\sqrt{t} - \sqrt{t_\Delta}}, \qquad (2)$$

где $t_\Delta = 2m_N m_{N^*} \left[\sqrt{\frac{\varepsilon_d}{2m_N}} + \sqrt{\frac{\varepsilon_{m_x}}{m_N + m_{N^*}}}\right]^2$, ε_d - энергия связи дейтрона; $\varepsilon_{m_x} = m_N + m_{N^*} - m_x$, g_1, g_2, g_3 - амплитуды виртуальных реакций в вершинах I, 2 и 3. Из (2) следует, что a_Δ имеет на физическом листе двигающуюся комплексную особенность по t при $t = t_\Delta(m_x)$. Положение особенности может быть также получено из общих соображений без непосредственного вычисления треугольной диаграммы [3,4].

Если в выражении для дифференциального сечения реакции (I) выделить члены, линейные по a_Δ :

$$d\sigma = [|a_o|^2 + 4(Re\, a_o Re\, a_\Delta + Im\, a_o Im\, a_\Delta) + |a_\Delta|^2] d\tau,$$

то вычисления показывают, что достаточно хорошее согласие с экспериментом может быть достигнуто при учете только интерференционных членов, в частности, - $Re\, a_o \cdot Re\, a_\Delta$. Здесь всюду предполагается, что амплитуда a_o - мало меняющаяся функция m_x . Фазовый объем трех нуклонов в конечном состоянии, проинтегрированный по углам вылета частиц в вершине 3, имеет вид: $d\tau_3 = \frac{2pp'}{(4\pi)^4 m_x S} \times$ $\times dS d\vec{n}$, где p, p' - величины импульсов в с.ц.м. частиц, вылетающих в вершине 3 и в с.ц.и. всех конечных частиц реакции, $d\vec{n}$ - телесный угол для вылета протона в с.ц.и. Окончательно дифференциальное сечение, измеряемое на опыте, запишем как

$$\frac{d^2\sigma}{d\vec{n} dS} = [|a_o|^2 + 4(Re\, a_o Re\, a_\Delta + I_m\, a_o Im\, a_\Delta) + |a_\Delta|^2] f(m_x, S), \qquad (4)$$

где $f(m_x, S) = \frac{2pp'}{(4\pi)^4 m_x S}$. В области $m_x \simeq m_N + m_{N^*}$, $f(m_x, S)$ – практически не изменяется. В случае вылета в вершине 3 еще одной частицы (π – мезона) $f(m_x, S)$ также практически константа.

На рис. 2 и 3 изображены $Re\, a_\Delta$ и $|a_\Delta|^2$ в предположении $g_3 > 0$. Для сравнения приводятся экспериментальные данные из работы [I].

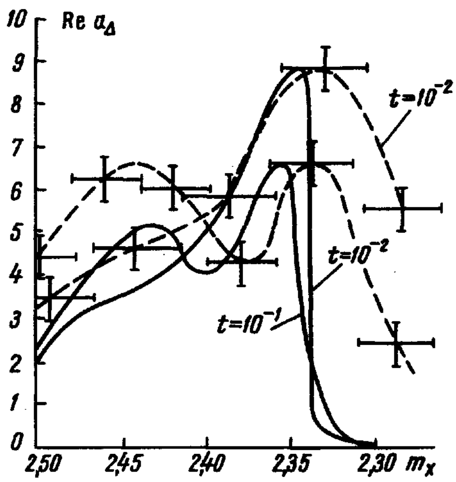

Рис. 2

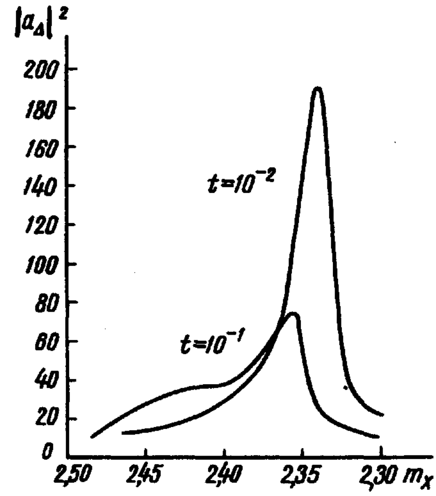

Рис. 3

Пунктирной кривой изображены экспериментальные данные для $t = 10^{-1}, 10^{-2}\ (Гэв/c)^2$, взятые из работы [I]. Теоретические кривые нормированы в максимальных точках.

Квадрат амплитуды треугольной диаграммы $|a_\Delta|^2$ также дает максимум в этой области m_x, однако форма экспериментальной кривой лучше соответствует учету $Re\, a_0\, Re\, a_\Delta$ в выражении (4) для дифференциального сечения реакции (I).

Автор выражает глубокую благодарность И.С.Шапиро за постоянное внимание к работе и ценное обсуждение результатов.

Литература

[I] G.Belletini, G. Cocconi, A.N.Diddens et al Phys.Lett., 18, 167, 1965.

[2] И.С.Шапиро. Теория прямых ядерных реакций. Атомиздат, 1963.

[3] Л.Д.Блохинцев, Э.И.Долинский, В.С.Попов. ЖЭТФ, 43, 2290, 1962.

[4] Б.Н.Валуев. ЖЭТФ, 47, 649, 1964.