

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗВЛЕЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ФОРМФАКТОРА ПРОТОНА В НЕФИЗИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ ИЗ РЕАКЦИЙ НА ДЕЙТРОНЕ

О.Д. Дальхаров, В.Г. Ксензов

Показано, что электромагнитный протонный формфактор (ЭПФ), полученный из экспериментальных данных по реакции $\bar{p}d \rightarrow e^+e^- + n_s$, эффективно отвечает аннигиляции антипротона на свободном протоне. Рассмотрен механизм возникновения этого явления и определена кинематическая область, в которой указанный эффект имеет место.

Теоретическое исследование физики $N\bar{N}$ -взаимодействия привели к предсказанию существования "бариония" и ряда физических эффектов, которые обусловлены фактом существования квазиядерных систем [1 – 4]. В частности, оказалось возможным предсказать поведение электромагнитного протонного формфактора (ЭПФ) во времениподобной области переданных импульсов вплоть до порога $p\bar{p}$ [3]. Для того, чтобы получить информацию о ЭПФ в нефизической области передаваемых импульсов представлялось естественным использовать реакцию аннигиляции антипротона на протоне ядра, например, реакцию $\bar{p}d \rightarrow e^+e^- + n_s$. В этой статье мы покажем, что на самом деле в силу специфики ядерной системы (дейтрона), амплитуда аннигиляции $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-$ эффективно будет входить в диаграммы процесса $\bar{p}d \rightarrow e^+e^- + n_s$ при энергии отвечающей аннигиляции антипротона на свободном протоне.

Чтобы доказать наше утверждение необходимо выбрать модель для амплитуды Γ_u процесса $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-$. В этой работе мы будем считать,

что аннигиляция $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-$ описывается механизмом динамического усиления [3], который на наш взгляд отвечает сути явления.

Механизму динамического усиления процесса $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-$ (в первом порядке по α) отвечают диаграммы рис. 1. На рис. 1 $t_{\bar{p}p}$ — амплитуда упругого рассеяния $p\bar{p}$, которая не содержит упругого рассеяния через аннигиляционные каналы, Γ_0 — амплитуда перехода $p\bar{p}$ в фотон, включающая в себя все аннигиляционные каналы. Используя символику операторной алгебры [5], аннигиляционную амплитуду $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-$ (рис. 1) можно записать в виде

$$\Gamma_u(q) = \Gamma_0(q, u) - \hat{t} g_u^{(0)} \Gamma_0, \quad (1)$$

где q — относительный импульс протона и антипротона, u — их кинетическая энергия в СЦИ, $g_u^{(0)}$ — функция Грина свободного движения. Для простоты будем считать, что Γ_0 не зависит от u (Γ_0 зависит существенно от u , только лишь в области энергий вблизи значений энергий связи "бариония" — ϵ_x [4]).

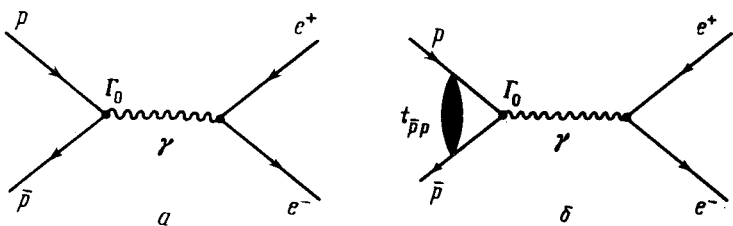


Рис. 1. Фейнмановские диаграммы для аннигиляции $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-$

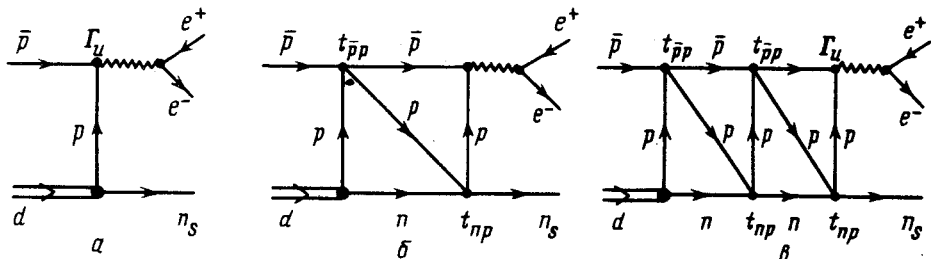


Рис. 2. Фейнмановские диаграммы для реакции $\bar{p}d \rightarrow e^+e^- + n_s$ в случае отсутствия $n\bar{p}$ -взаимодействия

Амплитуда аннигиляции $\bar{p}d \rightarrow e^+e^- + n_s$ в полюсном приближении (рис. 2) имеет вид

$$M_a = \phi_d(p_s) \Gamma_u \left(\frac{k + p_s}{2} \right) \quad (2)$$

$\phi_d(p_s)$ – волновая функция дейтрона, p_s – импульс нейтрона спектатора, k – импульс налетающего антипротона. Величина u равна

$$u = \frac{(k + p_s)^2}{4m} - \frac{p_s^2}{m} - \epsilon_d = v - \frac{p_s^2}{m} - \epsilon_d, \quad (3)$$

где $v = \frac{(k + p_s)^2}{4m}$ – кинетическая энергия в СЦИ свободных p и \bar{p} с импульсами $-p_s$ и k соответственно.

В этой статье для демонстрации как математической стороны вопроса так и физических следствий будем считать, что $p\bar{p}$ – взаимодействие отсутствует. Тогда существует бесконечный ряд диаграмм (рис. 2), в которых между двумя последовательными $p\bar{p}$ -взаимодействиями, протон дейтрона взаимодействует с нейтроном. Учет других диаграмм с np -взаимодействием не изменит нашего результата. (Подробно вопрос о роли диаграмм с np -перерассеяниями и методы их расчета изучались в работах [6 – 8]).

Для расчета диаграмм (рис. 2) был использован метод основанный на связи амплитуды np -рассеяния и функции Грина [7, 8]. Используя этот метод, можно получить для диаграммы на рис. 2, б следующее выражение

$$M_b = \phi_d(p_s) [\hat{t}_{\bar{p}p}(\hat{g}_u^{(o)} - \hat{g}_E)\hat{\Gamma}_u] + M'. \quad (4)$$

Можно показать, что величина M' составляет около 0,1 + 0,2 от величины M_b , для $p_s R \lesssim 1$ (R – радиус дейтрона) и поэтому может быть отброшена. Величина g_E приближенно равна свободной функции Грина $-g_v^{(o)}$ (с точностью 30%) с энергией v в СЦИ отвечающей свободным p и \bar{p} . Аналогичным образом можно получить выражения и для других членов ряда рис. 2. Сумма всех диаграмм с np перерасеянием будет иметь следующий вид:

$$M_b + M_g + \dots = \phi_d(p_s) \{ \Gamma_o - \Gamma_u - (\hat{t}_u + \hat{t}_u(\hat{g}_u^{(o)} - \hat{g}_v^{(o)})\hat{t}_u + \dots) g_v^{(o)} \Gamma_o \}. \quad (5)$$

Используя соотношение между амплитудой $t_{\bar{p}p}$ на энергетической поверхности и вне энергетической поверхности [6 – 8]

$$t_v = t_u + \hat{t}_u(\hat{g}_u^{(o)} - \hat{g}_v^{(o)})\hat{t}_u + \dots \quad (6)$$

и соотношение (1), получаем

$$M_b + M_g + \dots = \phi_d(p_s) (\Gamma_v - \Gamma_u). \quad (7)$$

Тогда сумма всех диаграмм ряда (рис. 2) будет равна

$$M = M_a + M_b + M_g + \dots = \phi_d(p_s) \Gamma_v. \quad (8)$$

$$\text{Равенство (8) выполняется с точностью до членов порядка } \frac{m(\Gamma_u - \Gamma_v)}{2m(1 + \frac{m}{2m})} =$$

$$= \frac{1}{3}(\Gamma_u - \Gamma_v). \text{ Наличие членов } \frac{1}{3}(\Gamma_u - \Gamma_v) \text{ связано с заменой } g_E$$

на $-g_v^{(0)}$ и приводит к тому, что при энергиях близких к энергии связи резонанса $-\epsilon_x$, этот резонанс будет проявляться, если $\frac{1}{3}(\Gamma_u - \Gamma_v) \gg$

$\gg \Gamma_v$. Заметим также, что в нашей модели существование узкого резонанса выше порога $p\bar{p}$ будет проявляться и ниже порога. Подчеркнем, однако, что рассматриваемые нами явления перенормировки амплитуды аннигиляции $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$ имеет место в сравнительно узкой области значений импульсов спектатора, удовлетворяющих условию $p_s \lesssim R^{-1} \lesssim 100$ МэВ/с.

На рис. 3 показано поведение величины $\tilde{G} = \alpha^{-1} |M/\phi_d| = |\Gamma_v|$ при различных условиях постановки эксперимента. Положим, например $p_s = 0$. Тогда с уменьшением $k \rightarrow 0$, величина $v \rightarrow 0$ и амплитуда Γ_v растет согласно предсказанию модели динамического усиления [3] и достигает максимума при $v = 0$ в точке $u = -\epsilon_d$. Теперь будем уменьшать u при $k = 0$, увеличивая p_s . Хотя величина u будет уменьшаться (см. (3)), но величина v будет расти как $p_s^2/4m$. Следовательно, \tilde{G} будет падать. Таким образом должен наблюдаться пик при $u = -\epsilon_d$, который может исчезнуть при других кинематических условиях эксперимента.

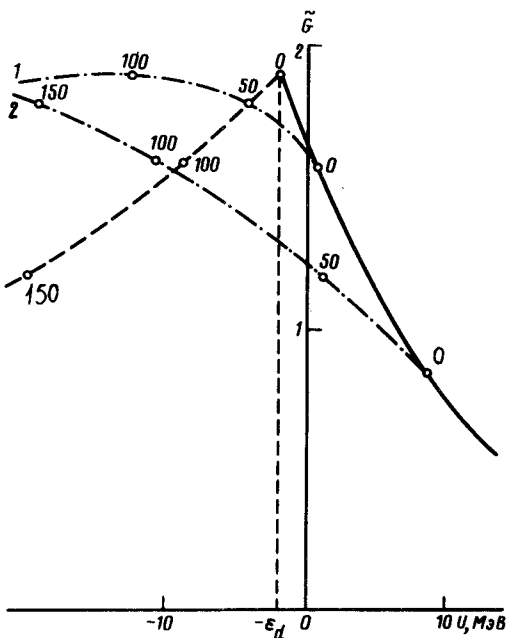


Рис. 3. Поведение величины $\tilde{G} = \alpha^{-1} |M/\phi_d|$ как функции инвариантной переменной $u = \sqrt{s} - 2m$, где \sqrt{s} — эффективная масса e^+e^- — системы. Сплошная кривая отвечает аннигиляции на квазисвободном протоне, т. е. когда импульс нейтрона-спектатора $p_s = 0$. Пунктирная кривая соответствует аннигиляции остановившихся антипротонов ($k_p = 0$). Цифры на кривых обозначают соответствующие значения импульса нейтрона-спектатора. Штрих-пунктирные кривые 1 и 2 отвечают вылету нейтрона-спектатора под углом 180° по отношению к направлению импульса налетающего \bar{p} в л.б. системе координат (импульсы \bar{p} равны $k_p = 100$ МэВ/с и 200 МэВ/с для кривых 1 и 2 соответственно)

Таким образом, из вышеизложенного следует, что извлечение ЭФФ из реакции на дейтроне требует осторожности при трактовке полученной информации, что связано с рассмотренными эффектами перенор-

мировки амплитуды аннигиляции $\Gamma_u(\bar{p}p \rightarrow e^+e^-)$. Для проверки предсказанного явления требуются экспериментальные исследования реакции $\bar{p}d \rightarrow e^+e^- + n_s$ в различных областях изменения кинематических переменных.

Авторы благодарны И.С.Шапиро, В.М.Колыбасову и А.Е.Кудрявцеву за обсуждение и ценные замечания.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
12 февраля 1980 г.

Литература

- [1] I.S.Shapiro. Phys. Rep., 35, 129, 1978.
 - [2] В.Г.Ксензов, А.Е.Кудрявцев. Письма в ЖЭТФ, 27, 197, 1978.
 - [3] О.Д.Далькаров. Письма в ЖЭТФ, 28, 182, 1978.
 - [4] В.О. Kerbikov et al. Preprint ИТЕР-61, 1978.
 - [5] А.И.Базь, Я.Б.Зельдович, А.М.Переломов. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М., изд. Наука, 1971, стр. 163.
 - [6] В.М.Колыбасов, В.Г.Ксензов. ЖЭТФ, 71, 13, 1976.
 - [7] V.M.Kolybasov, V.G.Ksenzov. Preprint ИТЕР-36, 1978.
 - [8] В.Г.Ксензов. ЯФ, 28, 1249, 1978.
-