ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Эдвард Капусцик

Р-1560

О ДВУХФОТОННОЙ ДИАГРАММЕ В РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ПРОТОНАХ

Дубна 1964

Эдвард Капусцик[x/]

О ДВУХФОТОННОЙ ДИАГРАММЕ В РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ПРОТОНАХ

x/ Постоянный адрес: Институт ядерной физики, Краков, Польша.

Во многих случаях в качестве экспериментальной проверки достаточности для описания $e-p$ рассеяния только одной однофотонной диаграммы рассматривают линейную зависимость сечения этого процесса от $\tan^2\frac{\theta}{2}$ (θ – угол рассеяния в лабораторной системе координат). Однако, как будет показано ниже, к этому критерию надо относиться с определенной осторожностью.

Рассмотрим для этого амплитуду $e-p$ рассеяния

$$
\begin{aligned}
&< p_2 s_2 ; q_2 \sigma_2 \,|S|\, p_1 s_1 ; q_1 \sigma_1 > = \\
&= \bar{u}^{\sigma_2}(q_2) \int dx\, dy\, e^{iq_1 y - iq_2 x} < p_2 s_2 | \frac{\delta^2 S}{\delta\bar{\psi}(x)\,\delta\psi(y)} | p_1 s_1 > u^{\sigma_1}(q_1),
\end{aligned}
\tag{1}
$$

где q_1 и q_2 – импульсы электрона до и после столкновения, p_1 и p_2 – аналогичные импульсы протона, индексами σ_1, σ_2 и s_1, s_2 отмечены спиновые состояния соответственно электрона и протона.

Если ограничимся рассмотрением лишь электромагнитного $e-p$ взаимодействия, то матричный элемент (1) можно разложить по степеням заряда e , и для двух первых членов разложения получим следующее выражение:

$$
\begin{aligned}
&< p_2 s_2 | \frac{\delta^2 S}{\delta\bar{\psi}(x)\,\delta\psi(y)} | p_1 s_1 > = \\
&= e\,\delta(x-y)\gamma_\mu \int dz\, D^c_{\mu\nu}(x-z) < p_2 s_2 | \frac{\delta S}{\delta A_\nu(z)} S^+ | p_1 s_1 > \\
&- e^2 \gamma_\mu S^c(x-y)\gamma_\nu \int dz_1 dz_2\, D^c_{\mu\lambda}(x-z_1) \times \\
&\times < p_2 s_2 | \frac{\delta^2 S}{\delta A_\lambda(z_1)\,\delta A_\rho(z_2)} S^+ | p_1 s_1 > D^c_{\nu\rho}(z_2).
\end{aligned}
\tag{2}
$$

В этой формуле $D^c(x)$ и $S^c(x)$ – причинные функции соответственно фотона и электрона.

Подставляя выражение (2) в (1) и переходя к импульсному представлению, получаем:

$$
\begin{aligned}
&< p_2 s_2 ; q_2 \sigma_2 \,|\, S \,|\, p_1 s_1 ; q_1 \sigma_1 > = -(2\pi)^4 i e^2\, \delta(p_1 + q_1 - p_2 - q_2) \times \\
&\times \{ \bar{u}(q_2)\gamma_\mu u(q_1) \frac{1}{Q^2} \bar{v}(p_2) [\gamma_\mu F_1(Q^2) + \sigma_{\mu\nu} Q_\nu F_2(Q^2)] v(p_1)
\end{aligned}
\tag{3}
$$

$$- e^2 \int d^4 k_1 d^4 k_2 \bar{u}(q_2) [\gamma_\mu \frac{i(\hat{q}_1 - \hat{k}_1) - m}{(q_1 - k_1)^2 + m^2} \gamma_\nu +$$

$$+ \gamma_\nu \frac{i(\hat{q}_1 + \hat{k}_2) - m}{(q_1 + k_2)^2 + m^2} \gamma_\mu] u(q_1) \cdot \frac{1}{k_1^2} \cdot \frac{1}{k_2^2} \times$$

$$\times \bar{v}(p_2) T_{\mu\nu}(p_2, k_2; p_1, k_1) v(p_1) \} . \tag{3}$$

Здесь спиноры $\bar{v}(p_2)$ и $v(p_1)$ описывают нуклон, $F_1(Q^2)$ и $F_2(Q^2)$ – обычные электромагнитные формфакторы нуклона, $T_{\mu\nu}(p_2, k_2; p_1, k_1)$ – амплитуда виртуального комптон-эффекта на нуклоне, k_1 и k_2 – импульсы виртуальных фотонов и $Q_\mu = (q_1 - q_2)_\mu = (k_1 - k_2)_\mu$.

Если учитывать только первый член разложения (3), то получим известную формулу Розенблюса. Как хорошо известно, при фиксированном значении передаваемого импульса

$$Q^2 = \frac{4E^2 \sin^2\frac{\theta}{2}}{1 + \frac{2E}{M} \sin^2\frac{\theta}{2}}$$

(E – энергия электрона в лабораторной системе координат), отношение розенблюсовского сечения $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_R$ к сечению меллеровского рассеяния $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_M$ линейно зависит от величины $\tan^2\frac{\theta}{2}$.

Считается, что учет следующих членов разложения (3) (т.е. двухфотонных диаграмм) даст отклонения от этой зависимости. Чтобы ответить на этот вопрос, необходимо прежде всего знать амплитуду виртуального комптон-эффекта на нуклоне $T_{\mu\nu}(p_2, k_2; p_1, k_1)$. Как известно, эта амплитуда разлагается на 18 линейно независимых градиентно-инвариантных структур /1/. Для экономии места мы не будем их здесь выписывать, предполагая для них тот же вид, что и в работе /1/. Поскольку для нашей цели достаточно знать точно тип членов, возникающих в сечении вследствии учета виртуального комптон-эффекта, мы не будем выписывать также и полного выражения для сечения, а рассмотрим лишь существенные члены. Для этого, кроме вектора Q_μ , определим еще два вектора, ортогональные к Q :

$$P_\mu = (p_1 + p_2)_\mu$$

и

$$\Delta_\mu = (q_1 + q_2)_\mu .$$

Воспользовавшись теоремой о главном вкладе в радиационные интегралы из области инфракрасной катастрофы /2/, получим для сечения выражение следующего типа:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (\frac{d\sigma}{d\Omega})_R + \frac{e^6}{4\epsilon_1 \epsilon_2 E_1 E_2 J} \{ A(Q^2) \cdot (P\Delta)^3 + B(Q^2) \cdot (P\Delta)^2 + C(Q^2) \cdot (P\Delta) + D(Q^2) \} . \tag{4}$$

При выводе этого выражения не сделано никаких предположений о характере амплитуды виртуального комптон-эффекта, и поэтому к исследованию следствий, возникающих отсюда, следует прежде всего подходить экспериментально. Функции $A(Q^2)$, $B(Q^2)$, $C(Q^2)$ и $D(Q^2)$ являются очень сложными, не зависимыми друг от друга функциями всех 18 амплитуд виртуального комптон-эффекта и формфакторов F_1 и F_2 .

В лабораторной системе координат:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (\frac{d\sigma}{d\Omega})_R + e^2 (\frac{d\sigma}{d\Omega})_M \{ \tilde{A}(Q^2) + \tilde{B}(Q^2) \tan^2\frac{\theta}{2} + \tilde{C}(Q^2) [\tan^2\frac{\theta}{2} + \frac{1 + \tan^2\frac{\theta}{2}}{\frac{E}{M}}] + \tilde{D}(Q^2) [\tan^2\frac{\theta}{2} + \frac{1 + \tan^2\frac{\theta}{2}}{\frac{E}{M} \tan^2\frac{\theta}{2}}] \} , \tag{5}$$

где функции $\tilde{A}(Q^2)$, ... , $\tilde{D}(Q^2)$ получаются из функции $A(Q^2)$ ..., $D(Q^2)$ путем соответствующих преобразований, связанных с переходом в лабораторную систему координат.

Из формулы (5) видно, что в отличие от $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_R$, кроме членов, линейно зависящих от $\tan^2\frac{\theta}{2}$, здесь имеются также члены с другой зависимостью. Однако легко увидеть, что для энергии $E \gg M$ эти члены будут малы по сравнению с остальными. Даже для $E \sim M$ значительные отклонения от линейности должны проявиться лишь при $\tan^2\frac{\theta}{2} < 1$.

Действительно, первый из членов, нарушающих линейность, приблизительно линейно зависит от $\tan^2\frac{\theta}{2}$, а второй мал при $\tan^2\frac{\theta}{2} > 1$. Только в случае $E \ll M$ отклонения от линейности могут быть велики для всех углов. Но в этом случае малы доступные значения Q^2 , и поэтому главную роль в выражении (5) будет играть член $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_R$. Отсюда следует, что без детальной оценки величины функций

$A(Q^2)$, ... , $D(Q^2)$ на основании экспериментальных данных о сечении $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ нельзя однозначно ответить на вопрос о вкладе двухфотонного обмена в $e-p$ рассеяние, если пользоваться только критерием линейности. Необходимо поэтому обратиться к другим экспериментальным критериям, которые освободят нас от фона, связанного с $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_R$, например, к определению разницы сечений рассеяния электронов и позитронов на нуклонах или к измерениям поляризации нуклонов отдачи.

В заключение выражаю благодарность В.С. Барашенкову за ценные обсуждения работы.

Литература

1. В.К. Федянин. Кинематика процессов с двумя фотонами. Препринт МИАН СССР. Москва, 1961.

2. R.D.Yennie, S.C.Frautschi and H.Suura. Annals of Phys., 13, 379 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел
12 февраля 1964 г.