ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Нгуен Ван Хьеу

Р-1263

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНА НА ЭЛЕКТРОНЕ И ПРОВЕРКА ЭЛЕМЕНТАРНОСТИ ФОТОНА

Дубна 1963 год

Нгуен Ван Хьеу

P-1263

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНА НА ЭЛЕКТРОНЕ И ПРОВЕРКА ЭЛЕМЕНТАРНОСТИ ФОТОНА

Направлено в ЖЭТФ

Дубна 1963 год

1. Введение

В последнее время обобщение результатов Редже[1] привело к созданию нового метода в теории сильных взаимодействий (см., например,[2,3,4] и указанную там литературу). Согласно этому методу, сильно взаимодействующие частицы и резонансы описываются полюсами Редже. При этом, естественно, возникает вопрос: является ли фотон элементарной частицей, или он также является полюсом Редже. Бланкенбеклер, Кук и Гольдбергер[5] впервые рассмотрели этот вопрос и предложили опыт по рассеянию электрона на ядре гелия для проверки элементарности фотона.

Если фотон является полюсом Редже, то при рассеянии электрона (или позитрона) больших энергий на электроне также происходит отклонение сечения рассеяния от формулы, полученной в электродинамике, как это было отмечено в работах Контогуриса[6] и Салекера[7]. Для определенности рассмотрим рассеяние электрона на электроне:

$$e^- + e^- \to e^- + e^- . \qquad (1)$$

Для рассеяния позитрона на электроне имеется аналогичный результат. Введем обозначения:

p_1 , p_2 – 4-импульсы электронов до рассеяния,

p_1' , p_2' – те же величины после рассеяния,

$$s = -(p_1 + p_2)^2 , \quad t = -(p_2 - p_1')^2, \quad u = -(p_1 - p_2')^2 . \qquad (2)$$

В электродинамике матричный элемент процесса (1) в низшем порядке зависит только от одной инвариантной амплитуды, являющейся функцией от передачи импульса

$$M_e = e^2 F(t)\, \bar{u}(p_1')\gamma_\mu u(p_1)\, u(p_2')\gamma_\mu u(p_2) - (p_1' \rightleftarrows p_2'), \qquad (3)$$

$$F(t) = \frac{1}{t} . \qquad (4)$$

Если фотон является полюсом Редже, то матричный элемент зависит от некоторых инвариантных амплитуд, являющихся функциями от t и s. В упомянутых работах[6,7] процесс (1) рассматривался в предположении, что вклады других инвариантных амплитуд пренебрежимо малы по сравнению с вкладом векторной амплитуды вида (3) и все изменение заключается в зависимости этой амплитуды от s.

В настоящей работе процесс (1) рассматривается без указанного предположения. Мы покажем, что если фотон является полюсом Редже, то матричный элемент этого процесса при больших энергиях асимптотически зависит от двух инвариантных амплитуд. Измерение углового распределения и поляризационных эффектов позволит определить эти амплитуды, а определение фотонной траектории $\alpha(t)$ требует только измерения дифференциального сечения при различных s, но при фиксированном t. Вопрос о γ_5 -инвариантности также обсуждается.

2. Матричный элемент

Рассмотрим процесс (1) в s -канале. Матричный элемент имеет вид:

$$M_s = \sum_i \bar{u}(p_1') \Gamma_i u(p_1) u(p_2') \Gamma_i u(p_2) A_i(s,u,t), \qquad i = s,S,V,T,A,P. \tag{5}$$

Инвариантные амплитуды $A_i(s,u,t)$ обладают определенными свойствами симметрии относительно перестановок переменных s, u и t. Мы рассматриваем процесс (1) при фиксированном t и $s \to +\infty$, $u \to -s$, т.е. в области переменных, где имеется симметрия между s и u. Поэтому нас интересует только перекрестная симметрия амплитуд $A_i(s,u,t)$ относительно перестановки s и u. Рассмотрим процесс (1) в u -канале. Мы имеем

$$M_u = \sum_i \bar{u}(p_2') \Gamma_i u(p_1) v(-p_2') \Gamma_i v(-p_2) A_i(u,s,t). \tag{6}$$

Из соотношений

$$v(-p_2')\Gamma_i v(-p) = \begin{cases} + u(p_2')\Gamma_i u(p_2), & i = V,T, \\ - u(p_2')\Gamma_i u(p_2), & i = S,A,P \end{cases} \tag{7}$$

и свойства перекрестной симметрии

$$M_u = -M_s \tag{8}$$

следует, что

$$A_i(u,s,t) = \begin{cases} -A_i(s,u,t), & i = V,T \\ +A_i(s,u,t), & i = S,A,P. \end{cases} \tag{9}$$

Поэтому $A_i(s,u,t)$ можно написать в виде

$$A_i(s,u,t) = \tfrac{1}{2}[B_i(s,t) \pm B_i(u,t)], \tag{10}$$

причем знаки (+) или (–) определяются как в (9). Как известно /3/, полюса Редже с индексом (+) дают вклады только в амплитуды (10) с знаком (+), а полюса с индексом (–) – в амплитуды со знаком (–). Фотонные полюса Редже имеют индекс (–) и дают вклады только в амплитуды $A_V(s,u,t)$ и $A_T(s,u,t)$. Таким образом при $s \to \infty$ матричный элемент процесса (1) зависит только от двух амплитуд – векторной и тензорной. Существование последней амплитуды приводит к нарушению γ_5 -инвариантности. Таким образом, в связи с вопросом об элементарности фотона весьма интересно проверить γ_5 -инвариантность электромагнитных взаимодействий при больших энергиях. Одной из возможностей проверки γ_5-инвариантности электромагнитных взаимодействий является измерение продольной поляризации рассеянных μ -мезонов в опыте по рассеянию продольно поляризованных μ -мезонов от распада $\pi \to \mu + \nu$.

Если γ_5 -инвариантность не нарушается, то матричный элемент процесса (1) зависит только от векторной амплитуды, как в электродинамике, и все изменение заключается в зависимости этой амплитуды от s. Заметим, что в матричном элементе (5) с указанными $A_i(s,u,t)$ нет явной симметрии между импульсами частиц в начальном (или конечном) состоянии в отличие от матричного элемента (3) в электродинамике. Однако, как нетрудно доказать, при фиксированных t и $s \to \infty$ второй член в (3) и интерференционный член пренебрежимо малы, и отсутствие указанной явной симметрии не приводит к трудности.

3. Асимптотическое поведение инвариантных амплитуд

Согласно известному методу /2-4/, для того, чтобы определить асимптотическое поведение амплитуд, нужно переходить к t -каналу и разложить эти амплитуды на парциальные волны. Для удобства введем две комбинации

$$C_1(s,t) = B_V(s,t) + B_T(s,t),$$
$$C_2(s,t) = \frac{t}{4} B_V(s,t) + m^2 B_T(s,t), \tag{11}$$

где m - масса электрона, и обозначим через θ угол рассеяния в t -канале, и

$$z = \cos\theta = 1 + \frac{2s}{t-4m^2}. \tag{12}$$

Разложив амплитуды на парциальные волны, мы получим

$$C_1(s,t) = \sum_J h^J(t)\, P'_J(z), \tag{13}$$

$$C_2(s,t) = \sum_J \{ f^J(t) \frac{J^2 P_J(z) - P'_{J-1}(z) - z P'_J(z)}{1-z^2}$$
$$+ g^J(t) \frac{J^2 z P_J(z) - z P'_{J-1}(z) - P'_J(z)}{1-z^2} \}. \tag{14}$$

Здесь $f^J(t)$ пропорционален парциальной амплитуде перехода между триплетными состояниями с $P = C = (-1)^{J+1}$ x), а $g^J(t)$, $h^J(t)$ пропорциональны двум из трех парциальных амплитуд перехода между триплетными состояниями с $P = C = (-1)^J$. Последние состояния имеют квантовые числа фотонной траектории. Поэтому среди трех амплитуд $f^J(t)$ $g^J(t)$ и $h^J(t)$, рассматриваемых как функции от J и t, только две последние имеют полюс, соответствующий фотону. Напишем разложения (13) и (14) в виде интеграла Зоммерфельда-Ватсона и преобразуем контур интегрирования /1-4/. Учитывая только вклады фотонного полюса в асимптотические выражения $C_1(s,t)$ и $C_2(s,t)$, мы получим:

$$C2(s,t) \to F_1(t) \frac{1}{\sin\pi a(t)} s^{a(t)-1},$$
$$C_2(s,t) \to F_2(t) \frac{1}{\sin\pi a(t)} s^{a(t)-1}, \tag{15}$$

---

x) P - пространственная четность, C - зарядовая четность.

где $a(t)$ – фотонная траектория. Из (10) и (15) следует, что при $s \to +\infty$

$$A_V(s,u,t) \to \frac{1-e^{-i\pi a(t)}}{\sin \pi a(t)}\, a_V(t)\, s^{a(t)-1}\,,$$
$$A_T(s,u,t) \to \frac{1-e^{-i\pi a(t)}}{\sin \pi a(t)}\, a_T(t)\, s^{a(t)-1}\,, \tag{16}$$

и матричный элемент имеет вид:

$$M_s \to \frac{1-e^{-i\pi a(t)}}{\sin \pi a(t)}\, s^{a(t)-1}\, T\,, \tag{17}$$

$$T = a_V(t)\, u(p_1')\, \gamma_\mu\, u(p_1)\, u(p_2')\, \gamma_\mu\, u(p_2) \tag{18}$$
$$+ a_T(t)\, u(p_1')\, \sigma_{\mu\nu}\, u(p_1)\, u(p_2')\, q_{\mu\nu}\, u(p_2)\,.$$

4. Обсуждение результатов

Формулы (17) и (18) показывают, что матричный элемент процесса (1) асимптотически зависит от двух функций $a_V(t)$, $a_T(t)$ и траектории $a(t)$. Если γ_5 –инвариантность не нарушается, то $a_T(t)=0$. Фотонную тракторию $a(t)$ и функции $a_V(t)$ и $a_T(t)$ в принципе можно определить из опыта с помощью измерения углового распределения и поляризованных эффектов. Однако наша цель требует высоких энергий, что возможно только при помощи опыта с встречными пучками электронов. В этих условиях исследование поляризационных эффектов оказывается весьма трудным. Поэтому ограничимся вычислением дифференциального сечения. Мы имеем

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \to \frac{s^{2a(t)-1}}{2^8\pi^2} \left| \frac{1-e^{-i\pi a(t)}}{\sin \pi a(t)} \right|^2 \Sigma\, |T|^2\,, \tag{19}$$

где Σ обозначит суммирование по всем поляризациям частиц в начальном и конечном состояниях, а T определяется формулой (18). Конкретное вычисление показывает, что при больших s и фиксированном t величина $\Sigma|T|^2$ стремится к функциям от t, т.е.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \to \xi(t)\, s^{2a(t)-1}\,, \quad s\to\infty\,, \tag{20}$$

в то время как в электродинамике сечение $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$, вычисленное в низшем порядке, стремится к

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} \to \xi_0(t)\, s, \quad s\to\infty\,. \tag{21}$$

Обозначим отношение $\frac{d\sigma/d\Omega}{d\sigma_0/d\Omega}$ через $R(t,s)$. Сравнение (20) и (21) дает:

$$\frac{R(t,s_1)}{R(t,s_2)} = \left[\frac{s_1}{s_2}\right]^{2[a(t)-1]} \tag{22}$$

Таким образом, отношение (22) зависит только от траектории $\alpha(t)$ и не зависит от функции $a_V(t)$ и $a_T(t)$. Для определения фотонной траектории $\alpha(t)$ достаточно измерить дифференциальное сечение при фиксированных t и различных s. Этот результат аналогичен полученному в работе[5] для рассеяния электрона на ядре гелия.

Как было отмечено, очень трудно определить функции $a_V(t)$ и $a_T(t)$. Однако желательно проверить γ_5 -инвариантность на основе других опытов, например, рассеяния продольно поляризованных μ -мезонов на нуклоне. Если электромагнитное взаимодействие γ_5 -инвариантно даже в случае, когда фотон является полюсом Редже, то $a_T(t) = 0$ и для определения $a_V(t)$ достаточно измерить дифференциальное сечение.

Недавно Домокошем и Вольфом[8] был предложен метод получения фотонной траектории $\alpha(t)$ из экспериментальных данных о формфакторе нуклона. Этот метод требует точного знания траектории ρ -мезона. В настоящее время нужные экспериментальные данные еще не достаточно точны. Для проверки элементарности фотона предложенные в работе[5] и в настоящей работе опыты являются простейшими опытами.

В заключение отметим, что если фотон является полюсом Редже и существует резонанс с $J = 3$, то этот резонанс не может рождаться в процессе рождения пары фотоном в кулоновском поле (в низшем порядке), но может рождаться в процессе рождения пары электроном в кулоновском поле:

$$e^- + Z \to e^- + e^+ + e^- + Z .$$

Автор выражает глубокую благодарность профессору Я.А.Смородинскому за ценные советы, профессору М.А.Маркову, профессору А.А.Логунову и Г.Домокошу за интерес к работе.

Литература

1. T.Regge. Nuovo Cim. 18, 947 (1960).
2. В.Н.Грибов и И.Я.Померанчук. ЖЭТФ, 42, 1648,1962.
3. S.C.Frautschi, M.Gell-Mann and F.Zachariasen. Phys. Rev. 126, 2204 (1962).
4. Г.Домокош. ДАН СССР, 144, 1279, 1962 г.
5. R.Blankenbecler, L.F.Cook and M.L.Goldberger. Phys. Rev. Lett. 8, 463 (1962), Phys. Rev. 128, 2440 (1962).
6. A.P.Contogouris. Phys. Lett. 3, 103 (1962) .
7. H.Salecker. Preprint, CERN, 1962.
8. Г.Домокош и Ю.Вольф. Препринт ОИЯИ Е-1165, Дубна, 1963г.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 апреля 1963 года.