Краткие сообщения по физике № 8 август 1973

КОМПЛЕКСНЫЕ ПОЛЮСА, РАСТУЩИЕ СЕЧЕНИЯ И ТЕОРЕМА ПОМЕРАНЧУКА

В. А. Царев

УДК 539.171

Показано, что наличие осциллирующих вкладов, связанных с комплексно-сопряженными полюсами Редже, не нарушает асимптотического равенства полных сечений рассеяния частиц и античастиц на одинаковой мишени. Обсуждаются модели с комплексными полюсами, приводящие к асимптотическому и предасимптотическому росту полных сечений.

Изучение pp-рассеяния, проведенное недавно на ускорителях ЦЕРНа и Батавии, обнаружило ряд поразительных особенностей, не укладывающихся в рамках существующих представлений о механизме дифракционного рассеяния. Так, вместо ожидавшегося постоянства (или, возможно, слабого предсасимптотического подъема) полного сечения $\sigma(s)$ был обнаружен /1/ сильный рост, близкий к максимально допустимому по теореме Фруассара $\sim \ln^2 s$. В то же время измерения параметра наклона $B(s)$ дифракционного пика /1-3/ выявили тенденцию к замедлению увеличения $B(s)$ и стремление его к постоянной, не зависящей от энергии величине. Известное соотношение $\sigma(s) < 16\pi B(s)$ означает в таком случае, что истинно асимптотическое поведение еще не достигнуто даже в области энергий $s \sim$ ~ 3000 Гэв эв^2! Наконец, измерение /1/ отношения $\alpha \equiv \mathrm{Re}F(s,0)/\mathrm{Im}F(s,0)$ указало на возможное изменение знака этой величины в области $s \sim 500$ Гэв^2. Все эти свойства не удается описать с помощью традиционного подхода, основанного на учете вклада полюса Померанчука и связанных с ним ветвлений; они требуют для своего объяснения новых моделей дифракционного рассеяния. Как будет показано ниже, одна из таких возможностей может быть связана с моделью комплексных полюсов Редже (КПР).

Модель КПР, получившая значительное развитие в последнее время (подробные ссылки можно найти в работах /4/), обладает рядом интересных особенностей, одной из которых является наличие осцилляций (в том случае, если полюса лежат на физическом листе комплексной j-плоскости). При использовании модели КПР для описания дифракционного рассеяния возникает вопрос о выполнении теоремы Померанчука /5/, поскольку при доказательстве этой теоремы существенным является предположение об отсутствии осцилляций.

Рассмотрим процессы упругого рассеяния частиц a и античастиц $\bar{a}$ на мишени b

$$\begin{aligned} a + b &\to a + b, \\ \bar{a} + b &\to \bar{a} + b, \end{aligned} \tag{I}$$

которые описываются амплитудами $F(\nu,t)$ и $\bar{F}(\nu,t)$ соответственно ($\nu = s + t/2 - (m^2 + M^2)$, m и M массы $a(\bar{a})$ и b). Функции $F(\nu,t)$ и $\bar{F}(\nu,t)$ будем предполагать аналитичными в верхней полуплоскости ν и непрерывными на реальной оси и содержащими в соответствии с моделью КПР вклады комплексно-сопряженных полюсов

$$\begin{aligned} P &= -\beta(-i\nu)^{\alpha} - \gamma(-i\nu)^{\alpha^*}, \\ \bar{P} &= -\bar{\beta}(-i\nu)^{\bar{\alpha}} - \bar{\gamma}(-i\nu)^{\bar{\alpha}^*}, \end{aligned} \tag{2}$$

где $\alpha = \alpha_R + i\alpha_I$, $\bar{\alpha} = \bar{\alpha}_R + i\alpha_I$, β, $\bar{\beta}$, γ, $\bar{\gamma}$ – комплексные траектории и вычеты.

Поскольку $P(\nu)$ осциллирует, условие $\sigma \geq 0$ означает, что КПР, лежащие на физическом листе с $\alpha_I(t = 0) \neq 0$, не могут быть единственными ведущими особенностями амплитуды. Мы будем поэтому полагать, что

$$F = P + f, \quad \bar{F} = \bar{P} + \bar{f}, \tag{3}$$

где функции $f(\nu,t)$, $\bar{f}(\nu,t)$ учитывают вклады, не содержащие осцилляций. Ясно также, что для рассматриваемой проблемы представляет интерес лишь поведение $f(\nu,t) \sim -C(t)(-i\nu)^{\alpha_0(t)}$ с $\alpha_0(0) = \alpha_R(0) = 1$. Это означает, что $f(\bar{f})$ содержит вклад обычного полюса Померанчука, а P $(\bar{P})$ – комплексной пары с $\alpha_\Gamma(0) = 1$. Для нас не существенен механизм возникновения КПР. Важно, однако, подчеркнуть, что полюс Померанчука, входящий в f – это обычный полюс Редже с реальными α_o и C. Это не противоречит тому, что $\alpha_o(0) = \alpha_R(0)$, так как пересечение траекторий ещё не означает возникновения у них левосторонних особенностей /6/. Кроме того, при $\alpha_I(0) \neq 0$ $j = 1$, $t = 0$ не является точкой столкновения.

Согласно теореме Фрагмена-Линделефа асимптотика (3) будет иметь место также при $\nu \to -\infty$. Учитывая, кроме того, соотношение перекрестной симметрии

$$\bar{F}(\nu,t) = F^*(-\nu,t), \tag{4}$$

получим следующие равенства:

$$\bar{\alpha} = \alpha^*, \quad \bar{\beta} = \beta^*, \quad \bar{\gamma} = \gamma^*, \; \bar{C} = C^* = C. \tag{5}$$

Полагая $\gamma = \bar{\gamma} = 0$, $f = \bar{f} = 0$ и $\alpha_I(0) = 0$, получим из (2), (5) и оптической теоремы $\sigma = (4\pi/\nu)\mathrm{Im}F(\nu,0)$ известный результат $\sigma = \bar{\sigma}$ в случае, если асимптотика определяется реальным полюсом Померанчука.

При $\gamma = \bar{\gamma} = 0$ и $\alpha_I(0) \neq 0$ получим, что вклад одиночного комплексного полюса приводит к осциллирующей разности полных сечений

$$\Delta\sigma \equiv \sigma - \bar{\sigma} \sim 2|\beta(0)|\,\mathrm{sh}\left[\frac{\pi\alpha_I(0)}{2}\right]\cos\left[\arg\beta(0) + \alpha_I(0)\ln\nu\right], \tag{6}$$

т.е., как и в случае дифференциальных сечений /7/, нарушает теорему Померанчука.

И, наконец, $\sigma = \bar{\sigma}$ для пары полюсов, имеющих сопряженные вычеты ($\gamma = \beta^*$), т.е. теорема Померанчука выполняется в этом случае для σ, также как и для $d\sigma/dt$ /8/.

Покажем теперь, что рассматриваемая модель описывает основные черты экспериментальных данных по pp-рассеянию. Детальное сравнение будет дано в последующей работе, здесь же мы ограничимся лишь качественным обсуждением. Учитывая, что экспериментальные данные указывают на относительную малость вклада КПР, будем считать $\beta(t)/C(t) \equiv \varepsilon \ll 1$. Положим также для простоты при малых t $\alpha_I(t) \equiv \mathrm{const} \neq 0$. Тогда

$$\sigma(s)/4\pi = C + 2|\beta(0)|\,\mathrm{ch}\left[\frac{\pi\alpha_I(0)}{2}\right]\cos(\arg\beta(0) + \alpha_I(0)\ln s), \tag{7}$$

$$\alpha(s) = -\frac{8\pi|\beta(0)|}{\sigma(s)}\,\mathrm{sh}\left[\frac{\pi\alpha_I(0)}{2}\right]\sin(\arg\beta(0) + \alpha_I(0)\ln s), \tag{8}$$

$$b(s) \approx b_0 + 4\varepsilon\sin(\arg\beta(t) + \alpha_I \ln s)\,\frac{d}{dt}\arg\beta(t) + 2\alpha_R' \ln s. \quad (9)$$

Как видно из (7), обнаруженный на опыте рост $\sigma(s)$ начиная с $s \sim 500$ Гэв^2 можно интерпретировать как результат роста косинуса, после прохождения минимума при $\arg\beta(0) + \alpha_I(0)\ln s = \pi$. В этой же области, как следует из (8) и (9), $\alpha(s)$ меняет знак, а параметр $b(s)$ замедляет свой рост.

Иная ситуация возникает, если $\alpha_I(0) = 0$. В этом случае точка $j = 1$, $t = 0$ является точкой столкновения КПР и при $\beta(t) = h(t)/2i\alpha_I(t)$ в этой точке парциальная амплитуда имеет полюс второго порядка

$$T(j,t) = \frac{\beta}{j - \alpha} + \frac{\beta^*}{j - \alpha^*} \xrightarrow[t \to 0]{} \frac{h(0)}{(j-1)^2}. \quad (10)$$

Соответственно этому в полном сечении возникает дополнительный фактор $\ln s$. Учитывая, что теперь $\arg\beta(t) = -\pi/2 + \arg h(t)$, получим $\sigma = 4\pi\,(C + 2|h(0)|\ln s)$, так что в этом случае сечение будет асимптотически расти $\sim \ln s$.

Поступила в редакцию
21 июня 1973 г.

Литература

1. V. Amaldi et al. Phys. Letts., 36B, 504 (1971); 43B, 361 (1973).
2. G. M. Holder et al. Phys. Letts., 35B, 355 (1971).
3. G. Barbellini et al. Phys. Letts., 39B, 663 (1972).
4. В. А. Царев. Доклад на международном семинаре по бинарным реакциям адронов. Дубна, 1971 г., стр. 535; Н. П. Зотов, В. А. Царев. Препринт ФИАН № 168, 1971 г.
5. И. Я. Померанчук. ЖЭТФ, 34, 725 (1958).
6. H. Cheng. Phys. Rev., 130, 1283 (1963).
7. B. A. Bialas, J. Siciak, R. Wit. Acta Phys. Pol., 32, 651 (1967).
8. R. E. Mickens. Letts. Nuovo Cim., 2, 231 (1969). P. Chylek. Letts. Nuovo Cim., 4, 381 (1970).