Письма в ЖЭТФ, том 36, вып. 5, стр. 165 – 168 *5 сентября 1982 г.*

ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЕЩЕСТВЕННОЙ ЧАСТИ АМПЛИТУДЫ РАССЕЯНИЯ НА УГОЛ НОЛЬ

И.И.Левинтов

Вещественная часть амплитуды упругого рассеяния вперед рассматривается на основе модели дифракционной диссоциации. В такой картине наблюдаемая при высоких энергиях положительность вещественной части означает, что Re f (0) является весьма периферическим эффектом – ореолом. Этот вывод согласуется с имеющимися экспериментальными данными.

Вещественная часть амплитуды упругого адрон-адронного рассеяния вперед при больших энергиях является важной характеристикой S-матрицы, однако, до сих пор не имеет наглядного динамического объяснения. В то время как динамика возникновения мнимой части хорошо прослеживается и качественно и количественно в моделях основанных на мультипериферических представлениях, которые в свою очередь получили пространственно-временное толкование в кварк-партонной картине[1], а затем и в рамках QCD[2–4] вещественная часть определяется из мнимой на основе дисперсионных соотношений. Дисперсионные отношения в силу своего интегрального характера не дают, пока, возможности понять динамику возникновения вещественной части на базе привычной мультипериферической картины мнимой части.

Основная особенность Re f (0) состоит в том, что в районе $E_{\text{лаб}} \gtrsim 10^2$ ГэВ величина $\rho = \mathrm{Re}\, f\,(0)\, /\, \mathrm{Im}\, f\,(0)$ меняет знак, переходя от отрицательных значений при $E_{\text{лаб}} <\, < 10^2$ ГэВ к положительным $\rho \sim +0,1$. В настоящее время экспериментальные значения для ρ в области $10^2 - 10^3$ ГэВ имеются лишь для pp и $\pi \bar{p}$ -рассеяния[5,6], однако эффект положительности Re f (0) при высоких энергиях имеет, по-видимому, универсальный характер, так как вытекает из дисперсионных соотношений в связи с хорошо известным ростом σ_{tot}.

Амплитуда рассеяния в представлении прицельного параметра (b) имеет вид $f(b) = (\bar{\chi}(b) \exp 2i\bar{\delta}(b) - 1)/2i$, где $0 < \bar{\chi}(b) < 1$ – прозрачность (доля выживших частиц). Поскольку $\mathrm{Re} f(0) = \bar{\chi}(b) \sin 2\bar{\delta}(b)/2$, а $\mathrm{Im} f(b) = (1 - \cos 2\bar{\delta}(b)\bar{\chi}(b)/2$ – вопрос о вещественной части $f(b)$ – сводится к вопросу о механизме возникновения фазового сдвига $\bar{\delta}(b)$ в процессе рассеяния при высоких энергиях.

В основе нашего рассмотрения лежит идея восходящая к работам Файнберга и Померанчука [7], а также Гуда и Уолкера [8], о том, что составляющие волновой функции налетающего адрона, отвечающие разным внутренним координатам конституэнтов поглощаются мишенью поразному. По образному выражению авторов работы [10] мишень действует как своеобразный фильтр, разрушающий „равновесную" волновую функцию падающей частицы. Через некоторое время после прохождения через мишень (время адронизации $t_a \cong E/m^2$) равновесие восстанавливается [1,9]. При этом составляющие начальной волновой функции адрона отвечающие неравновесно малым поперечным расстояниям между конституэнтами (большие $k_\perp$) распадаются, давая начало дифракционной диссоциации [10].

Весьма существенно, что каждая профильтровавшаяся составляющая волновой функции падающей частицы имеет некоторую амплитуду вероятности распада также в состояние отвечающее волновой функции начальной частицы; при этом, однако, возникает сдвиг фазы зависящий от координат прошедших через мишень конституэнтов падающей частицы.

Волновую функцию падающей частицы представим в виде фоковского столбца, определенного в одновременной динамике на световом конусе [10,11]. Внутренними координатами $\xi(x_i, k_{\perp i})$ такой волновой функции являются поперечные импульсы $k_{\perp i}$ (или координаты $r_{\perp i} = 1/k_{\perp i}$) конституэнтов и доли продольного импульса на световом конусе, уносимого конституэнтами $x_i = \dfrac{k_{oi} + k_{3i}}{p_o + p_3}$, где p_3 – импульс падающей частицы в системе с $p_1 = p_2 = 0$. При высоких энергиях прозрачность χ и сдвиг фазы δ могут быть записаны как функции энергии, прицельного параметра и внутренних координат налетающей частицы: $\chi = \chi(E, b, \xi)$ и $\delta = \delta(E, b, \xi)$. С другой стороны волновая функция падающей частицы $\psi(\xi)$ нормирована: $\int |\psi(\xi)|^2 d\xi = 1$. При рассеянии на угол 0 – спиральность сохраняется и поэтому мы не будем учитывать спины кварков. В этом случае $\chi(E, b, \xi)$ и $\delta(E, b, \xi)$ являются просто числами и мы можем определить ожидаемые значения физических величин $\bar{\chi}(E, b)$ и $\bar{\delta}(E, b)$: $\bar{\delta}(E, b) = \int d\xi\, |\psi(\xi)|^2 \delta(E,b,\xi)$ и аналогичное выражение для $\chi(E, b)$. Сформируем из налетающих частиц достаточно узкий волновой пакет $(\Delta E \cong m)$ со средней энергией $E = (m^2 + p^2)^{1/2}$, $(p = p_3)$, и средней фазой $(pz - Et)$ и проследим взаимодействие какой-нибудь из его фоковских конфигураций с мишенью толщиной $\sim 1/m$. Пусть пакет $[\psi(\xi) \exp i(pz - Et)]$ к моменту $t = 0$, $z = 0$ подошел к мишени и провзаимодействовал с нею. Первоначальная амплитуда фоковской конфигурации $\psi(\xi)$ в результате взаимодействия уменьшилась, стала $\eta_1(E, b, \xi)\psi(\xi)$. Поэтому, через время $t_a \cong E/m^2$ эта неравновесная конфигурация распадается, причем волновая функция после распада содержит также долю начальной волновой функции с амплитудой $\eta_2(E, b, \xi)\eta_1(E, b, \xi)\psi(\xi)$ (η_2 – зависит от E и b, так как при $b >$ радиуса взаимодействия $\eta_1 = \eta_2 = 1$). Таким образом на каждую конфигурацию ξ приходится доля „выживших" частиц пучка $\psi^*(\xi)\eta_1\eta_2\psi(\xi) = |\psi(\xi)|^2 \eta(E, b, \xi) = \chi(E, b, \xi)$ и

$$\bar{\chi}(E, b) = \int d\xi\, |\psi(\xi)|^2 \eta(E, b, \xi) \leqslant 1\,. \tag{1}$$

Величина $|\psi(\xi)|^2\ \delta(E,b,\xi)$ равна $\chi(E,b,\xi)\,\delta(\xi)$, где $\delta(\xi)$ – сдвиг фазы, связанный с прохождением конфигурации ξ. Будем характеризовать конфигурацию ξ величинами x и $k_\perp$ -долей продольного импульса и поперечным импульсом, уносимым одним из кварков (q); соответствующие величины для всех остальных кварков и глюонов (q, g) будут $1-x$ и $-k_\perp$. Тогда фаза конфигурации ξ к моменту ее распада равна :

$$(xpz_a + (1-x)pz_a - (E_q + E_{qg})\,t_a = [p - (k_\perp^2 + x^2p^2)^{1/2} - (k_\perp^2 + (1-x)^2p^2)^{1/2}]\frac{E}{m^2}$$

(мы пренебрегаем массой легких кварков и массой системы $q,\ g$). Если $b >$ радиуса взаимодействия, прошедший через мишень пакет к моменту t_a имел бы среднюю фазу $(p - (m^2+p^2)^{1/2})\,(E/m^2)$. Таким образом сдвиг фазы, связанный с прохождением конфигурации ξ равен :

$$\delta(\xi) = -\,[(k_\perp^2 + x^2p^2)^{1/2} + (k_\perp^2 + (1-x)p^2)^{1/2} - (m^2+p^2)^{1/2}]\frac{E}{m^2} =$$

$$= \frac{1}{2}\left(1 - \frac{k_\perp^2}{m^2\,(1-x)\,x}\right).$$

В итоге

$$\bar\delta(E,b) = \frac{1}{2}\int d\xi\left(1 - \frac{k_\perp^2}{m^2(1-x)x}\right)|\psi(\xi)|^2\,\eta(E,b,\xi) = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{\bar k_\perp^2}{m^2(1-\bar x)\,\bar x}\right)_{E,b}\times$$

$$\times\int d\xi\,|\psi(\xi)|^2\,\eta(E,b,\xi) = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{\bar k_\perp^2}{m^2\,(1-\bar x)\,\bar x}\right)_{E,b}\bar\chi(E,b). \qquad (2)$$

Видно, что $\bar\delta(E,b)$ пропорциональна $\bar\chi(E,b)$. Величина $(\bar k_\perp^2/m^2\,(1-\bar x)\,\bar x)_{b,E}$ характеризует конфигурации, при которых мишень оказывается наиболее прозрачной для падающей частицы при заданном b.

Меняя местами пучок и мишень, и сохраняя s получим выражения аналогичные (1) и (2) для $\bar\delta_t(s,b)$ и $\bar\chi_t(s,b)$ частиц мишени. Рассматривая взаимодействие двух волновых пакетов в СЦИ легко убедиться, что полный сдвиг фазы $2\bar\delta(s,b) = \bar\delta_B(s,b) + \bar\delta_t(s,b)$. С другой стороны в силу закона сохранения энергии импульса каждой упруго рассеянной частице пучка соответствует только одна упруго рассеянная частица мишени. Поэтому $\chi_B(s,b) = \bar\chi_t(s,b) = \bar\chi(s,b)$, и

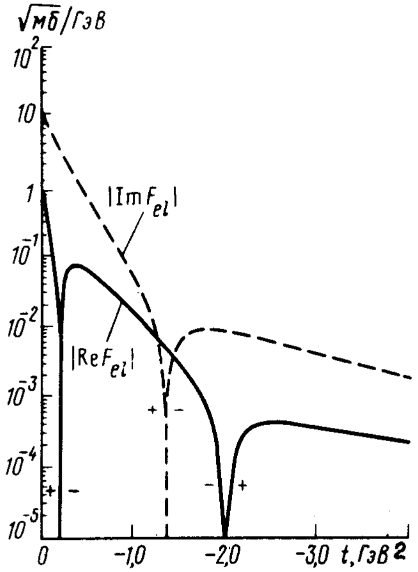
$$2\bar\delta(s,b) = \bar\chi(s,b)\left(1 - \frac{1}{2}\frac{\bar k_\perp^2}{m_B^2\,(1-\bar x)\bar x} - \frac{1}{2}\frac{\bar k_\perp^2}{m_t^2\,(1-\bar x)\,\bar x}\right)_{s,b}. \qquad (3)$$

Усредненную по прицельному параметру величину $(\bar k_\perp^2/m^2\,(1-\bar x)\,\bar x)_s$ для конфигураций наибольшей прозрачности можно оценить из экспериментальных данных о ρ. Для pp-рассеяния

$$\rho = \frac{4\pi}{\sigma_t}\int \bar\chi\,\sin\,2\bar\delta\,b\,db = \frac{4\pi}{\sigma_t}\int_0^R \bar\chi^2\left(1 - \frac{k_\perp^2}{m^2(1-\bar x)\,\bar x}\right)_{s,b} bdb \;\cong$$

$$\cong \frac{2\pi r_{\text{ск}}^2}{\sigma_t}\,\bar\chi^2(r_{\text{ск}})\left(1 - \frac{\bar k_\perp^2}{m^2\,(1-\bar x)\,\bar x}\right)_s, \qquad (4)$$

где $\chi^2\,(r_{\text{ск}}) = 1 - 4\,G(r_{\text{ск}})$; $G(r_{\text{ск}})$ – неупругая функция перекрытия при среднеквадратичном радиусе.



Реальная и мнимая части pp-рассеяния при $\sqrt{s}=53$ ГэВ из работы [12].

Таким образом $\rho > 0$, когда $\bar{k}_\perp^2 / m^2\ (1-\bar{x})\bar{x} < 1$. Это значит, что при больших энергиях выживание падающей частицы связано с прохождением конфигураций имеющих большие поперечные расстояния между конституэнтами: $r_\perp > 2/m$. Этот вывод будет только усилен, если учесть массы кварков и массу системы q, g. Возникает вопрос, не противоречит ли это выводу QCD о том, что белые конфигурации пучка с большими $k_\perp$ слабо взаимодействуют с мишенью, в то время как малые $k_\perp$ почти полностью поглощаются [2–4]. Противоречие снимается, если предположить, что прохождение малых $k_\perp$ становится возможным при высоких энергиях на периферии. Большие $k_\perp$ хорошо проходят через мишень : $\eta_1 (k_\perp > m) \sim 1$, но распадаются в основном не по входному каналу, а на фрагменты дифракционной диссоциации: $\eta_2 (k_\perp > m) \sim 0$; т.е. мишень для больших $k_\perp$ – непрозрачна. Если прохождение малых $k_\perp$ становится возможным на периферии то в дальнейшем эти валентные конфигурации „одеваются" и переходят в состояние начального пучка с большой эффективностью: $\eta (k_\perp \lesssim m/2,\ b \gtrsim 2/m) \sim 1$.

В такой картине $\mathrm{Re} f\,(0)$ представляется весьма периферическим эффектом– ореолом. Этот вывод согласуется с имеющимися данными о форме зависимости $\mathrm{Re} f(t)$ и $\mathrm{Im} f(t)$ в pp-рассеянии при $\sqrt{s}=53$ ГэВ, полученной из „деривативных" дисперсионных соотношений (рис. 1) [12]. Сравнивая положение дифракционных минимумов $\mathrm{Re} f(t)$ и $\mathrm{Im} f(t)$ находим, что отношение их радиусов $\gtrsim 2{,}5$.

Литература

1. *Грибов В.Н.* Первая школа физики ИТЭФ. М.: Атомиздат, 1973 г., вып. 1.
2. *Low F.E.* Phys. Rev., 1975, **D12**, 163.
3. *Nussinov S.* Phys. Rev., 1976, **D14**, 246.
4. *Gunion J.F., Soper D.E.* Phys. Rev., 1977, **D15**, 2617.
5. *Alberi G., Goggi G.* Phys. Reports, 1981, **74**, N 1.
6. *Burg J.P. et al.* CERN/EP 81-78.
7. *Feinberg E.L., Pomeranchyk I.Ia.* Nuovo Cim., Suppl. III, 1956, 652.
8. *Cood M.L., Walker W.D.* Phys. Rev., 1960, **120**, 1857.
9. *Фейнберг Е.Л.* УФН, 1980, **132**, 255.
10. *Bertsch G., Brodsky S.J., Goldhaber A.S., Gunion J.G.* Phys. Rev, Lett., 1981, **47**, 297.
11. *Берестецкий В.Б., Терентьев М.В.* ЯФ, 1976, 24, 1044.
12. *Miettinen H.I.* Proc. 9-th Rencontre de Moriand, Meribel les Allues, 1974.

Поступила в редакцию
28 апреля 1982 г.
После переработки
9 июля 1982 г.

Институт теоретической и
экспериментальной физики