

## О ВОЗМОЖНОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ДОМИНАНТНОСТИ ВБЛИЗИ КИНЕМАТИЧЕСКОЙ ГРАНИЦЫ АДРОННЫХ СПЕКТРОВ

Ю. Ф. Пирогов, Н. Л. Тер-Исаакян, В. А. Хозе

Для теории неупругих адронных процессов представляет интерес изучение асимптотических распределений вблизи границы фазового объема, так как в этой области, используя квазидвухчастичную феноменологию, можно свести задачу к нахождению нескольких неизвестных параметров – трехреджеонных констант. Так для процессов рождения пучков частиц, изображенных на рисунке, допускающих вакуумный обмен, в пределе  $-t \lesssim m^2$ ;  $s \gg M^2$ ,  $M_1^2, M_2^2 \gg m^2$  справедливы следующие трехреджеонные формулы:

$$\frac{d\sigma_{st}^{(a)}}{dt dM^2} \approx \frac{\gamma_a(t)}{s^2} \left(\frac{s}{M^2}\right)^{2\alpha_p(t)} (M^2)^{\bar{a}(0)} \quad t \rightarrow 0 \approx \frac{\gamma_a(0)}{(M^2)^2 - \bar{a}(0)}, \quad [1] \quad (1a)$$

$$\frac{d\sigma_{st}^{(b)}}{dt dM_1^2 dM_2^2} \approx \frac{\gamma_b^2(t)}{s^2} \left(\frac{s}{M_1^2 M_2^2}\right)^{2\alpha_p(t)} (M_1^2 M_2^2)^{\bar{a}(0)} \quad t \rightarrow 0 \approx \frac{\gamma_b^2(0)}{(M_1^2 M_2^2)^2 - \bar{a}(0)}, \quad [2] \quad (1b)$$

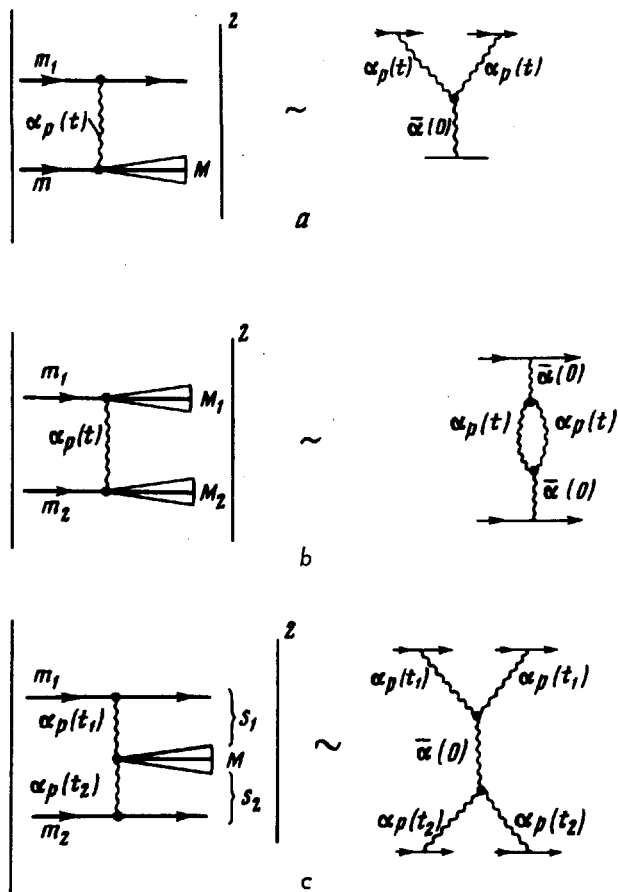
$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{st}^{(c)}}{dt_1 dt_2 dM^2} &\approx \frac{\gamma_c^2(t_1 t_2)}{s^2} \int \frac{ds_1}{s_1} \left(\frac{s_1}{M^2}\right)^{2\alpha_p(t_1)} \left(\frac{s_2}{M^2}\right)^{2\alpha_p(t_2)} (M^2)^{\bar{a}(0)} \quad t \rightarrow 0 \\ &\approx \frac{\gamma_c^2(0) \ln \eta}{(M^2)^2 - \bar{a}(0)}; \end{aligned} \quad (1c)$$

$$\eta = \frac{s \sqrt{t_1 t_2}}{M^2 m_1 m_2} > 1.$$

В (1a – 1c) оставлены только не исчезающие при  $s \rightarrow \infty$  члены, соответствующие обмену полюсом Померанчука,  $\bar{a}$  – некоторая эффективная траектория, определяющая поведение полных сечений  $\sigma_{tot}^{PP}$  и  $\sigma_{tot}^{P^*}$ , а  $\gamma(t)$  – эффективные трехреджеонные константы, включающие в себя вычеты, сигнатурные и кинематические множители.

В ряде работ [3, 4] было показано, что трехмеронная константа мала ( $\sim \alpha' t$  при  $t \rightarrow 0$ ) и, следовательно, вклад трехмеронного механизма (PP, P) в (1a)  $(d\sigma_{st}^{(a)}/dt dM^2)_{t \rightarrow 0} \approx (t \gamma^c / M^2)$ . На языке двухкомпонентной дуальности это означает, что рождение фона асимптотически вымирает и вклад в рассматриваемые процессы дают только резонансы или, что то же самое, дуальная к ним траектория  $P^*$  ( $\bar{a}(0) = 1/2$ ). Однако, экспериментальные данные [5], по-видимо-

му, указывают на еще более быстрое падение по  $M^2$  [4]. Отметим, что это падение может быть объяснено  $2\pi$ -разрезом, соответствующим  $\bar{\alpha}(0) = -1$ , который эффективно учитывает вклад в матричный элемент процесса  $NN \rightarrow NN\pi$  однопионного обмена [6], существенного в области масс  $M \sim 1,2 \div 1,4 \Gamma_{\pi}$  и быстро вымирающего с ростом  $M^2$ . Заметим в связи с этим, что при  $t \rightarrow 0$  с ростом  $M^2$  становится существенным (и даже доминирующим) вклад электромагнитных эффектов.



Именно, выражения для сечений электромагнитных процессов, описываемых графиками рисунка с заменой  $P$  на  $\gamma$ -квант при  $t \lesssim m_{\pi}^2$  в рассматриваемой области имеют вид:

$$\frac{d\sigma_{em}^{(a)}}{dt dM^2} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{\sigma_T^P(M^2)}{|t| M^2} \left[ 1 - \frac{t_{min}}{t} \right]; \quad |t_{min}| = \frac{m_1^2 M^4}{s^2}, \quad (2a)$$

$$\frac{d\sigma_{em}^{(b)}}{dM_1^2 dM_2^2 dt} = \frac{\sigma_T^P(M_1^2) \sigma_T^P(M_2^2)}{8\pi^3 M_1^2 M_2^2} \left[ 1 + \left( 1 - \frac{t_{min}}{t} \right)^2 \right]; \quad (2b)$$

$$|t_{min}| = \frac{M_1^2 M_2^2}{s}, \quad (2b)$$

$$\frac{d\sigma_{em}^{(c)}}{dt_1 dt_2 dM^2} = \frac{\alpha^2 \sigma_T^{\gamma\gamma}(M^2)}{\pi^2 M^2 t_1 t_2} [(\ln \eta)(1 + \eta^{-2}) - (1 - \eta^{-2})], \quad (2c)$$

Здесь  $\sigma_T^{\gamma P}(M^2) \approx 110 \text{ мкбн}$ ;  $\sigma_T^{\gamma\gamma}(M^2) = \frac{(\sigma_T^{\gamma P})^2}{\sigma_{PP}} \approx 0,3 \text{ мкбн}$ .

Результаты (2a – 2c) получены аналогично работам [7]. Сравнение (1a) и (2a) дает:

$$\frac{d\sigma_{em}^{(a)}}{d\sigma_{st}^{(a)}} = C_{\bar{\alpha}} \frac{(M^2)^{1-\bar{\alpha}(0)}}{|t|} \left[ 1 - \frac{t_{min}}{t} \right], \quad (3)$$

(здесь и в дальнейшем  $M^2, t$  и  $s$  берутся в  $\Gamma\theta\theta^2$ ).

Для процессов  $pp \rightarrow pX$ ,  $\pi p \rightarrow \pi X$  [5, 4] в предположении  $\bar{\alpha}(0) = 1/2$  можно получить, что  $C^{(p)} = (5 \pm 2,5) \cdot 10^{-5}$  и  $C^{(\pi)} \sim 2C^{(p)}$ .

Однако, реально, область, где электромагнитные эффекты становятся заметными, существенно шире из-за интерференции адронного и электромагнитного механизмов.

Именно, вклад от интерференции, например, для процесса (1a) при больших  $s$  имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{int}^{(a)}}{dt dM^2} &\approx \frac{\bar{\gamma}(t) \alpha}{s^2} \left( \frac{s}{M^2} \right)^{\alpha_P(t)} \frac{s \sqrt{1 - \frac{t_{min}}{t}}}{M^2 \sqrt{-t}} \text{Re} [\eta(t, s, M) \text{Im} A_{\gamma P \rightarrow P P} \times \\ &\times (M^2, t, 0)]_{t \rightarrow 0} \approx \frac{\alpha \bar{\gamma}(0)}{(M^2)^2 - \bar{\alpha}(0)} \left[ \frac{\sqrt{|t - t_{min}|}}{|t|} \text{Re} \eta(t, s, M) \right]_{t \rightarrow 0}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\eta(t, s, M)$  – эффективный сигнатурный множитель.  $\text{Re} \eta(t, s, M)$  учитывает вклады ветвлений, вторичных траекторий и действительной части вклада полюса Померанчука, которые при  $t \rightarrow 0$  соответственно пропорциональны  $1/\ln^2(s/M^2)$ ,  $[(M^2)^{3/2} - \bar{\alpha}(0)]/\sqrt{s}$ ,  $t$ . Следовательно, вкладом интерференции в области доминантности можно пренебречь.

Аналогичная ситуация имеет место для процесса рис. б. Поправки к процессу рис. с, связанные с интерференцией  $P$  и  $\gamma$  обменов, определяются пятиреджеонными диаграммами с четным числом  $P$  и имеют порядок величины:

$$\frac{d\sigma}{dt_1 dt_2 dM^2} \sim \frac{\alpha^2}{|t| (M^2)^2 - \bar{\alpha}(0)} \quad (5)$$

$t_1 \sim t_2 \sim t \rightarrow 0$   
 $s \rightarrow \infty$

Все предыдущее рассмотрение носило асимптотический характер, предполагающий  $s \rightarrow \infty$ . Однако, при реально достижимых в ближайшем будущем энергиях необходимо дополнительно учитывать вклады вторичных траекторий. В этом случае для процесса  $(1\sigma)$ , ввиду отсутствия интерференции вакуумного и вторичных обменов  $(PR, P)$  и  $(PR, R)$  [8], и в пренебрежении членом  $(RR, R)$ , при  $\bar{a} = 1/2$  имеет место формула:

$$\frac{d\sigma_{st}^{(\alpha)}}{dt dM^2} \approx \left[ \frac{\gamma_{PPR}(0)}{M^3} + \frac{\gamma_{RRP}(0)}{s} \right] \frac{mbn}{(236)^4}. \quad (1\sigma')$$

Из анализа экспериментальных данных для  $pp \rightarrow pX$  [4,5] можно получить, что  $\gamma_{PPR}(0) \approx 5$ ,  $\gamma_{RRP}(0) \approx 100$  с точностью до 50%. Отсюда следует, что при больших, но фиксированных  $s$  и в области  $s^{3/2} \gg \gg M^3 \gtrsim 5 \cdot 10^{-2} s$  спектры будут описываться вторым членом в (6), что существенно сужает область электромагнитной доминантности. Смена режимов в (6) происходит при  $M \approx 5,6$ .

Вклад от интерференции в рассматриваемой области принимает вид:

$$\frac{d\sigma_{int}}{dt dM^2} = \sum_{R=\rho, \omega} \frac{\alpha \gamma_{\gamma R, P}(0)}{\sqrt{-t} \sqrt{s M^2}} \left(1 - \frac{t_{min}}{t}\right)^{1/2}. \quad (4')$$

Вклад (4') сравнивается со вторым членом в (1\sigma) при  $|t| M^2 \lesssim \lesssim (10^{-5} + 10^{-6}) s (1 - (t_{min}/t))$ .

Если экспериментальные данные при больших  $M$  позволят надежно разделить вклад фона  $(RR, P)$  от вклада резонансов  $(PP, R)$ , то соответствующие электромагнитные члены  $(\gamma\gamma, P)$  и  $(\gamma\gamma, R)$ , возникающие из-за разделения  $\sigma_{\gamma\gamma}^P = \alpha \gamma_{\gamma\gamma P}(0) + (\alpha \gamma_{\gamma\gamma R}(0)/M)$  в (2\sigma), будут давать вклад в каждый из них, причем член  $(\gamma\gamma, P)$  будет при малых фиксированных  $t$  имитировать механизм  $(PP, P)$ . В случае же разделения этих вкладов только по их асимптотическому поведению по  $s$ , для вклада, не зависящего от  $s$  при  $s \rightarrow \infty$ , приложимо изложенное ранее асимптотическое рассмотрение.

Заметим, что фон можно изучать при исследовании процесса  $pp \rightarrow \Delta X$  при больших  $M$ , так как в этом случае допустимы только  $\rho$ ,  $A_2$ ,  $\pi$  обмены и, следовательно, имеет место формула:

$$\frac{d\sigma_{str}}{dt dM^2} = \frac{1}{s^2} \sum_{R=\rho, A_2, \pi} \gamma_{RR, P}(t) \left(\frac{s}{M^2}\right)^{2\alpha_R(t)} M_{t \rightarrow 0}^2 \approx \left[ \sum_{R=\rho, A_2} \gamma_{RR, P}(0) \right] \times \times \frac{1}{s} + O\left(\frac{M^2}{s^2}\right). \quad (6)$$

Для сравнения приведем соответствующее электромагнитное сечение:

$$\frac{d\sigma_{em}}{dt dM^2} = \frac{2\Gamma_{\Delta \rightarrow p\gamma} \sigma_T^{\gamma P}(M^2)}{\pi} \frac{M_{\Delta}^3}{(M_{\Delta}^2 - m^2)^3} \frac{1}{M^2} \left[ 1 + \left( 1 - \frac{t_{min}}{t} \right)^2 \right]. \quad (7)$$

$$\Gamma_{\Delta \rightarrow p\gamma} = 0,72 \text{ Мэв}.$$

В заключение, выражаем благодарность А.А.Ансельму, С.Г.Матиняну, и Р.М.Рындину за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию  
8 июля 1972 г.

### Литература

- [ 1 ] L.Caneshi, A.Pignotti. Phys. Rev. Lett., 22, 1219, 1969; О.В.Канчели. Письма в ЖЭТФ, 11, 397, 1970.
- [ 2 ] H.D.I.Abarbanel, G.F.Chew, M.L.Goldberger, L.M.Saunders. Phys. Rev. Lett., 26, 937, 1971.
- [ 3 ] В.Н.Грибов, А.А.Мигдал. ЯФ, 8, 1002, 1968; R.D.Peccei, A.Pignotti. Phys. Rev. Lett., 26, 1076, 1971; P.D.Ting, H.I.Yesian. Phys. Lett., 35B, 321, 1971.
- [ 4 ] P.H.Frampton, P.V.Ruuskanen. Phys. Lett., 38B, 78, 1972.
- [ 5 ] E.W.Anderson et al. Phys. Lett., 16, 855, 1966; 25, 699, 1970.
- [ 6 ] К.Г.Боресков, А.Б.Кайдалов, В.И.Лисин, Е.С.Николаевский, Л.А.Пономарев. ЯФ, 15, 361, 1972.
- [ 7 ] В.Н.Грибов, В.А.Колкунов, Л.Б.Окунь, В.М.Шехтер. ЖЭТФ, 41, 1839, 1961; M.Gourdin. Ref. TH.1307-CERN, 1971; V.M.Budnev, I.F.Ginzburg. Phys. Lett., 37B, 320, 1971.
- [ 8 ] Ю.Ф.Пирогов. ЯФ, 16, 628, 1972.