Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 397 – 400 *20 апреля 1970 г.*

НЕУПРУГИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ И ДУАЛЬНОСТЬ

О.В.Канчели

Рассмотрим процесс столкновения двух адронов с 4-импульсами p_a и p_b с образованием одной частицы с 4-импульсом p и пучка $\{X\}$ из произвольного числа частиц с полной массой $\nu^{1/2}$, где $\nu = (p_a + p_b - p)^2$. Если $s = (p_a + p_b)^2 >> m^2$, $s >> \nu$ то полное дифференциальное сечение $d^3\sigma/dp^3$ такого процесса можно выразить через $U_{\alpha_1\alpha_2}$ – амплитуду рассеяния реджиона на частице. Ниже также показано, что гипотеза о дуальных свойствах $U_{\alpha_1\alpha_2}$ позволяет сделать ряд заключений о поведении $d^3\sigma/dp^3$.

При $s >> \nu$ амплитуду процесса $p_a + p_b \to p + k_1 + ... + k_n$ (см. рис. 1) можно записать [1] в реджевской форме:

$$A_n(p_a + p_b \to p + k_1 + ... + k_n) = \sum_{\{\alpha\}} g_\alpha(t)\, G_\alpha(s,t)\, Y_\alpha^{(n)}(t,\nu;k_i)\,\theta_\alpha(t), \quad (1)$$

где $G_\alpha(s,t) \approx (s/s_0)^{\alpha(t)}$ (гриновская функция реджиона α, $\theta_\alpha(t)$ – сигнатурный множитель, $t = (p_a - p)^2$; $Y_\alpha^{(n)}$ – амплитуда перехода реджиона α и частицы p_b в пучок из n частиц с импульсами k_i и полной массой $\nu^{1/2}$. Запишем, исходя из (1), выражение для полного дифференциального сечения:

$$\frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{(2\pi)^3 2\epsilon}\, \frac{1}{4|p_a|\sqrt{s}} \sum_{\{\alpha_1\alpha_2\}} g_{\alpha_1}(t)\, g_{\alpha_2}(t)\, G_{\alpha_1}(s,t)\, G_{\alpha_2}(s,t)\, \theta_{\alpha_1}(t) \times$$

$$\times\, \theta^*_{\alpha_2}(t)\, \tilde{U}_{\alpha_1\alpha_2}(\nu, t), \quad (2)$$

$$U_{\alpha_1\alpha_2}(\nu,t) = \frac{(2\pi)^4}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \int \prod_{i=1}^{n} \frac{d^3k_i}{(2\pi)^3 2k_{i0}}\, \delta^4(p_a + p_b - p - \sum_{i=1}^{n} k_i)\, Y_{\alpha_1}^{(n)}(t,\nu;k_i) \times$$

$$\times\, Y_{\alpha_2}^{*(n)}(t,\nu;k_i) \quad (3)$$

— абсорбционная часть по ν амплитуды перехода $(b) + (\alpha_1) \to (b) + (\alpha_2)$ с равным нулю переданным импульсом [2]. Члены в сумме (2) по $\{\alpha_1, \alpha_2\}$ соответствует диаграмме рис. 2.

При больших ν поведение $U_{\alpha_1\alpha_2}(\nu, t)$ также является реджевским:

$$U_{\alpha_1\alpha_2}(\nu, t) \,/\, (\nu/s_0)^{-\alpha_1(t)-\alpha_2(t)} \sum_{\{\beta\}} \gamma^{\beta}_{\alpha_1\alpha_2}(t)\, G_\beta(\nu, 0) g_\beta(0)\, \theta_\beta(0). \qquad (4)$$

В (4) множитель $(\nu/s_0)^{-\alpha_1-\alpha_2}$ — кинематического характера и связан с принятым выше определением $\tilde U_{\alpha_1\alpha_2}$ (см. [2]). Отметим, что именно этот множитель обеспечивает правильный переход к мультиреджевскому режиму [1] для процессов рис. 1. Примем, что $\gamma^{\beta}_{\alpha_1\alpha_2}$ — вершины перехода реджионов α_1 и α_2, в реджион β вещественны, поскольку они входят в (4) при значениях аргументов ниже порогов рождения реальных частиц, а особенностями, связанными

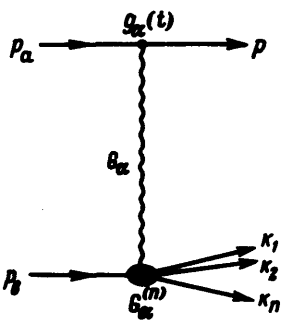


Рис. 1

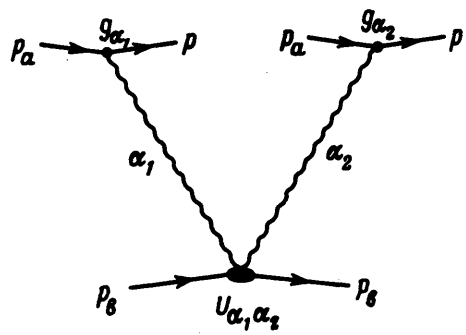


Рис. 2

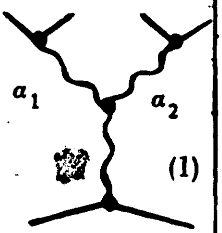
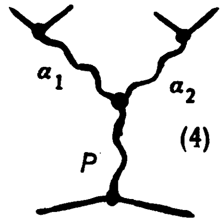
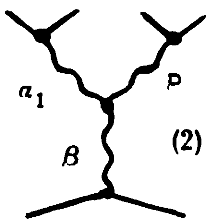
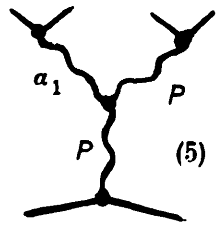
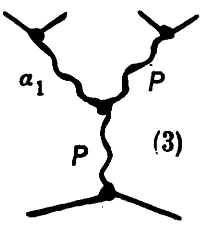
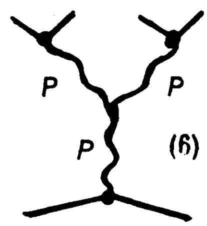
с порогами образования нескольких реджионов, мы будем пренебрегать; тогда получим: $\tilde U_{\alpha_1\alpha_2} \approx (\nu/s_0)^{-\alpha_1-\alpha_2} \sum_{\{\beta\}} \gamma^{\beta}_{\alpha_1\alpha_2} G_\beta g_\beta \operatorname{Im}\theta_\beta(0)$.

Подставляя $\tilde U_{\alpha_1\alpha_2}$ в (2) при $s >> \nu$, $\nu >> m^2$ будем иметь:

$$\frac{d^2\sigma}{d\nu dt} = \frac{1}{2\pi^2} \sum_{\{\alpha_1\alpha_2\beta\}} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_1(t)+\alpha_2(t)-2} \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{\beta(0)-\alpha_1(t)-\alpha_2(t)} \times$$

$$\times [g_{\alpha_1}(t) g_{\alpha_2}(t)\, \gamma^{\beta}_{\alpha_1\alpha_2}(t)\, g_\beta(0)][\theta_{\alpha_1}(t)\, \theta^*_{\alpha_2}(t) \operatorname{Im}\theta_\beta(0)]. \qquad (5)$$

Предположим, что $U_{\alpha_1\alpha_2}$ имеет дуальные свойства, аналогичные приближенным дуальным свойствам четыреххвостки с реальными частицами [3]. Это означает, что реджевские вклады (4) определяют резонансную часть амплитуды $U_{\alpha_1\alpha_2}$ в "ν-канале". При этом вклад полюса Померанчука (P) в (4) должен быть выделен: он соответствует фону в "ν-канале" [4]. Мы также примем [3, 5], что $U_{a_1 a_2}$ определяется, в среднем, выражением (4) и в области небольших ν. Отделяя, кроме того, P из $\{a_1, a_2\}$, приходим к классификации вкладов (5) в $d^2\sigma/d\nu dt$, описанной в таблице.

Диаграмма	Интерпретация вклада	Диаграмма	Интерпретация вклада
	Недифракционное рождение резонансов		Недифракционный фон
	Интерференционное рождение резонансов		Интерференционный фон
	Дифракционное рождение резонансов		Дифракционный фон

Рассмотрим сначала процессы недифракционного характера, когда в $\{a_1, a_2\}$ не может быть P, такие как $\pi^{\pm}N\ p\ \pi^0\{X\}$, $\pi^{\pm}N \to K^{\pm}\{X\}$, $\pi^{\pm}p \to p\{X\}$ и т. д. Из (5) следует, что
$$\frac{d^2\sigma(\text{резонансы})}{d\nu dt} \Big/ \frac{d^2\sigma(\text{фон})}{d\nu dt} \sim \nu^{\beta(0) - \alpha_P(0)} \sim \nu^{-1/2}$$
и не зависит от s. Поведение же резонансной и фоновой частей $d^2\sigma/d\nu dt$ сильно зависит от s и типа реакции. Так в реакции $\pi^{\pm}N \to \pi^0\{X\}$ фон слабо зависит от ν, а в $\pi^- p \to p\{X\}$ (рассеяние назад) фон растущий. В последнем случае a_1 и a_2 есть Δ траектории, $\beta = (\rho, \omega, f, A_2)$, и из (5) получаем: σ (фона)$\sim \nu^{0,7+1}$, σ (резонансов)$\sim \nu^{0,2+0,5}$, в зависимости от значения $\alpha_{\Delta}(0) \sim 0{,}15 + 0$. Полученный в работе [6] бозонный спектр по ν в реакции $\pi^- p \to p\{X\}$ при $|p_\pi| = 16$ *Гэв/с* качественно такого типа. Сечение рождения резонансов, которое дается вкладами диаграмм первого столбца таблицы, включает как резонансы, лежащие на основных, так, вообще говоря, и на дочерних траекториях в "ν-канале". Поэтому $2\nu_0^{1/2}\Gamma(\nu_0) \, d^2\sigma(\text{рез})/d\nu_0 dt$ дает, по порядку величины, сечение рождения данного резонанса и его дочерних ($\Gamma(\nu_0)$ – ширина резонанса с массой $\nu_0^{1/2}$). Отсюда следует, что сечение рождения резонансов, лежащих на вырожденных траекториях (ρ, ω, f, A_2), в реакции $\pi^{\pm}N \to (\rho, \omega, f, A_2)N$ как функция от мас-

сы M есть $d\sigma(M)/dt \sim \Gamma(M^2)$, $(t \sim 0)$. Сечение рождения тех же резонансов назад ($u \sim 0$, фермионный обмен) в реакции $\pi^{\pm} N \to N(\rho, \omega, f, A_2)$ растущее $d\sigma(M)/dt \sim \Gamma(M^2) M^{1,4+2}$, $(t \sim 0)$.

Перейдем к процессам, в которых среди $\{a_1, a_2\}$ может быть P, таким как $\pi^{\pm} N \to \pi^{\pm}\{X\}$ и т. д. К рассмотренным выше вкладам добавляются вклады диаграмм (2), (3), (5), (6) таблицы. Диаграммы (2) и (3) описывают рождение резонансов. Поскольку P имеет вакуумные квантовые числа эти резонансы лежат на тех же траекториях, что и частицы (P_b); в реальных экспериментах это π, K, N. Диаграмма (6) дает диффракционный фон, который доминирует при больших s, ее вклад в $d^2\sigma/dvdt \sim \frac{\gamma^P_{PP}(t)}{v}\left(\frac{s}{v}\right)^{2\alpha'_P t}$. Отношение

σ (диффр. рез)/σ (диффр. фон)$\sim v^{-1/2}\, \gamma^f_{PP} / \gamma^P_{PP}$, но, по-видимому, $\gamma^f_{PP} / \gamma^P_{PP} << 1$. Интерференционное рождение резонансов (диаграмма 2) также подавлено из-за приближенного обменного вырождения траекторий и вершин реджионов (ρ, ω, f, A_2).

Записывая $d^2\sigma/dvdt$ из (5) в виде Ae^{-at}, получаем $a \quad \alpha' \ln s/v$, т. е. конус в распределении по t расширяется при росте v, что характерно для существующих экспериментальных данных. Выше мы приняли, что эффекты перенормировки $\gamma^B_{a_1 a_2}$ за счет взаимодействия с реджионами малы. Однако это может быть неверным для вершины γ^P_{PP} (см. [2]). В частности, возможно [2], что $\gamma^P_{PP}(t) \sim t$. Это отразится на поведении фона в $d^2\sigma/dvdt$ при $t \to 0$ и больших s и v.

В заключение отметим преимущество недиффракционных процессов для изучения рождения тяжелых резонансов при больших s методом недостающей массы. Это следует из того, что, как продемонстрировано выше, σ (резонансы) / σ (фон) при больших s мало́ в диффракционных реакциях и не мало́ в недиффракционных.

Автор благодарен С.Г.Матиняну за обсуждения и ценные замечания, И.Д.Манджавидзе за стимулирующие обсуждения вопросов, затронутых в данной работе. Автор также признателен В.А. Абрамовскому и Э.В.Гедалину за интерес к работе и полезные советы.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
6 марта 1970 г.

Литература

[1] K.A.Ter-Martirosyan. Nucl. Phys., 68, 591, 1964.

[2] В.Н.Грибов, А.А.Мигдал. ЯФ, 8, 1002, 1968.

[3] R.Dolen, D.Horn, C.Schmid. Phys. Rev., 166, 1768, 1968.

[4] H.Harrari. Phys. Rev. Lett., 20, 1395, 1968.

[5] G.Chew, A.Pignotti. Phys. Rev. Lett., 20, 1078, 1968.

[6] E.W.Anderson. et al. Phys. Rev. Lett., 22, 1390, 1969.