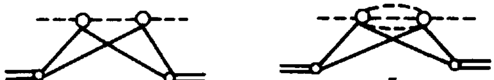
Письма в ЖЭТФ, том 15, вып.3, стр. 170 – 173 5 февраля 1972 г.

МЕХАНИЗМ ИНКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЙ И НЕУПРУГАЯ ЭКРАНИРОВКА В ДЕЙТРОНЕ

А. Б. Кайдалов, Л. А. Кондратюк

Цель этой работы – оценить вклады различных неупругих механизмов в теневую поправку $\Delta = \sigma_p + \sigma_n - \sigma_d$ при рассеянии адронов высокой энергии $E_{лаб} > 10$ *Гэв* на дейтроне. Теневая поправка содержит вклады упругой экранировки $\Delta_{el} = (4\pi)^{-1} < R^{-2} > \sigma_p \sigma_n$ [1] (см. рис., *а*) и неупругой – Δ_{inel} [2 – 4] (см. рис., *б*): $\Delta = \Delta_{el} + \Delta_{inel}$. При вычислении Δ_{inel} мы будем использовать экспериментальные данные по инклюзивным реакциям $a + N \to X + N$ и реджевскую феноменологию [5][1)].



а *б*

Если инклюзивный процесс $a + N \to X + N$ описывается неинтерферирующими вкладами нескольких реджеонов (аргументацию см. ниже), то неупругая теневая поправка Δ_{inel} представляется в виде

$$\Delta_{inel} = 2 \int dt\, ds' F(t) \sum_i \xi_i \frac{d^2\sigma^i(s_1, s', t)}{dt\, ds'}, \qquad (1)$$

где $d^2\sigma^i(s_1, s', t)/dt\,ds'$ – дифференциальное сечение образования пучка частиц с массой $M = \sqrt{s'}$ за счет обмена i-м реджеоном, $s_1 = (p_a + p_N)^2$, $F(t) = \exp(at)$ – формфактор дейтрона, $a = 40 Гэв^{-2}$. Множитель ξ_i определяется фазой амплитуды рождения данного пучка частиц и равен $\xi_i = -\sigma_i \cos \pi a_i(t)$, где $\sigma_i = \pm 1$ и $a_i(t)$ – сигнатура и траектория i-го полюса Редже.

В работах [2, 4] при оценке Δ_{inel} предполагалось, что амплитуда инклюзивной реакции $a + N \to X + N$ целиком определяется вкладом вакуумного полюса P, при этом $\xi_i = 1$. Это предположение, однако, противоречит существующим экспериментальным данным по неупругим спектрам. Как показано в работе [7], вклад P-полюса (или дифракционной диссоциации) в сечение процесса $p + p \to p + X$ составляет небольшую долю (около 10%) от полного неупругого сечения σ_{inel} и сосредоточен, в основном, в области малых масс $M \lesssim 2$ *Гэв*. В то же время при очень высоких энергиях $s_1 >> m^3\sqrt{a}$ существенный вклад в Δ_{inel}, согласно формуле (1), могут давать промежуточные состояния с большими массами $M^2 \sim s_1 / m\sqrt{a}$. Согласно работе

---

1) Интересный качественный анализ различных неупругих вкладов в Δ_{inel} для Nd-рассеяния выполнен в рамках реджевской схемы и гипотезы о дуальности в среднем в работе [6].

[8] сечение рождения пучков с такими массами убывает с энергией приблизительно как $1/s_1$ и поэтому связано с обменом вторичными полюсами Редже P', ω, π и т. д. Поскольку вклады вакуумного и вторичных полюсов сосредоточены в различных областях M, то интерференцией между ними можно пренебречь и Δ_{inel} можно представить в виде суммы этих двух вкладов:

$$\Delta_{inel} = \Delta_P + \Delta_B. \tag{2}$$

Независимо от того, каков механизм образования пучков частиц с большими массами, используя экспериментальную информацию о сечении процесса $a + N \to X + N$ и учитывая, что $|\xi_i| \leqslant 1$, можно получить верхнюю границу для Δ_B:

$$\Delta_B \leqslant \pi \int dp_\perp^2 \frac{dx}{x} [\rho_B(s_1, x, p_\perp) + \rho_B^{ch.ex}(s_1, x, p_\perp)] e^{-\frac{a}{x}\left(p_\perp^2 + m^2(1-x)^2\right)}, \tag{3}$$

где инвариантные функции ρ_B и $\rho_B^{ch.ex}$ связаны с сечениями инклюзивных процессов $a + p \to X + p$ и $a + p \to X + n$ соотношением $\rho(s_1, t, M) = \frac{s_1}{\pi\sigma_{inel}} \frac{d^2\sigma}{dt\,MdM}$, $p_\perp$ – поперечная компонента импульса, переданного нуклону, $1 - x = (M^2 - m_a^2)/s_1$.

Основной вклад в интеграл (3) дает область малых $1 - x \sim 1/m\sqrt{a}$, в которой функция ρ практически не зависит от x [8]. Поэтому, после интегрирования по $p_\perp$ и x в (3), получаем:

$$\Delta_B \leqslant \Delta_B^{max}, \quad \Delta_B^{max} \leqslant \frac{\pi\sqrt{\pi}}{ma^{3/2}} \bar{\rho}\,\sigma_{inel}, \tag{4}$$

где $\bar{\rho} = \frac{1}{2}(\rho_B + \rho_B^{ch.ex})\,|_{p_\perp = 0,\ x = 1 - \gamma/m\sqrt{a}}$, $\gamma \sim 1$. Согласно работе [8], для процесса $p + p \to p + X$, $\rho_B(p_\perp = 0, x = 0{,}9) = 2\,Гэв^{-2}$ и практически не зависит от энергии. Если принять $\rho_B^{ch.ex} = \rho_B$, то $\Delta_B < 1{,}8$ *мбн*. Таким образом, верхняя граница для Δ_B оказывается достаточно большой. (Напомним, что $\Delta_{el} \approx 3$ *мбн* для pd-рассеяния). Такая граница достигалась бы при условии $\xi_i \sim 1$. Если же учесть, что основной вклад в область масс $M^2/s_1 \sim 1/m\sqrt{a}$ дают P' и ω полюса с $a_i(0) = 1/2$ (что соответствует линейному закону падения $d^2\sigma_B/dt\,dM^2$ с ростом M^2 и отсутствию зависимости функции ρ_B от x), что $\xi_i \approx \epsilon$, где $\epsilon = a_{P',\omega}(0) - \frac{1}{2} \lesssim 0{,}1$ [9] и, следовательно, $\Delta_B \sim \Delta_B^{(P',\omega)} \lesssim \epsilon\Delta_B^{max}$. Малость вклада полюсов с $a(0) = 1/2$ в теневую поправку отмечалась ранее в работе [6]. Более далекие полюса, например π, также дают малый вклад в Δ_B, так как в этом случае инвариантная функция $\rho_B \sim (1-x)^{1-2a_i(t)}$ близка к нулю в области малых $1 - x$ и поэтому $\Delta_B^{(\pi)} < (1/m\sqrt{a})\,\Delta_B^{max}$. Отметим, что вклады полюсов P', ω и π не интерферируют между собой: P' с ω и π в силу правил отбора по G-четности, а ω с π из-за различной спиновой структуры вершин $\omega N\bar{N}$ и $\pi N\bar{N}$.

Изложенные соображения позволяют сделать вывод, что область больших масс дает малый вклад в теневую поправку $\Delta_B < 0{,}1\, \Delta_{el}$. Для более тяжелых ядер вклад больших масс еще менее существен, поскольку Δ_B обратно пропорциональна объему ядра.

Величину вклада дифракционной диссоциации Δ_P в области энергий $s_1 >> m^3 \sqrt{a}$ удобно представить в таком виде

$$\Delta_P = 2\sigma_P \bar{b}_P (a + \bar{b}_P)^{-1}, \qquad (5)$$

где σ_P – сечение образования пучка частиц за счет дифракционной диссоциации, $\bar{b}_P$ – средний наклон дифракционного конуса для этих процессов. Поскольку упругая теневая поправка Δ_{el} также может быть представлена в аналогичном виде [4]

$$\Delta_{el} = 2\sigma_{el} b_{el} (a + b_{el})^{-1}, \qquad (6)$$

где σ_{el} и b_{el} – сечение и наклон дифракционного конуса для упругого рассеяния, то учитывая, что $\bar{b}_P \approx b_{el}$ [7], имеем

$$\Delta_P / \Delta_{el} = \sigma_P / \sigma_{el}. \qquad (7)$$

Используя значения σ_P, найденные в работе [7], получаем $\Delta_P/\Delta_{el} =$ $= 0{,}20 \pm 0{,}04$ для pd, $0{,}38 \pm 0{,}13$ для πd и $0{,}50 \pm 0{,}20$ для Kd-рассеяния. Для более тяжелых ядер вклад дифракционной диссоциации будет достигать величины такого же масштаба при более высоких энергиях $s_1 = 2mE >> m^3 R$.

При энергии в $E > 10$ *Гэв*, когда параметр $m^3 \sqrt{a}/s_1$ еще не очень мал, Δ_P весьма слабо растет с энергией. Этот рост может быть описан формулой

$$\Delta_P = C_1 - C_2 [\ln (s_1 / m^3 \sqrt{a})]^{-1}, \qquad (8)$$

которая получается в предположении, что спектр масс для дифракционной диссоциации убывает минимально возможным образом с ростом $M\ d^2\sigma_P / dt\, dM^2 \sim 1/M^2 \ln^2 M^2$.

Абсолютные значения теневой поправки, вычисленные по формуле $\Delta = \Delta_{el} + \Delta_P$, где величины Δ_P и Δ_{el} даются формулами (5) – (6), и энергетическая зависимость этой поправки [8] находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными для πd-рассеяния в области энергий 15 – 60 *Гэв* [10].

Авторы признательны М.С.Маринову, К.А.Тер-Мартиросяну и И.С.Шапиро за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
31 декабря 1971 г.

Литература

[1] R.J.Glauber. Phys. Rev., **100**, 242, 1955.

[2] J.Pumplin, M.Ross. Phys. Rev. Lett., **21**, 1778, 1968.

[3] В.Н.Грибов. ЖЭТФ, **56**, 892, 1969.

[4] S.A.Gurvits, M.S.Marinov. Phys. Lett., 32B, 55, 1970.

[5] R.P.Feynman. Phys. Rev. Lett., 23, 1415, 1969.

[6] О.В.Канчели, С.Г.Матинян. ЯФ, 13, 143, 1971.

[7] А.Б.Кайдалов. ЯФ, 13, 401, 1971.

[8] J.Allaby et al. CERN Preprint, May, 1971.

[9] K.G.Boreskov, A.M.Lapidus, S.T.Sukhorukov, K.A.Ter-Martirosyan. Preprint ITEP, NO 865, 1971.

[10] Ю.П.Горин и др. Препринт ИФВЭ, СЭФ 71-49, 1971,