

МЯГКОЕ ЗАГРЯЗНЕНИЕ ЖЕСТКИХ АДРОННЫХ СТРУЙ, РОЖДАЕМЫХ НА ЯДРАХ

Н. Н. Николаев

Показано, что аномальная A -зависимость сечения рождения струй частиц с большими p_T на ядрах объясняется загрязнением струй мягкими частицами.

Сечения жестких процессов пропорциональны плотности партонов в сталкивающихся частицах. Для ядерных мишеней это дает $\sigma \sim A^1$ (A – атомный номер), что хорошо выполняется в глубоконеупругом рассеянии и в процессе Дредла – Яна [1]. Однако в инклюзивном рождении адронов с большими p_T зависимость от A аномально быстрая: $\sigma \sim A^a$ с

$\alpha^{(1)} = 1,1 - 1,3$ [2]. Первые наблюдения рождения на ядрах струй с большими p_T еще более запутали ситуацию [3]: для струй $\alpha_j^{(1)} > \alpha^{(1)}$, причем $\alpha_j^{(1)} (p_T \gtrsim 4 \text{ ГэВ}) \gtrsim 1,5$. Для пар струй с большими p_T $\alpha_j^{(2)}$ также достигает 1,5 [4], хотя для пар симметричных частиц $\alpha^{(2)} = 1$ [5]. Эти значения $\alpha_j^{(1)}$ и $\alpha_j^{(2)}$ несовместимы с тем, что частицы с большими p_T есть фрагменты струй.

Мы покажем здесь, что это явление можно объяснить при правильном учете загрязнения жестких струй частицами с малыми p_T . Дело в том, что в столкновении адронов конечное состояние есть суперпозиция четырех струй: две вдоль пучков сталкивающихся частиц, и две струи с большим p_T . Мягкие частицы с $p_T \approx 0,3 \text{ ГэВ}$ не могут быть приписаны однозначно ни к одной из струй. Это несущественно, если структура струй от мишени не зависит, но в случае ядер плотность частиц в пионизационной области с ростом A растет и часть пучковых струй попадает в телесный угол $\Delta\Omega \sim \pi$, частицы из которого считаются принадлежащими струе с большим p_T . Характер возникающих искажений ясен: импульс струи и множественность в ней завышаются, завышается сечение рождения струи, спектр фрагментов струи становится мягче. Перенормировка сечения обсуждалась уже в работе [3], но был упущен ряд эффектов и сделан неверный вывод, что мягкое загрязнение несущественно.

Нам нужен поток поперечного импульса мягких частиц с быстрыми в СШИ $|y| \leq 0,5$ в калориметр с $\Delta\phi \approx \pi/2$ [3, 4] (здесь и ниже $p_T = p$). Импульсы (энергии) складываются по величине. Средняя множественность мягких частиц в телесном угле калориметра $\Delta\Omega$ равна $\langle \Delta n_s \rangle = C \Delta y \Delta\phi / 2\pi$, где C — высота пионизационного плато. Для водорода $C_{H_2} \approx 2,5$ и $\langle \Delta n_s \rangle \approx 0,7$, а для алюминия $C_{Al} = (1,4 - 1,5) C_{H_2}$ [6, 1]. Для одиночной мягкой частицы распределение по p имеет вид $f_1(p) = B_s^2 p \exp[-B_s p]$ с $B_s = 6 \text{ ГэВ}^{-1}$, а для n мягких частиц получаем

$$f_n(p) = \left(B_s^2 \right)^n p^{2n-1} \exp[-B_s p] / (2n - 1)! . \quad (1)$$

Для сечения рождения загрязненной струи имеем (w_n — распределение по множественности мягких частиц в угле $\Delta\Omega$):

$$d\sigma_j / dp = \int_0^p dq \left[d\sigma_j^0(p - q) / dp \right] \sum_n w_n f_n(q) , \quad (2)$$

что следует сравнивать с сечением рождения чистой струи $d\sigma_j^0 / dp = \sigma_j^0 B_j^2 p \exp[-B_j p]$ с $B_j = 3,2 \text{ ГэВ}^{-1}$ [3]. Их отношение равно ($\Delta B = B_s - B_j$):

$$R(p) = (d\sigma_j / dp) / (d\sigma_j^0 / dp) = w_0 + (1/p) \int_0^p dq (p - q) \exp[-\Delta B q] \times \\ \times \sum_{n=1}^{\infty} w_n (B_s^2)^n q^{2n-1} / (2n - 1)! \quad (3)$$

В пределе $\Delta B p \gg 1$ из (3) имеем $R(\infty) = \sum_n w_n L^n$, где $L = (B_s / \Delta B)^2 = \approx 4$, так что существенны высокие множественности n , что в [3] учтено не было.

Для численных оценок важно то, что корреляции быстрой пионизационных частиц велики: $R_2(0, 0) = R_2 = 0,6 \div 0,7$ [7]. Для учета двухчастичных и существенной части трехчастичных корреляций быстрой можно взять

$$w_n = \begin{cases} [R_2 + \exp(-N)] / (1 + R_2), & n = 0 \\ N^n \exp(-N) / [n! (1 + R_2)], & n \geq 1 \end{cases}, \quad (4)$$

где $N = \langle \Delta n_s \rangle (1 + R_2)$. В [3] измерялось отношение R_{Al/H_2} , для которого при $\Delta V p \gg 1$ получается $R_{Al/H_2} \cong \exp[(L-1)(N_{Al} - N_{H_2})]$, т.е. входит лишь только приращение множественности $\langle \Delta n_s \rangle$ при переходе от водорода к алюминию. В пересчете на $\Delta \alpha(p)$ в параметризации $R_{Al/H_2} = (A_{Al})^{\Delta \alpha(p)}$ получаем ($A_{Al} = 27$):

$$\Delta \alpha(\infty) = (L - 1) (N_{Al} - N_{H_2}) / \ln 27 \approx 0,5. \quad (5)$$

Расчет $\alpha_j^{(1)}(p) = \alpha^{(1)} + \Delta \alpha(p)$ по (3) хорошо воспроизводит результаты опыта [3] (рис.1). Для пар струй следует увеличить $\langle \Delta n_s \rangle$ вдвое. Расчет $\alpha_j^{(2)}(p)$ также хорошо согласуется с опытом [4] (рис.1) (мы берем $\alpha^{(2)} = 1$ [5, 6]).

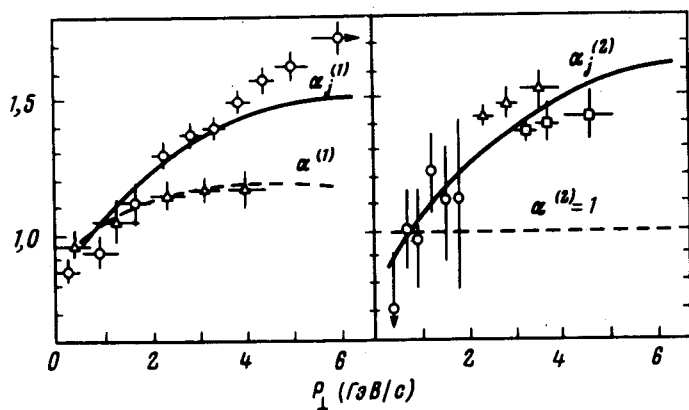


Рис.1. Сравнение с экспериментальными данными [3, 4] расчетов $\alpha_j^{(1)}$ и $\alpha_j^{(2)}$. Кривая для $\alpha^{(1)}$ проведена по экспериментальным точкам на глаз

Для расчета множественности в загрязненной струе следует в (2) добавить под знак суммы $n_j^{\circ}(p - q) + n$, где $n_j^{\circ}(p)$ — множественность в чистой струе. Считая чистые струи на водороде и алюминии одинаковыми, при $\Delta V p \gg 1$, когда $n_j^{\circ}(p - q) \approx n_j^{\circ}(p)$ для приращения множественности в загрязненной струе получаем:

$$\langle n_j \rangle_{Al} - \langle n_j \rangle_{H_2} \approx 2L (N_{Al} - N_{H_2}) / 3 \approx 2,8 \Delta \alpha(\infty). \quad (6)$$

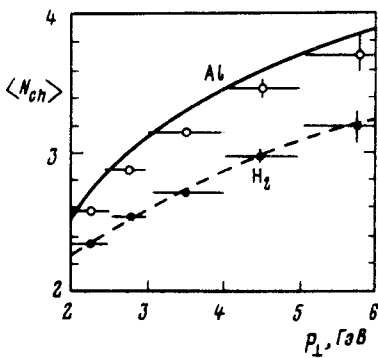
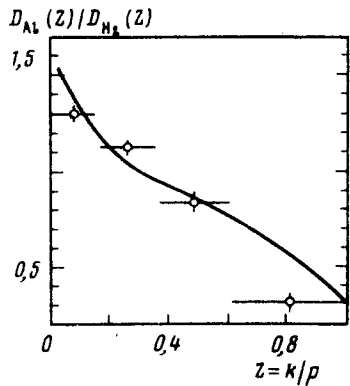


Рис.2. Сравнение с данными работы [3] расчета множественности заряженных частиц в струе для ядра Al. Кривая для ядра водорода проведена по точкам на глаз

Рис.3. Сравнение с данными [3] расчетов для отношения функций фрагментации струй, рожденных на ядрах Al и H₂



Расчет для конечных импульсов дает $\langle n_j \rangle_{Al}$, хорошо согласующиеся с опытом (рис.2).

Отношение функций фрагментации струи $D_{Al}(z)/D_{H_2}(z)$ с учетом загрязнения струй имеет довольно громоздкий вид и мы его не выписываем. Результаты расчета сравниваются с опытом на рис.3, и опять наблюдается хорошее согласие с опытом. С ростом импульса струи это отношение при больших p_{\perp} должно приближаться к единице.

Таким образом, все аномалии в рождении отруй частиц с большими p_{\perp} можно объяснить загрязнением струй мягкими частицами, не вводя никаких свободных параметров. Эффекты загрязнения велики и зависят сильно от размеров калориметра. Поэтому для предложенной в [6] проверки механизма кратных жестких рассеяний следует измерять сечение рождения не пар струй, а пар частиц с большими p_{\perp} .

В эксперименте NA5 в ЦЕРН'е используется калориметр с цилиндрической геометрией. Нетрудно рассчитать полный поток импульса (энергии) мягких частиц в такой калориметр:

$$d\sigma_s/dp = \sigma_{abs} (1/p) [2NB_s^2 p^2]^{1/6} (6\pi)^{-1/2} \times \exp [(3/2) (2NB_s^2 p^2)^{1/3} - B_s p] . \quad (7)$$

В такой калориметр с большой вероятностью попадают обе струи с большим p_{\perp} и $B_j \approx 1,6 \text{ ГэВ}^{-1}$. Сравнивая гайку экспоненциальные факторы, нетрудно убедиться, что поток мягкой энергии доминирует вплоть до очень высоких энергий в калориметре

$$B_s p \approx 2N [3B_s/2(B_s - B_j)]^3 \approx 25 \langle \Delta n_s \rangle \approx \begin{cases} 60, H_2 \\ 90, Al \end{cases} . \quad (8)$$

Учет предэкспонент уменьшает импульсы (8) примерно в 1,5 раза. Оценку (8) нельзя понимать буквально. Она отвечает множественностям $n \approx (1/2) (2NB_s^2 p^2)^{1/2} \sim 10 < \Delta n_s >$, при которых w_n попросту неизвестны. Очевидно одно: при поиске струй с большим энерговыделением в качестве триггера рождение мягких частиц может явиться серьезным фоном.

Более экзотический механизм аномальной A -зависимости обсуждался Змушко [8] и Такаги [9]: жесткое рассеяние сразу двух партонов из налетающего адрона, случайно попадающих в один и тот же телесный угол $\Delta\Omega$. Мы не исключаем вклада и этого механизма псевдоструй, но он представляется не доминирующим.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
9 апреля 1981 г.

Литература

- [1] Н.Н.Николаев. Обзор ЭЧАЯ, 12, 162, 1981.
- [2] D.J.Antreasyan et. al. Phys. Rev., D19, 764, 1979.
- [3] C.Bromberg et al. Phys. Rev. Lett., 43, 565, 1979; 43, 1058, 1979.
- [4] K.W.Yung, Ph.D.Thesis. Caltech 1979; R.Stronynowski. SLAC Summer Institute (Quantum Chromodynamics) SLAC Report No.224, 1980.
- [5] R.L.McCarthy et al. Phys. Rev. Lett., 40, 213, 1978; В.В.Абрамов, А.В.Алексеев, Б.Ю.Балдин и др. ЯФ, 1981, (в печати).
- [6] N.N.Nikolaev, A.Ya.Ostapchuck, V.R.Zoller. Preprint CERN-TH-2541, 1978; Н.Н.Николаев, А.Я.Остапчук, В.Р.Зодлер. Элементарные частицы (6-ая школа ИТЭФ), М., Атомиздат, вып.3; стр. 3 - 49, 1978.
- [7] J.Whitmore. Phys. Reports, 27C, 187, 1976.
- [8] В.В.Змушко. ЯФ, 32, 448, 1980.
- [9] F.Takagi. Phys. Rev.Lett., 43, 1296, 1979.