

ВОЗБУЖДЕННЫЕ ПРЕ-ФРАГМЕНТЫ

Ф.Г.Лепехин, Б.Б.Симонов

Петербургский институт ядерной физики РАН

188350 Гатчина, Россия

Поступила в редакцию 26 июля 1993 г.

Показано, что остаточные ядра, пре-фрагменты, распадающиеся на два регистрируемых фрагмента, наблюдаемые в неупругих взаимодействиях ядер неон-22 с ядрами в фотоэмульсии при импульсе 4,1 АГэВ/с, возбуждены.

1. В процессе фрагментации релятивистских ядер наблюдаемые в эксперименте фрагменты могут быть продуктами распада остаточных ядер – пре-фрагментов [1-3].

В настоящее время экспериментальная информация о свойствах пре-фрагментов практически отсутствует. В [4] была попытка изучить их свойства на модельном уровне. Основной результат: поперечные импульсы фрагментов в системе покоя пре-фрагмента в $1,5 \div 2,5$ раза меньше наблюдаемых поперечных импульсов фрагментов в лабораторной системе. Этот вывод является модельнозависимым. В [5] на базе экспериментальных данных осуществлялся переход к так называемой симметричной системе в лабораторной поперечной плоскости, которая поперечной плоскостью системы пре-фрагмента не является. Результаты этой работы совпадают с [4]. Это совпадение есть следствие того, что преобразования в [4] и в [5] являются обратными по отношению друг к другу. Ведь в [4] к поперечным импульсам фрагментов в собственной системе остаточного фрагментирующего ядра векторно добавляется часть случайного поперечного импульса этого ядра, пропорциональная массе фрагмента, а в [5] эта часть вычитается из наблюдаемого поперечного импульса каждого фрагмента так, что суммарный поперечный импульс всех фрагментов в событии оказывается равным нулю. В [6] было показано, что распределение величин $X = P_{\perp \text{экс}}/P_{\perp \text{сим}}$, вычисленное по процедуре [5] как для эксперимента (неон-22, 4,1 АГэВ/с в фотоэмульсии), так и для модели независимого испускания фрагментов, качественно согласуются (см. рис.1).

2. В данной работе предложен новый способ оценки поперечных импульсов фрагментов в СЦИ пре-фрагмента по экспериментально наблюдаемым величинам без использования симметричной системы. Правда, здесь рассматриваются пре-фрагменты, распадающиеся только на два фрагмента.

Переход от наблюдаемых величин к поперечным импульсам фрагментов в системе покоя двух фрагментов осуществляется через поперечную часть инвариантной массы двух частиц:

$$M_{12\perp}^2 = m_0^2(A_1 + A_2)^2 + 4A_1A_2P_0 \sin^2(\theta_{12}/2). \quad (1)$$

Здесь A_1, A_2 – массовые числа фрагментов 1 и 2, P_0 – импульс на нуклон частицы-снаряда, $m_0 = 0,931$ – массовая единица, θ_{12} – угол между следами фрагментов 1 и 2 в фотоэмульсии. Считается, что масса фрагмента – m_0A , а его импульс – P_0A . Последнее утверждение означает, что продольные составляющие импульсов всех фрагментов одинаковы. Поэтому фрагменты

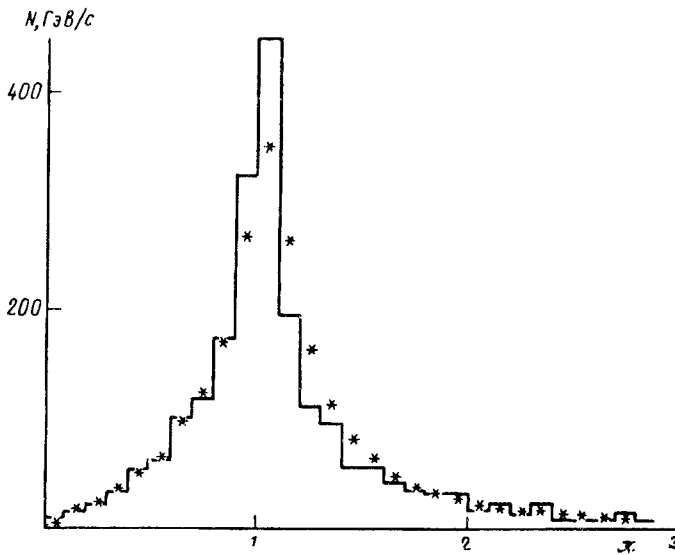


Рис.1. Распределение величины $X = P_{\perp \text{эксп}}/P_{\perp \text{сimm}}$ для протонов. Гистограмма – эксперимент, звездочки – модель независимого испускания

движутся друг относительно друга только в направлении, перпендикулярном к направлению движения СЦИ, или в поперечной плоскости СЦИ, не совпадающей с поперечной плоскостью лабораторной системы. Полная инвариантная масса двух фрагментов состоит из суммы масс покоя фрагментов и суммы их кинетических энергий в поперечной плоскости их СЦИ, и она равна (1). Теперь поперечный импульс в СЦИ двух фрагментов будет

$$P_{\perp}^* = P_0 \sin(\theta_{12}/2) \left[A_1 A_2 \left(1 - \frac{m_0^2 (A_1 - A_2)^2}{M_{12\perp}^2} \right) \right]^{1/2}. \quad (2)$$

Для частиц равных масс, например при диссоциации ${}^6\text{Li}$ на ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$,

$$P_{\perp}^* = A P_0 \sin(\theta_{12}/2). \quad (3)$$

Так как поперечный импульс фрагмента, наблюдаемый в лабораторной системе, есть $P_{\perp} = A P_0 \sin \theta$ (θ – полярный угол вылета фрагмента, и он следует распределению Рэлея [6]), то оценка константы этого распределения по методу максимума правдоподобия будет иметь вид

$$S = [(A^2 P_0^2 / 2) \overline{\sin^2 \theta}]^{1/2}, \quad (4)$$

где

$$\overline{\sin^2 \theta} = \left(\sum_{i=1}^N \sin^2 \theta_i \right) / N$$

для всех N фрагментов, наблюдаемых в эксперименте. Величина (4) пропорциональна среднему наблюдаемому поперечному импульсу фрагментов $\langle P_{\perp} \rangle$ только с относительной ошибкой, в 2 раза меньше, чем для непосредственно вычисляемого $\langle P_{\perp} \rangle$. Если предположить, что P_{\perp}^* так же следует распределению Рэлея, то

$$\langle P_{\perp} \rangle / \langle P_{\perp}^* \rangle = [\overline{\sin^2 \theta} / \overline{\sin^2(\theta_{12}/2)}]^{1/2}. \quad (5)$$

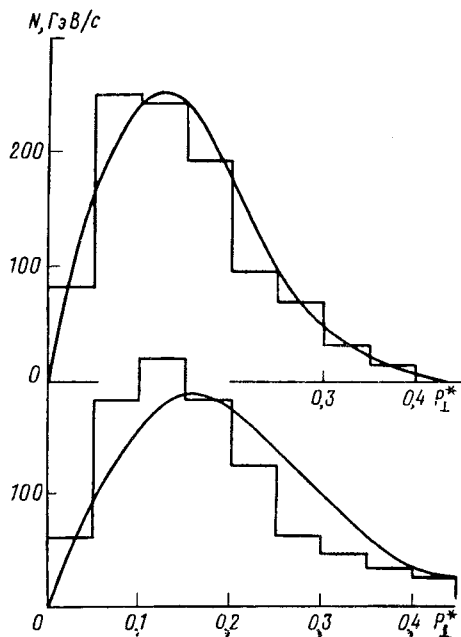


Рис.2. Распределение поперечных импульсов в СЦИ двух фрагментов. Эксперимент – нижняя гистограмма, Монте-Карло – верхняя гистограмма. Плавная кривая – ожидаемое распределение Рэлея

Для независимого разлета частиц в лабораторной системе с точностью до $1 + \cos \theta \simeq 2$, $\sin \theta \simeq \theta$ (углы малы) получим, что

$$\langle P_{\perp} \rangle / \langle P_{\perp}^* \rangle \simeq 2^{1/2}. \quad (6)$$

3. Для проверки соотношения (6) из экспериментального набора неупругих взаимодействий ядер неон-22 с ядрами в фотоэмульсии при импульсе 4,1 ГэВ/с отобраны 1004 события, содержащие только два фрагмента. В эксперименте для каждого фрагмента измерены углы θ , ψ (ψ – азимутальный угол вылета фрагмента) и заряд фрагмента Z . Для частиц с $Z = 1$ измерялись их импульсы по многократному рассеянию. Это позволило разделить изотопы водорода. Массовые числа фрагментов с $Z \geq 2$ полагались равными $A = 2Z$. Всего этого достаточно, чтобы получить отношение $\langle P_{\perp} \rangle / \langle P_{\perp}^* \rangle$ в эксперименте.

Для каждого наблюдаемого события по величине A_1 и A_2 сразу же генерировалось событие по методу Монте-Карло. Константа распределения Рэлея для фрагмента с массовым числом A вычислялась по параболическому закону:

$$S = S_0[(A(22 - A))/21]^{1/2} \quad (7)$$

с константой $S_0 = 105$ МэВ/с [6]. Проекция поперечного импульса фрагмента на два произвольных, взаимно перпендикулярных, направления Y и Z в поперечной плоскости будут следующими:

$$P_{\perp Y} = AP_0 \sin \varphi, \quad P_{\perp Z} = AP_0 \sin \alpha, \quad (8)$$

где φ и α – углы между осью X , по которой направлен вектор P_0 , и проекцией полного импульса фрагмента на плоскости XY и XZ . Обе величины в (8) распределены нормально со средним нуль и дисперсией S^2 . Поэтому случайное число R из этого распределения определяет случайное значение:

$\sin \varphi = R/(AP_0)$ и $\sin \alpha = R/(AP_0)$. Из углов φ и α мы будем иметь оценку $\langle P_{\perp} \rangle / \langle P_{\perp}^* \rangle$ для случайного и независимого разлета фрагментов в лабораторной системе координат.

4. В результате такого расчета по методу Монте-Карло отношение $\langle P_{\perp} \rangle / \langle P_{\perp}^* \rangle$ оказалось равным $1,461 \pm 0,003$. Превышение над ожидаемой величиной (6), если его считать значимым, надо отнести за счет приближенности оценки самой ожидаемой величины. А в эксперименте это же отношение равно $1,32 \pm 0,01$, что значимо меньше и предсказания, и оценки Монте-Карло. Это значит, что $\langle P_{\perp}^* \rangle = 0,197 \pm 0,006$ ГэВ/с в эксперименте больше, чем для ожидаемого значения этой же величины для независимого разлета фрагментов ($0,150 \pm 0,003$ ГэВ/с), и поперечная часть инвариантной массы двух фрагментов в эксперименте больше, чем при независимом разлете фрагментов. А это можно рассматривать как указание на то, что пре-фрагменты, распадающиеся на два фрагмента, в нашем эксперименте возбуждены.

Распределение P_{\perp}^* приведено на рис.2 для эксперимента и расчета по методу Монте-Карло отдельно. Ожидаемое качественное согласие с распределением Рэлея (плавная кривая) имеется.

Точность оценки P_{\perp}^* , в основном, определяется точностью измерения угла между частицами θ_{12} . В этой работе он вычислялся из углов θ и ψ , но его можно и непосредственно измерить в эксперименте. Это будет нами сделано при изучении фрагментации релятивистских ядер ${}^6\text{Li}$.

-
1. J.Hüfner, Phys. Rep. **125**, 129 (1985).
 2. J.P.Bondorf et al., Nucl. Phys. **A443**, 321 (1985).
 3. H.W.Barz et al., Nucl. Phys. **A448**, 753 (1986).
 4. Алма-Ата – Бухарест– Гатчина – Дубна – Душанбе – Ереван – Черноград – Кошице – Краков – Ленинград – Москва – Ташкент – Тбилиси – Улан-Батор, Сотрудничество, ЯФ **47**, 949 (1988).
 5. В.Г.Богданов, В.А.Плющев, З.И.Соловьева, ЯФ **53**, 900 (1991).
 6. О.В.Левинская, Ф.Г.Лепехин, Б.Б.Симонов, Препринт ЛИЯФ, №1550, Ленинград, 1989, с.20.