ДОКЛАДЫ

АКАДЕМИИ НАУК СССР

1975

т. 222, № 5

Доклады Академии наук СССР
1975. Том 222, № 5

УДК 539.171.1 ФИЗИКА

Член-корреспондент АН СССР А. М. БАЛДИН

НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ СТОЛКНОВЕНИЙ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

Начало исследований на ускорителях явлений, идущих при столкновении релятивистских ядер ([1-3]), открывает новую область — релятивистскую ядерную физику, которую мы определяем как область многобарионных явлений, задаваемую условием

$$p^2 \gg m^2, \tag{1}$$

p^2 — квадраты 3-импульсов частиц, а m — их массы. Для этой области можно предложить обобщение на ядерную физику идеи физики элементарных частиц и особенно масштабной инвариантности, что приводит к далеко идущим выводам о существовании кумулятивного эффекта ([4]), о возможности нетривиальных проверок моделей физики сильных взаимодействий.

Закономерности, описывающие кумулятивный эффект, представляются нам заслуживающими наибольшего внимания среди процессов столкновения релятивистских ядер ([4, 5]). Ниже рассматриваем закономерности ядерной фрагментации и лишь в этой связи касаемся кумулятивного эффекта.

Фрагментация является наиболее обильно идущим процессом, она будет играть первостепенную роль при изучении столкновений релятивистских ядер методами трековых приборов. Первые ее детальные наблюдения не получили, как будет ясно ниже, должной интерпретации ([3]). Кроме того, определение сечений фрагментации играет очень большую роль в проверках гипотез происхождения космических лучей. Как показано в работе ([7]), 10% ошибки в сечениях фрагментации и в величине потоков ядер различных групп приводят к 100% ошибкам в значениях количества вещества, пройденного космическими лучами.

Основные закономерности, отмечаемые авторами исследований ([3]), сводятся к следующему:

1) Сечения фрагментации факторизуются $\sigma_{\mathrm{I\,II}} = C_{\mathrm{I}} C_{\mathrm{II}}$, т. е. сечения взаимодействия ядра I и II распадается на множители, зависящие только от свойств ядер I или II.

2) Средние скорости фрагментов равны скорости налетающего ядра и распределения их по импульсам имеют вид, показанный на рис. 1.

3) Распределения фрагментов по импульсам одинаковы в системе координат, где фрагментирующее ядро покоится. Распределения по продольным импульсам совпадают с распределением по поперечным импульсам и описываются распределением Гаусса

$$N = a \exp\left[-p^2/(2\sigma)\right],$$

причем $\sigma \approx m_\pi c \approx 140$ Мэв. Последнее обстоятельство подчеркивается авторами ([3]).

Покажем, что эти закономерности легко объясняются обычным полюсным приближением. В этом приближении амплитуда процесса

$$\mathrm{I} + \mathrm{II} \text{ —— } 1 + \ldots, \tag{2}$$

идущего через одночастичное промежуточное состояние с определенн
массой m_2, имеет вид (см., например, ([7]))

$$T_{ji}={}^1/_2\sum_j\frac{T_{jj}\cdot T_{ji}}{(p_{\rm I}-p_1)^2-m_2{}^2}=\frac{-{}^1/_2\sum T_{jj}\cdot T_{ji}}{(m_1+m_2-m_{\rm I})\,(m_{\rm I}+m_2-m_1)+m_{\rm I}m_1b_{\rm I1}};\quad ($$

здесь мы ввели очень удобную для описания столкновения релятивистск
ядер инвариантную переменную

$$b_{\rm I1}=2\left[\frac{(p_{\rm I}p_1)}{m_{\rm I}\cdot m_1}-1\right].\quad ($$

Дробь со знаменателем (3) имеет характер δ-функции по переменн
$b_{\rm I1}$. Это обусловлено тем, что параметр

$$\alpha=\frac{(m_1+m_2-m_{\rm I})\,(m_{\rm I}+m_2-m_1)}{m_{\rm I}m_1}\tag{5}$$

очень мал либо в силу того, что число нуклонов в ядре I равно сумме чисел нуклонов в ядрах 1 и 2 (реакция срыва), либо, в силу равенства числа нуклонов в ядре, соответственно сумме числа нуклонов в 1 и 2 (реакция

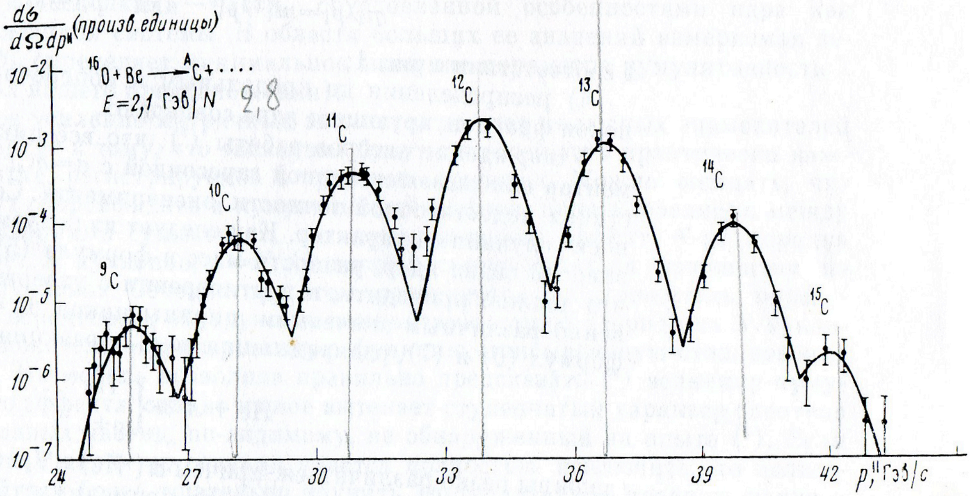

Рис. 1

подхвата). Интересно отметить, что из разностей, стоящих в скобках, выпадает также энергия связи, приходящаяся на нуклон.

Таким образом, релятивистски инвариантные сечения реакций типа (2) имеют вид

$$\frac{d\sigma}{db_{\rm I1}}=\frac{F}{(\alpha+b_{\rm I1})^2}.\tag{6}$$

Если пренебречь спиновыми эффектами, то F распадается на множители (факторизуется), один из которых описывает процесс I→1+2, а другой — столкновение частиц 2 и II.

Введение одного параметра $b_{\rm I1}$ вместо продольных и поперечных импульсов упрощает анализ.

Для пионов и γ-квантов более удобно пользоваться параметром $2[(p_{\rm I}p_1)-m_{\rm I}m_1]$. Отметим, что использованная в работе ([5]) в качестве переменной кинетическая энергия кумулятивных частиц в антилабораторной системе координат с точностью до множителя совпадает с $b_{11}: b_{11} = 2(E_1 - m_1)/m_1 = 2T/m_1$.

В нерелятивистском приближении $b_{\mathrm{I}1} \cong (p_{\mathrm{I}}/m_{\mathrm{I}} - p_1/m_1)^2$ — квадрат разности скоростей ядра и его фрагмента. В системе покоя фрагментирующего ядра $b_{\mathrm{I}1} = 2[(1 + p_1^2/m_1^2)^{1/2} - 1] \cong p_1^2/m_1^2$.

При условии (1) имеем

$$b_{\mathrm{I}1} = \frac{p_1^{\parallel} p_{\mathrm{I}}}{m_1 m_{\mathrm{I}}} \cdot \left(\frac{m_{\mathrm{I}}}{p_{\mathrm{I}}} - \frac{m_1^{\perp}}{p_1}\right)^2 + \left(\frac{m_1^{\perp}}{m_1} - 1\right), \quad m_1^{\perp} = (m_1^2 + p_1^{\perp 2})^{1/2}. \tag{7}$$

Параметр $b_{\mathrm{I}1}$ выражается через быстроты y следующим образом:

$$b_{\mathrm{I}1} = 2\left[\frac{m_1^{\perp}}{m_1} \operatorname{ch}(y_{\mathrm{I}} - y_1) - 1\right] \cong (y_{\mathrm{I}} - y_1)^2. \tag{8}$$

Из приведенных формул сразу можно сделать вывод, что:

1) факторизация сечения получается в соответствии с тем, что наблюдалось в эксперименте ([3]), и для ее объяснения нет необходимости в ссылках на Редже-модели;

2) равенство средних скоростей (быстрот) фрагментов также является естественным следствием справедливости полюсного приближения;

3) распределение по импульсам имеет резкие максимумы при

$$m_{\mathrm{I}}/p_{\mathrm{I}} = m_1^{\perp}/p_1^{\parallel} \quad \text{или} \quad p_1^{\parallel} = m_1^{\perp} \text{ const} \tag{9}$$

в соответствии с рис. 1;

4) распределения по продольным и поперечным импульсам в системе покоя фрагментирующего ядра совпадают.

Утверждение авторов работы ([3]), что все пики в распределении фрагментов описываются единой гауссоидой с $\sigma = m_\pi c = 140$ Мэв, является следствием недостаточной точности эксперимента. Совпадение ширины с $m_\pi c$ носит случайный характер. Как следует из полуэмпирической формулы для энергий связи ядер, разности масс в формуле (5) для α сильно меняются, что должно приводить, в противоречии с утверждениями в ([3]), к существенно различным значениям ширины пиков. В частности, как следует из формул (6) и (7), распределения по $b_{\mathrm{I}1}$ в реакциях

$$^4\mathrm{He} + A \to \begin{cases} ^3\mathrm{He}^+ \ldots \\ \mathrm{p} + \ldots \end{cases}$$

должны резко различаться, причем $\alpha(^4\mathrm{He}) \cong {}^1/_3\alpha(\mathrm{p})$.

Отметим, что, с точностью до применимости полюсного приближения, сечения фрагментации можно получить на основе формулы (3), используя данные по реакциям с многозарядными ионами при низких энергиях. При обобщении на случай лестничных диаграмм (множественная фрагментация) знаменатели матричного элемента процесса

$$\mathrm{I} + \mathrm{II} \text{——} 1 + 2 + 3 \ldots$$

будут содержать множители вида

$$\left(m_{\mathrm{I}} - M - \sum_i m_i\right)\left(m_{\mathrm{I}} + M - \sum_i m_i\right) - \sum_{i>j} m_i m_j b_{ij} - \sum_i m_{\mathrm{I}} m_i b_{\mathrm{I}i}.$$

Это выражение минимально, когда все разности быстрот равны нулю. Таким образом, для множественной фрагментации предсказываются очень узкие распределения по $b_{\mathrm{I}i}$. Отметим также естественное предсказание, вытекающее из нашей модели для прохождения релятивистских ядер через вещество: основная часть ядерных столкновений идет с сохранением энергии, приходящейся на нуклон. Этот вывод важен и для анализа состава космического излучения. Распределение по энергии на нуклон более легких ядер должно повторять распределение тяжелых, если первые своим происхождением, в основном, обязаны каскаду фрагментаций тяжелых ядер.

Область кумулятивного образования частиц можно также определить с помощью параметра b_{1i}. Пренебрегая членами порядка $(m_i/\nu)^2$ и выше, можно показать, что

$$b_{1i}=\frac{m_{\rm I}}{m_i}\left[1-\frac{\Delta}{2\nu}+\frac{m_i^{\perp 2}}{m_{\rm I}^2(1-\Delta/2\nu)}\right]-2, \qquad (10)$$

где $\Delta=M_f^2-m_{\rm I}^2-m_{\rm II}^2-m_i^2$, $M_f^2=(p_{\rm I}+p_{\rm II}-p_i)^2$ — инвариантная недостающая масса, $\nu=(p_{\rm I}p_{\rm II})$.

Из (10) следует, что наибольшее возможное значение b_{1i} при $\Delta=\Delta^{\min}$ определяется массой $m_{\rm I}$. Если предположить, что (10) можно отнести к части фрагментирующего ядра: $p_{\rm I}\to\lambda p_{\rm I}$ и $m_{\rm I}\to\lambda m_{\rm I}$, то b_{1i} определяет минимальное значение числа $\lambda<1$ — характерного параметра кумулятивности. Наше предположение можно понимать либо как следствие масштабной инвариантности, либо как следствие составной природы ядер (в последнем случае λ — число нуклонов — дискретная величина).

Распределение продуктов реакции по параметру b_{1i} (или m_ib_{1i}) позволяет предложить классификацию столкновений релятивистских ядер. Группа продуктов реакции в малой окрестности b_{1i} нуля $b_{1i}\leqslant\varepsilon/m_i$ следует отнести к «осколкам» — части, обусловленной особенностями ядра как слабо связанной системы. В области больших ее значений измеряемая величина b_{1i} определяет минимальное значение параметра кумулятивности λ (в рамках нашего предположения).

Резкое усиление матричных элементов за счет полюсных знаменателей (4) приводит к тому, что «осколки» будут сопровождать практически каждое событие, регистрируемое в трековых приборах. Можно ожидать, что они будут сопровождать и кумулятивный эффект. Если корреляция между этими явлениями существует, то кумулятивный эффект N-го порядка (участвует N нуклонов, $\lambda=N/A$) должен сопровождаться фрагментом из $(A-N)$-нуклонов. Сечение при этом распадается на множитель, определяющий вероятность обнаружить компактную каплю (зерно) из N нуклонов, и множитель — универсальную функцию, описывающую столкновение адронов. Эта модель позволила правильно предсказать ([1]) величину кумулятивного эффекта, однако из нее вытекает ступенчатый характер спектров кумулятивных частиц, по-видимому, не обнаруженный на опыте ([5]). Если ступенчатый характер сечения удастся полностью исключить, то целесообразно будет более тщательно изучить альтернативное предположение о непрерывности λ, обусловленной автомодельностью в применении к ядрам ([4]) и восходящее к идее М. А. Маркова ([8]) о несущественности форм-факторов для неупругих столкновений. Это означает, что сечение зависит лишь от отношения $(p_1p_2)/p_2^2=\lambda$, где p_2 — 4-импульс подсистемы, участвующей в мезонообразовании.

Автор глубоко благодарен С. Б. Герасимову, Н. Гиорданеску, А. Б. Говоркову и В. С. Ставинскому за обсуждения.

Объединенный институт ядерных исследований
Дубна

Поступило
11 XII 1974

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] *А. М. Балдин*, Сообщения ОИЯИ Р7-5808 (1971). [2] *A. M. Baldin, N. Chiordanescu et al.*, Proc. Rochester Meeting APS(OPF), N. Y., 1971, p. 131. Сообщения ОИЯИ Р1-5819 (1971). [3] *H. H. Heckman, D. E. Greiner et al.*, Phys. Rev. Letters, v. 28, 926 (1972); *H. Steiner*, Preprint IBL-2144, 1973. [4] *А. М. Балдин*, Краткие сообщения по физике, № 1, 35 (1971). [5] *A. M. Baldin, N. Chiordanescu et al.*, Сообщения ОИЯИ Е1-8054 (1974). [6] *Б. М. Кружевский, С. И. Сыроварский*, Тр. II Международн. конфер. по космическим лучам, Будапешт, 1969. [7] *Г. Бартон*, Дисперсионные методы в теории поля, Атомиздат, М., 1968. [8] *М. А. Марков*, Нейтрино, «Наука», М., 1964, стр. 81.