

## МАСШТАБНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ АДРОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ И ВОЗМОЖНОСТЬ ПОЛУЧЕНИЯ ПУЧКОВ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ПРИ РЕЛЯТИВИСТСКОМ УСКОРЕНИИ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

А. М. Балдин

Пучки частиц высоких энергий до последнего времени получались исключительно на протонных и электронных ускорителях, т.е. при ускорении частиц, обладающих единичным зарядом. Ускорение частиц, обладающих зарядом большим единицы, как известно, в принципе дает возможность получить энергию ускоряемых частиц (при одинаковых параметрах ускорителя) большую, чем энергия протонов, в число раз, равное кратности заряда. Так, например, на Дубненском синхрофазотроне, рассчитанном на получение протонов с энергией 10 Гэв, можно получить ядра гелия с энергией 20 Гэв, а ядра неона (заряд 10  $e$ ) с энергией 100 Гэв. Возникает естественный вопрос, не получатся ли в результате столкновения с мишенью ядер, например, неона, обладающих энергией 100 Гэв, пучки вторичных частиц, полученные пока только на Серпуховском ускорителе? Утвердительный ответ на этот вопрос означал бы, что с помощью ускорения тяжелых ядер, обладающих более высоким зарядом, можно было бы сравнительно дешевым способом в короткие сроки получить пучки частиц рекордно высоких энергий.

Цель настоящей заметки – рассмотреть этот вопрос и сделать определенные предсказания.

Обычно на вопрос о возможности передачи большой энергии составным ядром отдельному (например, сво-

бодному и покоящимся) протону отвечают отрицательно. Выдвигаются соображения о "рыхлости" ядра, о малой вероятности концентрации энергии группы нуклонов на одном нуклоне. Возражения формулируются также следующим образом.

Известно, что дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов на ядрах экспоненциально зависит от квадрата четырехмерного передаваемого импульса  $\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{at}$ , причем  $a \sim R^2$ , где  $R$  - радиус ядра, а  $-t = (P - P')^2 = 2mT$ . Здесь  $P$  и  $P'$  - 4-импульсы нуклона до и после столкновения,  $m$  - масса нуклона, а  $T$  - кинетическая энергия протона после столкновения. Из приведенной формулы нетрудно получить, что вероятность передачи энергии  $\sim 1$  Гэв будет составлять  $\sim e^{-40}$ . Однако эти соображения относятся к чисто упругому столкновению. Статистические же соображения о концентрации энергии относятся к равновесным процессам и не имеют отношения к делу. Наилучший контраргумент - получение пучков вторичных частиц на современных релятивистских ускорителях при столкновении протонов с протонами. Хотя сечение рассеяния  $\pi$ -мезона на нуклоне тоже имеет вид  $\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{at}$ , это не мешает получать пучки пионов с энергией 50 и даже 60 Гэв на ускорителе протонов с энергией 70 Гэв. Приведенный пример показывает, что формфакторы не играют существенной роли в процессах образования частиц в жесткой части спектра.

Сделаем крайнее предположение, что не только формфакторы, но и другие пространственные характеристики (например, среднее расстояние между нуклонами) не играют существенной роли при столкновении адронов и ядер при высоких энергиях. Наше предположение соответствует автомодельному характеру поведения решений некоторых задач гидродинамики (задача сильного точечного взрыва)/1,2/. Это предположение с успехом было применено к задаче глубоко неупругого рассеяния электронов на нуклонах /3-5/, т.е. как раз к

задаче, очень близкой к интересующей нас - к задаче о передаче больших импульсов при столкновениях высоких энергий.

Дифференциальное сечение процесса  $I + II \rightarrow 1 + 2 + 3 + \dots$  дается известной формулой Меллера

$$d\sigma = \frac{4\pi^2}{m_I P_I} \left[ \frac{d^3 p_1}{E_1} \dots \frac{d^3 p_n}{E_n} \right] \cdot \delta^4(P_f - P_I - P_{II}) \times \\ \times \frac{1}{(2j_{II} + 1)(2j_I + 1)} \sum_{f, i} |\langle f | S - 1 | i \rangle|^2,$$

$\langle f | S - 1 | i \rangle$  - матричные элементы  $S$ -матрицы.

Наше исходное предположение означает, что масштабное преобразование всех импульсов вида

$$P_i \rightarrow \xi P_i$$

приводит к умножению сечения на множитель  $\xi^{-2}$ .

Пусть нас интересует судьба частицы 1, по импульсам остальных частиц проинтегрируем. Сечению можно придать вид (пренебрегая  $m_1^2$  по сравнению с  $P_1^2$ )

$$\frac{d\sigma}{dP_1 d\Omega_1} = \frac{P_1}{P_I m_{II}} \varphi, \quad (1)$$

$\varphi$  - функция, зависящая только от релятивистских инвариантов и имеющая размерность  $[m^{-2}]$ . Сохраняя преобразование с задачей неупругого рассеяния электронов на нуклонах, выберем в качестве релятивистски инвариантных переменных  $q^2 = -(P_I - P_1)^2 \approx 4E_I E_1 \sin^2 \theta / 2$

и  $\nu = q_0 = -\frac{q \cdot P_{II}}{m_{II}} = E_I - E_1$ . Тогда  $\varphi$  можно записать

в виде

$$\varphi = \frac{1}{q^2} F\left(\frac{2m_{II}\nu}{q^2}\right)$$

где  $F$  - универсальная функция от одной безразмерной, инвариантной переменной

$$\frac{P_{\text{I}} q}{m_{\text{I}} q^2} = \frac{E_{\text{I}} - E_1}{4E_{\text{I}} E_1 \sin^2 \theta/2} = E_{\text{I}} \frac{1 - Z}{4Z \sin^2 \theta/2},$$

где  $Z = E_1/E_{\text{I}}$ .

Сечение, проинтегрированное по интервалу углов, можно записать в виде

$$\frac{d\sigma}{dP_1} = \frac{1}{E_{\text{I}}} \Phi(Z), \quad (2)$$

где  $\Phi$  - универсальная функция от  $E_1/E_{\text{I}}$ . Именно такого характера спектры вторичных частиц наблюдались на Серпуховском ускорителе /6/. Это свидетельствует в пользу того, что столкновения частиц высоких энергий определяются гидродинамическими свойствами адронной материи, а не геометрическими характеристиками сталкивающихся объектов.

Таким образом мы считаем, что следует ответить положительно на поставленный в начале статьи вопрос. Проверка полученной выше основной закономерности (2) после получения пучков релятивистских ядер представляется нам крайне важной. Главный вопрос, на который надо получить ответ, следующий: Начиная с каких энергий начнет осуществляться автомодельный режим при столкновении релятивистских ядер?

Как показано выше, данные о вторичных пучках на Серпуховском ускорителе явно указывают на реализацию автомодельного режима в чисто адронных столкновениях. Более детальная проверка этого вывода заслуживает специальных экспериментов на релятивистских ускорителях протонов. В особенности желательна прямая проверка закономерности

$$\frac{d\sigma}{dE_1 d\Omega_1} = \frac{1}{m_{\text{I}}} \frac{E_1}{E_{\text{I}}} \frac{1}{q^2} F\left(\frac{2m_{\text{I}} v}{q}\right),$$

включающая изучение угловых распределений.

Выражаю глубокую благодарность С. Б. Герасимову, А. Б. Говоркову и Г. Н. Флерову за обсуждение изложенных соображений. Как мне стало известно, Г. Н. Флеров еще несколько лет назад высказывал мысль о возможных кумулятивных эффектах при соударении релятивистских ядер.

Поступила в редакцию  
11 ноября 1970 г.

### Л и т е р а т у р а

1. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. ГИТТЛ, Москва, 1957 г.
2. К. П. Станюкевич. Неустановившиеся движения сплошной среды. ГИТТЛ, Москва, 1958 г.
3. J. D. Vjorken. *Phys. Rev.*, 179, 1547 (1969).
4. В. А. Матвеев, Р. М. Мурадян, А. Н. Тахвелидзе. Сообщения ОИЯИ P2-4578, 1969 г.
5. В. А. Матвеев, Р. М. Мурадян, А. Н. Тахвелидзе. Сообщения ОИЯИ E2-4968, 1970 г.
6. Ю. Б. Бушнин, Ю. П. Горин, С. П. Денисов и др. Ядерная Физика, 10, 585 (1969).