

ФЛЮКТУАЦИИ ПЛОТНОСТИ РОЖДЕННЫХ ЧАСТИЦ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ БЫСТРЫХ АДРОНОВ С ЯДРАМИ

Э.В.Гедалин

В предположении, что взаимодействие быстрых адронов с ядрами описывается обменом померонами, показано, что флуктуации плотности частиц, образованных при столкновениях адронов с ядрами, велики для быстрых, близких к области фрагментации ядра.

Подавление внутриядерного каскада и — вследствие этого — сложная зависимость инклюзивного сечения от массового числа ядра A являются важнейшими особенностями взаимодействия быстрого адрона с ядром. Как показано Канчели [1] (см. также [2]) в реджевской схеме эти характерные черты столкновений быстрых адронов с ядрами являются строгим следствием правил разрезания реджеонов [3], приводящим к нетривиальным сокращениям между абсорптивными частями померонных амплитуд. Инклюзивное сечение $d^3\sigma_A/dydp_T^2$ при этом определяет-

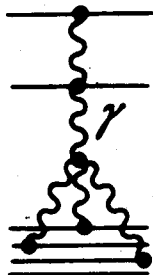


Рис. 1

ся суммой вкладов диаграмм рис. 1, и его отношение к инклюзивному сечению рождения частиц в адрон-нуклонных столкновениях

$$\left(\frac{d^3\sigma_A}{dydp_T^2} \right) / \left(\frac{d^3\sigma_N}{dydp_T^2} \right) = \left(\frac{\sigma_A^{in}}{\sigma_N^{tot}} \right) \Phi(A, \gamma, Y) \quad (1)$$

(γ — быстрота наблюдаемой частицы, Y — быстрота налетающего адрона в системе покоя ядра) убывает с ростом быстроты γ

$$\begin{aligned} \Phi(A, \gamma, Y) &\sim A^{1/3} && \text{при } \gamma \sim 1 \\ \Phi(A, \gamma, Y) &\rightarrow 1 && \text{при } \gamma \gg 1 \end{aligned} \quad (2)$$

Точно так же ведет себя и отношение плотностей рожденных частиц

$$\nu_A(\gamma)/\nu_N(\gamma) = \Phi(A, \gamma, Y), \quad (3)$$

где

$$\nu_A(\gamma) = (\sigma_A^{in})^{-1} \int d^2p_T \frac{d^3\sigma_A}{dydp_T^2}; \quad \nu_N(\gamma) = (\sigma_N^{tot})^{-1} \int d^2p_T \frac{d^3\sigma_N}{dydp_T^2}. \quad (4)$$

Как показано в [3], длинные флуктуации, связанные с померонными ветвлениями, определяются диаграммами, содержащими померонные замкнутые петли, вставленные в "разрезанные" померонные линии: инклюзивное сечение рождения "дырки" в спектре по быстротам от y до $y + \lambda$ $f_1(y, \lambda)$ определяется вставкой $\Sigma_1(y, \lambda)$ рис. 2, а, "столбика" — $f_2(y, \lambda)$ — вставкой $\Sigma_2(y, \lambda)$ рис. 2, б.

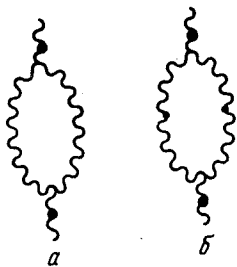


Рис. 2. Крест на линии означает разрезанный померон

С точки зрения условий сокращения соответствующих абсорбционных частей вставка Σ_i в реджеонной диаграмме ни чем не отличается от вставки γ , соответствующей обычному инклюзивному сечению. Поэтому соответствующие инклюзивные сечения рождения дырок и столбиков определяются теми же диаграммами рис. 1 с заменой γ на Σ_i .

В отличие от γ вставка Σ_i являются нелокальными величинами зависящими как от γ , так и от λ . Однако это не вносит дополнительных трудностей: отвлекаясь от тонкой структуры столбиков и других эффектов высшего порядка, в низшем приближении, считая реджеоны в Σ_i "голыми", имеем

$$\Sigma_i(\gamma, \lambda) = \phi_i(\gamma)\eta(\lambda). \quad (5)$$

Теперь нетрудно видеть, что

$$f_i^A(\gamma, \lambda)/f_i^N(\gamma, \lambda) \sim \Phi(A, \gamma, Y). \quad (6)$$

Таким образом, флуктуации плотности распределения частиц, образованных в адрон-ядерных столкновениях зависят от быстрот рожденных частиц; при фиксированной λ они растут по мере приближения γ к области фрагментации ядра. Иначе говоря, хотя при $\gamma \sim 1$ плотность частиц велика, велики также и флуктуации плотности.

Аналогичная ситуация возникает и при столкновениях быстрых ядер с ядрами. В этом случае имеем

$$f_{A_1 A_2}^A(\gamma)/f_N(\gamma) \sim \Phi(A_1, A_2, \gamma, Y) \quad (7)$$

и, так как

$$\Phi(A_1, A_2, \gamma, Y) = \Phi(A_1, Y - \gamma + \lambda, Y)\Phi(A_2, \gamma, Y), \quad (8)$$

где $\Phi(A, \gamma, Y)$ — та же функция, что и в (1) [1]. В этом случае имеем две области быстрот, в которых плотность рожденных частиц и ее флюк-

туации велики: $y \sim 1$ — вблизи области фрагментации ядра A_2 и $Y - y + \lambda \sim 1$ — вблизи области фрагментации ядра A_1 .

Заметим, что эти заключения не зависят ни от принятой конкретной модели взаимодействия померонов, ни от приближения, принятого для Σ_i . Включение любых взаимодействий между померонами и суммирование диаграмм высших порядков должны быть согласованы с исходными правилами разрезания померонов [3] и поэтому приведут к тем же диаграммам рис. 1, с заменой исходного померона (как разрезанного, так и неразрезанного) на эффективный, оставляя, однако неизменными соотношения (1), (3) и (6). Функция $\Phi(A, y, Y)$ зависит от модели и ее изучение представляет интерес для проверки этих моделей.

В заключение остановимся на явлениях, ожидаемых в индивидуальных многочастичных событиях. При больших Y в индивидуальных событиях при $y \leq \ln Rm$ (R — радиус ядра, m — масса нуклона) с весом ~ 1 будут появляться "дырка" или "столбик" с размерами $\lambda \sim 2$. Такое поведение $\nu_A(y)$ напоминает обсуждавшуюся в [4] особенность индивидуальных событий: на интервале быстрот $\lambda \sim 2 + 3$ в области $y \sim 1$ наблюдалось аномально большое число рожденных частиц. Это представлялось противоречащим абсорптивным моделям. Приведенное выше рассмотрение показывает, что наблюдавшиеся неоднородности $\nu(y)$ возможно могут быть объяснены на основе существующей реджевской модели.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
13 августа 1976 г.

Литература

- [1] О.В.Канчели. Письма в ЖЭТФ, 18, 465, 1973.
- [2] E.S.Lehman, G.A.Winbow. Phys. Rev., D10, 2962, 1974.
- [3] В.А.Абрамовский, В.Н.Грибов, О.В.Канчели. ЯФ, 18, 595, 1973.
- [4] М.И.Третьякова. Известия АН СССР, серия физическая, 37, 1368, 1973.