

УДК 539.12.01; 539.17.01

ФИЗИКА ПРОЦЕССОВ С ОЧЕНЬ БОЛЬШОЙ МНОЖЕСТВЕННОСТЬЮ

И. Д. Манджавидзе, А. Н. Сисакян*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

ВВЕДЕНИЕ	112
ХАРАКТЕРНЫЕ ЧЕРТЫ ПРОЦЕССОВ С ОБМ	113
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОГРАММА	114
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	115
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	115

*Постоянное место работы: Институт физики, Тбилиси, Грузия.

УДК 539.12.01; 539.17.01

ФИЗИКА ПРОЦЕССОВ С ОЧЕНЬ БОЛЬШОЙ МНОЖЕСТВЕННОСТЬЮ

И. Д. Манджавидзе, А. Н. Сисакян*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

Рассмотрен статус программы исследования процессов с очень большой множественностью, когда неупругость близка к единице. Приведено определение изучаемых процессов, обсуждаются мотивация исследований и экспериментально наблюдаемые предсказания.

The status of the programme of studying processes with high multiplicity, when inelasticity is close to unity, is considered. The definition of the processes under study is given, and the motivation of investigations and the experimentally observed predictions are discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Будем рассматривать процессы с множественностью

$$n \gg \bar{n}(s), \quad (1)$$

где $\bar{n}(s)$ — средняя множественность рожденных частиц [1]. Мы не будем различать их по заряду, массе и т. д. При этом, чтобы избавиться от влияния границ фазового объема, будем считать, что

$$n \ll n_{\max} = \sqrt{s}/m, \quad (2)$$

где $m = 0,2$ ГэВ — типичная масса адрона. Более детальное определение области очень больших множественностей (ОБМ) зависит от конкретной модели [2].

Если ввести коэффициент неупругости $\kappa = 1 - \epsilon_{\max}/E$, где ϵ_{\max} — энергия самой быстрой из рожденных частиц в данной системе координат и E — полная энергия в той же системе, то область ОБМ можно также определить условием

$$1 - \kappa \ll 1. \quad (3)$$

*Постоянное место работы: Институт физики, Тбилиси, Грузия.

Фактически это означает, что в процессах ОБМ рождаются относительно медленные частицы. Это свойство предполагается положить в основу триггера по отбору интересующих нас событий. Следует отметить, что неупругие сечения с ОБМ крайне малы, $\leq 10^{-7}\sigma_{\text{tot}}$. По этой причине процессы с ОБМ могут наблюдаться, если остальные каналы рождения частиц соответствующим образом подавлены триггером [3].

1. ХАРАКТЕРНЫЕ ЧЕРТЫ ПРОЦЕССОВ С ОБМ

Мотивацией для изучения ОБМ могут служить следующие соображения.

— Известно, что доминирующая в полных сечениях периферическая картина, отвечающая взаимодействию адронов на больших расстояниях $\sqrt{\ln s}$, справедлива лишь до $n \sim \bar{n}(s)^2$. Таким образом, мы намерены исследовать область применимости периферической картины [1].

— Имея ОБМ в конечном состоянии, естественно предположить, что при этом возбуждается максимально достижимое число степеней свободы сталкивающихся частиц, среди которых могут быть «новые», не наблюдаемые в обычных процессах [4].

— Если множественность рожденных частиц полагать мерой диссипации первичной энергии, то в области ОБМ диссипация и, соответственно, энтропия, достигают своего максимума. Тогда, исходя из общих положений, можно ожидать, что в области ОБМ система «равновесна». Здесь равновесие следует понимать, следуя Н. Н. Боголюбову, как состояние с ослабленными корреляциями, когда спектры энергии частиц $\sim e^{-\beta\epsilon}$ описываются формулой Больцмана, где температура $1/\beta$ совпадает со средней энергией рожденных частиц [5].

— Вообще говоря, амплитуда процесса рождения n частиц должна зависеть, по крайней мере, от $(3n-4)$ переменных. Это слишком большое число: при энергиях современных ускорителей $\bar{n}(s) \sim 100$. Тогда, если в области ОБМ имеет место термализация, система может быть достаточно полно описана всего лишь с несколькими параметрами. Подобное «грубое» описание лежит в основе термодинамики равновесных состояний [2, 6].

— Как достоверно известно из эксперимента, в адронных процессах полная термализация отсутствует: средняя множественность $\bar{n}(s) \sim \ln^2 s \ll n_{\text{max}}$. Это явление объясняется высокой группой симметрии теории, лежащей в основе физики адронов, которая, через соответствующие законы сохранения, ограничивает динамику. Выбирая канал с ОБМ, мы искусственно подавляем влияние этих законов сохранения, что, естественно, должно упростить динамику рассматриваемых процессов [2].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОГРАММА

Мы полагаем, что экспериментально, в первую очередь, необходимо изучить следующие наши утверждения.

— С ростом множественности процесс должен стать «жестким». Это утверждение следует понимать как неравенство для отношения среднего значения поперечного импульса к среднему продольному:

$$R = \frac{\bar{q}_\perp}{\bar{q}_\parallel} > \frac{\pi}{4}. \quad (4)$$

Напомним, что равенство означает изотропное распределение, а мультипериферическая кинематика предполагает, что $R < \pi/4$ [7].

— С ростом множественности система должна «успокаиваться». Количественно это означает, что если энергетические многочастичные корреляторы малы:

$$\frac{|K_l(s, n)|^{2/l}}{K_2(s, n)} \ll 1, \quad (5)$$

то канонически-сопряженная энергии величина, а именно температура, полностью описывает систему [2, 5].

— Если неравенства (4) и (5) выполняются при ОБМ, то тогда, например, при условии

$$\left. \frac{\partial}{\partial n_\gamma} \sigma_n \right|_{n_h = \text{const}} \neq \left. \frac{\partial}{\partial n_h} \sigma_n \right|_{n_\gamma = \text{const}}, \quad l = 2, 3, \dots, \quad (6)$$

процесс связывания цветного заряда в адроны можно считать фазовым переходом. В неравенстве (6) n_γ — число фотонов и n_h — число адронов.

— Мы предсказываем, что

$$\frac{\partial \mu(s, n)}{\partial n} \leq 0, \quad (7)$$

т. е. начальное состояние процесса рождения адронов становится неустойчивым относительно рождения адронов в области ОБМ. Здесь мы использовали, что в области ОБМ такая величина, как

$$-\frac{1}{n} \ln \frac{\sigma_n(s)}{\sigma_{\text{tot}}} = \mu(s, n) + O(1/n), \quad (8)$$

совпадает, с точностью до $O(1/n)$, с химпотенциалом $\mu(s, n)$, который определяет работу, затраченную на рождение одной частицы [2].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теоретические исследования показали [1, 2], что

- идеология главного логарифмического приближения неприемлема в области ОБМ;
- реджевское описание имеет ограниченную область применимости в области ОБМ;
- теоретико-полевые схемы вычисления не позволяют выйти за область квазиклассического приближения;
- процессы множественного рождения относятся к классу сильнонеравновесных процессов, где обычные представления канонического формализма неприемлемы.

По этой причине была разработана новая схема [8], которая может быть использована на любых расстояниях, включая те, на которых стандартная теория возмущений КХД неприменима; она способна описывать наблюдаемые (сечения, корреляционные функции и т. д.).

Исследования по построению генератора событий, основанного на этой теории возмущений, интенсивно ведутся в настоящее время.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Manjavidze J., Sissakian A.* // JINR Rapid Commun. 1988. No. 5[31]. P. 5.
2. *Manjavidze J., Sissakian A.* // Phys. Rep. 2001. V. 346. P. 1.
3. *Chelkov G., Manjavidze J., Sissakian A.* // JINR Rapid Commun. 1999. No. 4[96]. P. 35;
Chelkov G. et al. // JINR Rapid Commun. 1999. No. 4[96]. P. 45.
4. *Сисакян А. Н., Слепченко Л. А.* Препринт ОИЯИ Р2-10651. Дубна, 1977;
Sissakian A. N., Slepchenko L. A. // Fizika. 1978. V. 10. P. 21;
Mavrodiev S. Ch. et al. // Sov. Yad. Phys. 1979. V. 30. P. 245.
5. *Manjavidze J., Sissakian A.* // Proc. of N. N. Bogolyubov Memorial Conf. Dubna, 2000.
6. *Manjavidze J.* // El. Part. At. Nucl. 1985. V. 16. P. 101.
7. *Manjavidze J., Sissakian A.* // JINR Rapid Commun. 1988. No. 2[81]. P. 13.
8. *Manjavidze J., Sissakian A.* // J. Math. Phys. 2000. V. 41. P. 5710; 2001. V. 42. P. 641;
Manjavidze J., Sissakian A. // Th. Math. Phys. 2000. V. 123. P. 776; to be published. 2002.