

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Совет молодых ученых

Научно-методический отдел по работе с молодыми учеными
и специалистами университета управления
научных исследований СПбГУ

ЧЕЛОВЕК. ПРИРОДА. ОБЩЕСТВО АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ

Материалы

*14-й международной конференции
молодых ученых 26–30 декабря 2005 г.*

В 2 частях

Часть II



Издательство Санкт-Петербургского университета
2006

ИСТОЧНИКИ КОРРЕЛЯЦИЙ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ЯДЕР ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Введение. В связи с ведущимися и планируемыми в недалеком будущем экспериментами по столкновениям тяжелых ионов с целью поиска кварк-глюонной плазмы при сверхвысоких плотностях, большую важность приобретает вопрос о том, каким же образом, глядя на данные, можно утверждать, что было получено (пусть и на очень короткое время) действительно новое состояние вещества. Возникает вопрос о выборе наблюдаемых, которые, с одной стороны, достаточно резко бы менялись в зависимости от физической картины, выбранной для моделирования, а с другой стороны, не были бы сильно подвержены влиянию эффектов, связанных с экспериментальной установкой. Данный доклад посвящен анализу дальнедействующих корреляций как инструмента, позволяющего сделать выбор в пользу той или иной модели рождения частиц. Приводимые примеры основаны на анализе дальнедействующих корреляций в рамках модели слияния струн и в генераторе HIJING, проводившихся в рамках анализа данных эксперимента NA49 [1].

Дальнедействующие корреляции. Определения. Определим дальнедействующие корреляции как корреляции, возникающие между величинами, наблюдаемыми в различных разделенных интервалах быстроты. В этом случае, принимая во внимание то, что рождение регистрируемых частиц происходит не мгновенно, частицы, наблюдаемые в разделенных окнах быстроты, рождаются в пространственно разделенных точках; таким образом, наличие корреляций позволяет судить о наличии коллективных эффектов, связанных с образованием в пространстве сгустка вещества с данными свойствами.

Удобным объектом для изучения являются корреляционные функции. Зафиксируем два разделенных интервала быстроты. В каждом событии происходит рождение частиц различных сортов, с различной быстротой y_i и обладающих различным значением по-

перечного импульса $p_t^{(i)}$. Для каждого события определены множественность n и средний поперечный импульс частиц *в данном событии* $p_t = \sum_i p_t^{(i)}/n$ для данных окон быстроты. Ограничимся рассмотрением корреляций между этими наблюдаемыми. Корреляционные функции введем как условные средние: среднее значение одной величины $V(A)$ по тем событиям, где другая величина B принимает фиксированные значения $V(B)$ (как функция от B). В терминах условной вероятности это записывается так

$$\langle V(A) \rangle |_{V(B)} = \sum_{V(A)} V(A) P_{\text{init}}(A|B), \quad (1)$$

где $P_{\text{init}}(A|B)$ — вероятность величины $V(A)$ при условии того, что величина B принимает значение $V(B)$ и определенных начальных условиях. Мерой существенности корреляций, очевидно, является угловой коэффициент касательной к данной функции, вычисленный в точке

$$V(B) = \langle V(B) \rangle:$$

$$b = \left. \frac{dV(A)|_{V(B)}}{dV(B)} \right|_{V(B)=\langle V(B) \rangle}.$$

Предположив, что зависимость (1) линейна, для углового коэффициента имеем [2]:

$$b_t = \frac{\text{cov}(A, B)}{D(B)},$$

что в частном случае равенства дисперсий величин A и B переходит в обычное определение коэффициента корреляции. В дальнейшем под коэффициентом корреляции будем понимать именно величину b . Удобно также ввести безразмерный коэффициент для изучения корреляций между величинами разной природы (например — между множественностью частиц n в одном окне быстроты и средним поперечным импульсом частиц p_t в другом):

$$b_N = \frac{b}{\langle V(A) \rangle \langle V(B) \rangle}.$$

В случае изучения корреляций типа n - n и p_t — n коэффициенты b и b_N хорошо определены для ядро-ядерных столкновений и

для мягкой области (множественность частиц велика), в случае pp взаимодействий можно ограничиться изучением корреляционных функций.

Тривиальные источники корреляций в АА столкновениях. В АА взаимодействиях основным источником корреляций являются эффекты, связанные с большим количеством взаимодействующих нуклонов, а также с большими его флуктуациями [3]. Такие корреляции не вызваны каким-либо коллективным поведением и являются своеобразным фоном, а потому необходимо понять, как свести их к минимуму.

Простым примером тривиальных корреляций могут служить корреляции $n - n$ и $p_t - n$ в АА столкновениях без фиксации центральности взаимодействия. Центральным столкновениям соответствует большее значение множественности (большее число взаимодействующих нуклонов или, в терминологии [2], излучающих центров), а также большее значение p_t (интерпретируется по-разному в зависимости от модели). Следовательно, любая модель, в которой заложен рост множественности и p_t с центральностью столкновения приводит в данных условиях в значительным положительным корреляциям (рис. 1), и при данных условиях такие корреляционные функции являются не слишком информативными.

Для того, чтобы уменьшить вклад описанных тривиальных корреляций, необходимо ограничить флуктуации в числе взаимодействующих нуклонов. Для этого можно либо прямо вести отбор экспериментальных событий по числу нуклонов-участников (в случае, если в установке имеется калориметр нуля), либо выделить третье окно быстроты и по множественности в нем отбирать события для построения корреляционных функций. Пример подобного анализа приведен на рис. 2. Важной деталью также является выбор окон быстроты для исследования p_t и множественности. При интерпретации экспериментальных данных на основе «струнных» моделей, таких как DPM [4], HIJING, SFM[5], в которых частицы в мягкой области возникают при распаде т.н. кварк-глюонной струны, натянутой между валентными кварками взаимодействующих нуклонов, встает вопрос о вкладе многократных перерассеяний в увеличение среднего поперечного импульса в центральных столкновениях, аналогично эффекту Кронина для миниджетов ($p_{t \circ} \sim 1 \text{ GeV}/c$), что объясняло бы положительные $p_t - n$ корреляции. В некотором смысле эти корреляции являются также тривиальными, поскольку

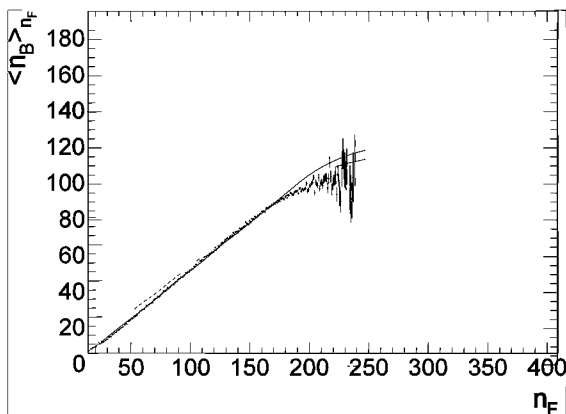


Рис. 1. Корреляционные функции $n - n$ и $p_t - p_t$ по событиям без фиксации центральности (minimum bias). PbPb; $\sqrt{s} = 17,3$ GeV/A. Для сравнения приведены также корреляционные функции, посчитанные в HIJING и SFM [1].

возникают на начальной стадии образования струн, и не являются следствием их взаимодействия, которое в ядро-ядерных столкновениях должно присутствовать в силу большой плотности струн в поперечной плоскости. Для того, чтобы свести к минимуму влияние перерассеяния, достаточно выбрать окно быстроты, в котором измеряется средний поперечный импульс частиц, как можно ближе к скорости центра масс взаимодействующих ядер, что и было сделано при анализе [1, 3].

Помимо уже описанных могут возникать также и корреляции, связанные с тем, что суммарная энергия рожденных частиц равна энергии взаимодействовавших нуклонов. Это очевидно приводит к отрицательным корреляциям между средним p_t рожденных частиц и их множественностью. Однако этот эффект может проявляться либо при изучении корреляций в одном и том же окне быстроты (короткодействующие или short-range correlations), либо в том случае, если одно из окон быстроты находится в области фрагментации одного из ядер. Выбрав достаточно узкие (по сравнению с шириной быстройного распределения) окна достаточно далеко отстоящие от

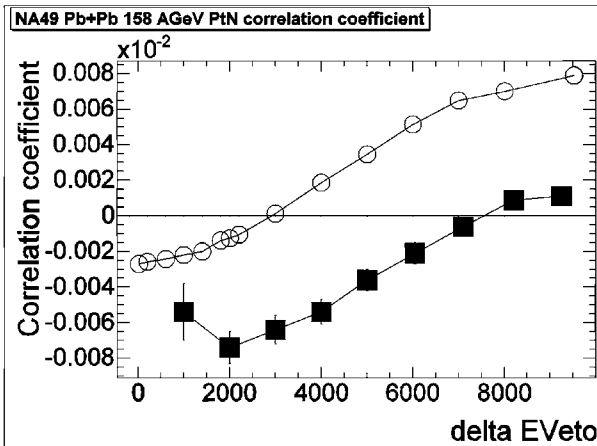


Рис. 2. Зависимость коэффициента корреляции β (в GeV/c) от диапазона флуктуаций числа нуклонов-участников. Отбор событий для анализа — по значению E_{veto} — энергия нуклонов, не участвовавших во взаимодействии. Нулевое окно ΔE_{veto} — фиксированное число участников. Черные квадраты — экспериментальные данные, светлые — результаты моделирования (SFM, [1]).

области фрагментации, можно утверждать, что корреляций, связанных с сохранением энергии-импульса не возникнет.

Однако при анализе экспериментальных данных необходимо учитывать и конструктивные особенности установки, в частности эффективности детекторов при выбранных окнах быстрой и возможность реализации того или иного способа отбора событий для исключения тривиальных корреляций. Эти эффекты необходимо учитывать при анализе и интерпретации результатов, что, например, было сделано при получении предсказаний SFM для корреляций в столкновениях PbPb при $\sqrt{s} = 17,3 \text{ GeV}/A$.

Спецификой ядро-ядерных столкновений также является то, что число рожденных частиц велико, и потому вид многих распределений и корреляционных функций определяется центральной предельной теоремой теории вероятности. В частности, в рамках двухэтапного сценария, предложенного в работе [2], при числе из-

лучающих частицы центров n_c много больше единицы, распределение по множественности рожденных частиц будет гауссовым со средним в n_c и среднеквадратичным отклонением в $\sqrt{n_c}$ раз большим, чем для распределения от одного излучателя, а распределение для среднего поперечного импульса в событии будет иметь то же среднее и в $\sqrt{n_c}$ раз *меньшее* среднеквадратичное отклонение, чем то же распределение для одного, и также будет гауссовым. Таким образом, при фиксации центральности в AA каким-либо из описанных способов, распределения по множественности и p_t оказываются гауссовыми вне зависимости от механизма рождения частиц (распределения по множественности и среднему p_t для центральных событий в PbPb, 17,3 GeV/A приведены, например, в работе [6]). В качестве примера, в котором влияние ЦПТ на вид корреляционной функции оказывается существенным, можно привести корреляционную функцию $p_t - p_t$, построенную по событиям без отбора по центральности.

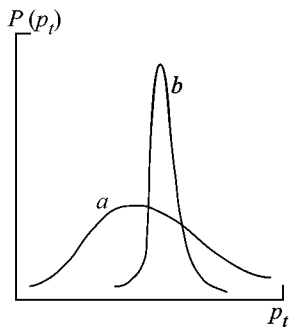


Рис. 3. Схематический вид распределения вероятности для среднего p_t в периферических (a) и центральных (b) событиях. Единицы условные.

Несмотря на такую, на первый взгляд, нетривиальную зависимость, поведение этой корреляционной функции является следствием вида коллеляционной функции $p_t - n$. В самом деле, большая множественность для центральных событий приводит к узкому распределению по среднему p_t в событии для центральных событий и широкому — для периферических. В результате, если в одном из окон быстроты средний p_t оказался большим (больше, чем сред-

нее для центральных событий), то событие это является периферическим (рис. 3), и среднее по таким событиям для поперечного импульса в другом окне будет меньше, чем для центральных событий. Как следствие, интерес представляет исследование корреляций данного типа в событиях также с фиксированной центральностью, где множественность рожденных частиц флуктуирует не слишком сильно.

Заключение. Приведенные примеры и обсуждение показывают, что дальнедействующие корреляции являются перспективным направлением исследования, при этом, разумным образом выбирая быстротные интервалы, а в случае AA столкновений фиксируя центральность, удастся практически исключить тривиальные корреляции, вызванные исключительно начальными условиями.

Литература

1. NA 49 collaboration at CERN and G. Feofilov, R. Kolevatov, V. Kondratiev, P. Naumenko, V. Vechernin, in: Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics, *Proceedings of the XVII International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems*. Dubna, Russia, September 27 — October 2, 2004, p 59.
2. Braun M. A., Pajares C., Vechernin V. V. Phys. Lett. B493. 2000. P. 4864.
3. R. S. Kolevatov and V. V. Vechernin, in: Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics, *Proceedings of the XVII International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems*. Dubna, Russia, September 27 — October 2, 2004, p 58.
4. Capella A., Sukhatme U. P., Tan C.-I., Tran Thanh Van J. Phys. Rep. 236. 1994. P. 225.
5. Braun M. A., Pajares C. Nucl. Phys. B390. 1993. P. 542.
6. Heiselberg H., Phys. Rep. 351. 2001. P. 161–194. (Preprint: nucl-th/0003046).