

P2-2000-112

П.И.Зарубин, М.В.Савина, С.В.Шматов

**ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА ПАРТОННОГО  
ЭКРАНИРОВАНИЯ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
ГЛОБАЛЬНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ**

Направлено в журнал «Ядерная физика»

# Введение

Наряду с другими экспериментальными характеристиками процессов взаимодействия в ультрарелятивистской ядерной физике используются глобальные наблюдаемые, под которыми обычно понимаются распределения полной поперечной энергии  $E_T$  и множественности  $n_{ch}$  по (псевдо)быстроте. Физика с глобальными наблюдаемыми является в настоящее время чрезвычайно актуальным направлением в программе исследований взаимодействий ультрарелятивистских ядер на создаваемых коллайдерах RHIC и LHC [1]. Было показано (например, [2]), что полная поперечная энергия и множественность определяются в основном рождением так называемых (мини)струй, т.е. струй с  $p_T \sim 2$  ГэВ. Детальное знание сечений рождения (мини)струй и плотности переносимой ими поперечной энергии важно как для понимания динамики взаимодействий на ранних стадиях, так и для последующей эволюции образовавшейся партонной системы.

Здесь под ранней стадией мы понимаем промежуток времени  $\tau \sim 1/p_T \simeq 0,1$  фм/с, соответствующий состоянию ядерной материи после осуществления всех жестких взаимодействий, но до начала термализации системы вследствие вторичных взаимодействий.

В частности, исходя из начальных свойств этой системы, можно оценить время термализации системы и сделать вывод о возможности образования полностью равновесной термализованной партонной среды, т.е. кварк-глюонной плазмы [3].

Заметим, что, скорее всего, ответ на вопрос: а было ли достигнуто равновесное состояние в конкретном ядерном столкновении? — может дать только *пособытийный* анализ потоков поперечной энергии и множественности [4]. В интегральных распределениях эффекты коллективного поведения плотной сильновзаимодействующей ядерной материи будут "замазаны". Тем не менее, благодаря вы-

сокой статистической обеспеченности, распределения множественности и полной поперечной энергии по псевдобыстроте оказываются сильно чувствительны к ряду других специфических ядерных эффектов, искажающих первоначальную физическую картину ядроядерных столкновений.

Под специфическими ядерными эффектами обычно понимается "реакция" ядерной среды, для удобства вычислений разделяемая на независимые друг от друга эффекты, например, на эффект гашения струй (т.е. потерь энергии) в плотной ядерной среде [5] и экранирование структурных функций. Однако надо понимать, что это разделение условно, поскольку реально эти эффекты не являются независимыми и в принципе могут быть описаны в рамках единого общего механизма [6].

Исследования глубоконеупругого рассеяния электронов и мюонов на ядрах привели к обнаружению подавления отношения ядерных структурных функций  $F_2^A(x, Q^2)$  к структурным функциям свободных нуклонов  $F_2^N(x, Q^2)$ . В дальнейшем на основании экспериментальных данных CERN [7] и FNAL [8] был проведен детальный анализ этого явления в широком диапазоне бьеркеновской переменной  $x = Q^2/2M, 10^{-5} \leq x \leq 0,8$ , и квадрата переданного 4-импульса  $Q^2, 0,05 \text{ ГэВ}^2 \leq Q^2 \leq 150 \text{ ГэВ}^2$ . Было установлено, что отношение функций распределения партонов внутри нуклона ядра (в дальнейшем ядерная структурная функция) к структурным функциям партонов свободного нуклона (в дальнейшем партонная структурная функция)  $R_A = F_{i/A}/F_{i/N}$  сильно зависит от переменной  $x$ . В диапазоне  $x$  от 0,3 до 0,7 распределения кварков и глюонов подавлены (EMC-эффект), в интервале  $0,1 \leq x \leq 0,3$  наблюдается превышение партонных структурных функций  $F_{i/A}$  над  $F_{i/N}$ . И наконец в области  $x \leq 0,1$  снова наблюдается сильное подавление  $R_A(x)$ .

Для объяснения такого поведения ядерных структурных функций

использовались различные феноменологические модели [9]. Однако полностью адекватного описания до сих пор не найдено. Также не существует никаких экспериментальных данных для событий, характеризующихся одновременно малыми значениями  $x \sim 10^{-4}$  и относительно большими значениями переданного 4-импульса  $Q^2 \sim 1000$  ГэВ<sup>2</sup>.

В настоящее время ожидается, что при энергиях ЛHC значительная доля полной поперечной энергии (до 30 %) будет определяться процессами именно с такими значениями  $x$  и  $Q^2$ . Это приводит к необходимости более тщательного экспериментального изучения поведения ядерных структурных функций в указанных областях  $x$  и  $Q^2$ .

Эффекты экранирования приводят к модификации распределений глобальных переменных по псевдобыстроте, которые также могут быть использованы для изучения эффекта гашения струй плотной ядерной средой [10].

Основной целью нашей работы является исследование влияния эффекта экранирования структурных функций партонов ядерной средой на распределения глобальных наблюдаемых.

Неоднозначности в партонных функциях распределения, связанные с влиянием ядерной среды, приводят к неоднозначностям в определении множественности и поперечной энергии в ядро-ядерных столкновениях и при оценке фона для алгоритмов реконструкции струй. Ниже будет показано, как распределения множественности и поперечной энергии могут использоваться для проверки различных моделей партонного экранирования.

Для наших расчетов, выполненных для случая взаимодействия ядер свинца при энергии ЛHC ( $\sqrt{S} = 5$  ТэВ/нуклон), мы использовали параметризацию ядерных функций распределения партонов, реализованную в модели ядро-ядерных взаимодействий HIJING [11].

Для учета эволюции эффекта экранирования по  $Q^2$  использовалась модель EKS98 [12], учитывающая масштабную зависимость ядерных эффектов. Для этого на основании модифицированных уравнений эволюции структурных функций ДГЛАП [13] была рассмотрена эволюция отношения  $R_A(x, Q^2)$  по  $Q^2$  от начального масштаба  $R_A(x, Q_0^2)$ , где  $Q_0^2 \sim 4 \text{ ГэВ}^2$ .

Также в рамках этих моделей был проведен анализ влияния различных наборов партонных структурных функций на предсказания используемых моделей экранирования.

## Множественное рождение частиц в ядро-ядерных взаимодействиях

Множественное рождение частиц в ядро-ядерных взаимодействиях рассматривается как комбинация жестких или полужестких (с  $p_T \geq p_0$ ) и мягких процессов рождения частиц. Под мягкими мы понимаем процессы, не рассчитываемые в рамках перенормируемой КХД. Величина параметра обрезания  $p_0$  зависит от используемого набора параметризаций структурных функций кварков и глюонов. Обычно  $p_0 \approx 1 \div 2 \text{ ГэВ}$ . Основным источником множественности и потоков поперечной энергии в предположении независимых двойных партон-партонных взаимодействий является рождение мини-струй, т.е. струй с  $p_T \sim p_0$ , регистрация которых в эксперименте невозможна. Сечение рождения (мини)струй в главном порядке КХД на уровне  $NN$ -взаимодействий определяется как

$$\frac{d\sigma_{jet}}{dy}(\sqrt{s_{NN}}, p_0) = \frac{1}{2} \int_{p_0^2}^{s/4} dp_T^2 dy_2 \frac{d\sigma_{jet}}{dp_T^2 dy_1 dy_2};$$

$$\frac{d\sigma_{jet}}{dp_T^2 dy_1 dy_2} = K \sum_{i,j,k,l} x_1 f_i(x_1, p_T^2) x_2 f_j(x_2, p_T^2) \times$$

$$\times \left[ \frac{d\hat{\sigma}^{ij \rightarrow kl}}{d\hat{t}}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}) + \frac{d\hat{\sigma}^{ij \rightarrow kl}}{d\hat{t}}(\hat{s}, \hat{u}, \hat{t}) \right] \frac{1}{1 + \delta_{kl}}, \quad (1)$$

где  $p_0$  – это параметр обрезания,  $x_1 = x_T(e^{y_1} + e^{y_2})/2$  и  $x_2 = x_T(e^{-y_1} + e^{-y_2})/2$  – доли импульсов первичных партонов  $i$  и  $j$ ,  $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$ ,  $y_1$  и  $y_2$  – быстроты рожденных партонов. Суммирование ведется по всем ароматам, множитель  $K \approx 2$  введен для учета высших порядков КХД.

Распределение числа (мини)струй, рожденных в ядро-ядерном столкновении при фиксированном прицельном параметре по скорости, получается из формулы (1) путем умножения ее на ядерную функцию перекрытия:

$$\frac{dN_{AA}}{dy}(\sqrt{s_{NN}}, p_0, b) = 2T_{AA}(b) \frac{\sigma_{jet}}{dy}(\sqrt{s_{NN}}, p_0);$$

$$T_{AA}(|\vec{b}|) = \int d^2\vec{r} T_A(\vec{r}) T_A(\vec{b} - \vec{r}), \quad (2)$$

$\vec{r}$  – двумерный вектор, определяющий точку взаимодействия,  $\vec{b}$  – вектор прицельного параметра,  $T_A(\vec{r})$  – ядерная толщина, вычисленная в предположении распределения Вудса-Саксона для ядерной плотности  $\rho_A(\vec{r})$ . Среднее число заряженных адронов на единицу (псевдо)быстроты  $dn_{ch}/dy$  можно получить из (2), подставив в формулу (1) функцию фрагментации  $D_{h/i}(z, Q^2)/\pi z$  [14] кварков и глюонов в конечные наблюдаемые частицы.

Поток полной поперечной энергии на единицу скорости, обусловленный рождением (мини)струй в одном  $AA$  – взаимодействии:

$$\frac{dE_T^{jet}}{dy}(\sqrt{s_{NN}}, p_0, b) = T_{AA}(b) K \int dp_T^2 dy_2 \sum_{i,j,k,l} x_1 f_i(x_1, p_T^2) x_2 f_j(x_2, p_T^2) \times$$

$$\times \left[ \frac{d\hat{\sigma}^{ij \rightarrow kl}}{d\hat{t}}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}) + \frac{d\hat{\sigma}^{ij \rightarrow kl}}{d\hat{t}}(\hat{s}, \hat{u}, \hat{t}) \right] \frac{p_T}{1 + \delta_{kl}}. \quad (3)$$

Как мы уже отмечали, полное сечение  $AA$  – взаимодействий складывается из сечений мягких  $\sigma^{soft}$  и жестких  $\sigma^{jet}$  процессов рождения частиц:  $\sigma^{tot} = \sigma^{jet} + \sigma^{soft}$ . Соответственно, выражения для вычисления множественности и поперечной энергии будут иметь следующий вид:

$$\frac{dn_{ch}^{tot}}{dy} = \frac{dn_{ch}^{jet}}{dy} + \frac{dn_{ch}^{soft}}{dy},$$

$$\frac{dE_T^{tot}}{dy} = \frac{dE_T^{jet}}{dy} + \frac{dE_T^{soft}}{dy},$$

где  $n_{ch}$  - число адронов, рожденных в (полу)жестких взаимодействиях, а  $dn_{ch}^{soft}/dy$  и  $dE_T^{soft}/dy$  – слагаемые, ответственные за вклад мягких процессов в интегральный поток множественности и поперечной энергии. Для их учета обычно используются феноменологические модели ядро-ядерных столкновений: дуальная партонная модель, FRITIOF [15] и т.д.

## Ядерное экранирование в партонной модели

При достаточно больших энергиях можно рассматривать ядра как объекты, состоящие из множества валентных кварков, которые окружены облаком морских кварков и глюонов. Экранирование цветного заряда приводит к уменьшению вероятности взаимодействия партонов и, как следствие, к уменьшению полного сечения рождения частиц в ядро-ядерных взаимодействиях. Для учета эффекта экранирования в подынтегральное выражение в выражении (1) вводится коэффициент, характеризующий степень экранированности двух взаимодействующих партонов при заданных значениях  $x$ ,  $p_T^2$  и  $A$ .

Наши вычисления выполнены на основе модели ядро-ядерных взаимодействий HIJING [11], в которой эволюция эффекта экранирования по  $x$  и по  $A$  реализована в виде глобальной параметризации

[16] экспериментальных данных, полученных для различных наборов ядер коллаборациями EMC, NMC, E665 [7, 8]:

$$R_A(x) \equiv \frac{f_{i/A}(x)}{Af_{i/N}(x)} = 1 + 1,19 \ln^{1/6} A [x^3 - 1,5(x_0 + x_L)x^2 + 3x_0x_Lx] - \\ - [\alpha_A - \frac{1,08(A^{1/3} - 1)}{\ln(A + 1)} \sqrt{x}] e^{-x^2/x_0^2}, \quad (4)$$

где  $\alpha_A = 0,1(A^{1/3} - 1)$ ,  $x_0 = 0,1$ ,  $x_L = 0,7$ ,  $A$  – атомный номер ядра.

Партонное экранирование учитывается заменой в (1) партонных функций распределения для свободного нуклона  $f_{i/N}(x)$  на функции распределения партонов в нуклоне ядра  $f_{i/A}(x) = R_A(x)Af_{i/N}(x)$ .

Предполагается, что величина ядерного экранирования для валентных и морских кварков, а также и для глюонов одинакова. В рамках данной модели не рассматривается экранирование неперенормируемых процессов, то есть экранирование структурных функций для процессов с  $Q^2 < 4 \text{ ГэВ}^2$  и эволюция эффекта по  $Q^2$ . Для учета зависимости эффекта от прицельного параметра столкновения ядер вводится зависимость параметра  $\alpha_A$  от расстояния от центра ядра до точки взаимодействия  $r$ :

$$\alpha_A = 0,1(A^{1/3} - 1) \frac{4}{3} \sqrt{1 - r^2/R_A^2}, \quad (5)$$

$R_A$  - радиус ядра.

Основываясь на вышеизложенных предположениях, мы исследовали поведение глобальных переменных на статистике 10,000 событий столкновения ядер свинца при энергии 5 ТэВ/нуклон и прицельным параметром от 0 до 3  $R_A$ . На рисунке 1,а представлено распределение полной поперечной энергии по псевдобыстроте для следующих возможных сценариев ядро-ядерных взаимодействий. Распределение (1) получено в предположении отсутствия партонного экранирования, но с включением взаимодействия партонов в конечном



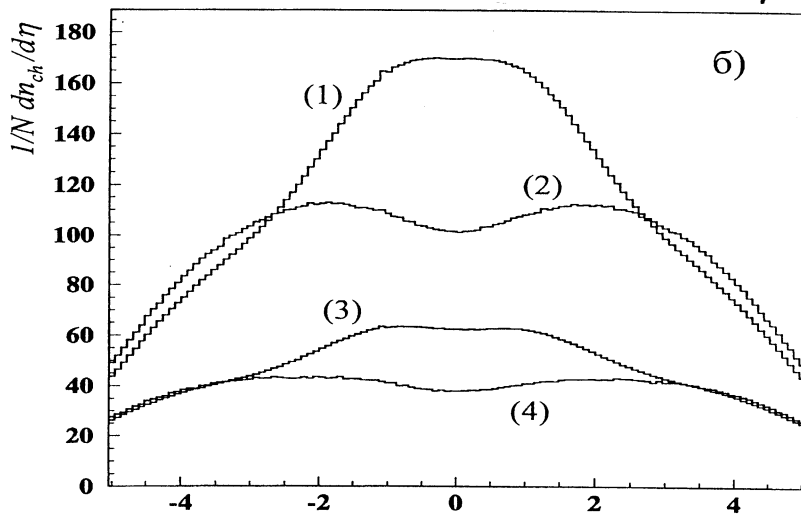
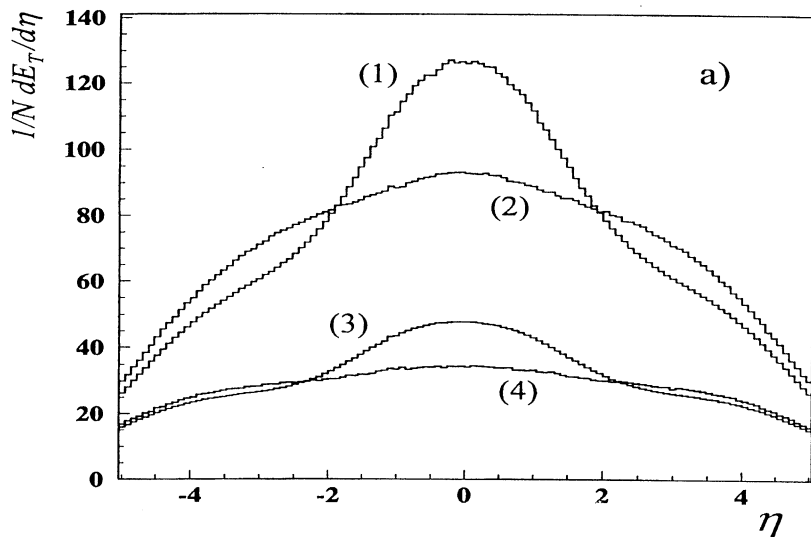


Рис. 1. Распределение полной поперечной энергии  $dE_T$  в ГэВ (а) и зарядовой множественности  $dn_{ch}$  (б) по псевдобыстроте  $\eta$  для 10000 событий  $PbPb$ -взаимодействия при энергии в с.ц.м. 5 ТэВ/нуклон: (1) – нет экранирования, учтен эффект гашения струй; (2) – эффекты среды полностью игнорируются; (3) – учтены и эффект экранирования и эффект гашения струй; (4) – экранирование учтено, нет потерь в ядерной среде

состоянии, т.е. эффекта гашения струй [17]. Этот эффект приводит к появлению широкого максимума в центральной области псевдобыстрот распределения  $dE_T/d\eta$  [18]. В случае второй зависимости (2) мы пренебрегаем и эффектом экранирования, и эффектом гашения струй. Третье и четвертое распределения получены, принимая во внимание модификацию структурных функций кварков и глюонов внутри ядра, а также с учетом и без учета эффекта гашения струй ((3) и (4) соответственно).

Как видно из рисунка, экранирование не искажает формы распределений, но существенно (в 2,7 раза) уменьшает абсолютное значение высоты распределения.

Из вида соотношений (1) и (4) следует, что зарядовая множественность, прямо связанная с сечением рождения струй (2), должна иметь квадратичную зависимость от степени экранирования:  $dn_{ch}/d\eta \sim R_A^2(x)$ . При центральном взаимодействии ядер свинца с энергией в системе центра масс 5 ТэВ/нуклон процессы рождения (мини)струй характеризуются средними значениями  $x$  порядка  $7 \cdot 10^{-4}$  при  $Q_0^2 = 4 \text{ ГэВ}^2$ ; для таких  $x$  величина  $R_A = 0,5$  и ожидаемое падение множественности  $\approx 4$ .

В то же время, как можно видеть из рис.1,б, эффект экранирования также приводит к падению плотности зарядовой множественности  $dn_{ch}/d\eta$  при  $\eta = 0$  в 2,7 раза и в случае учета эффекта гашения струй, и когда мы пренебрегаем взаимодействием партонов в конечном состоянии.

Такое отличие от ожидаемого падения связано с уменьшением эффекта экранирования при увеличении расстояния от центра ядра до точки нуклон-нуклонного взаимодействия, а также с эффектами фрагментации и неперенормируемыми вкладами в сечение, т.е. мягкими процессами, экранирование которых не рассматривается. Отметим, что влияние мягких процессов должно быть особенно сильно,

когда мы вводим в процесс ядро-ядерных взаимодействий механизм гашения струй, т.к. этот эффект приводит к перераспределению множественности в сторону малых  $p_T$  [11]. Однако из приведенных выше распределений этого не видно, т.к. в используемой модели экранирования эволюция ядерных структурных функций по  $Q^2$  не рассматривается.

Интересно отметить, что при  $\eta \geq 2,5$  распределения, полученные с учетом и без учета эффекта гашения струй, отличаются незначительно, т.е. область больших  $\eta$  нечувствительна к этому эффекту. Это хорошо заметно если рассмотреть распределение зарядовой множественности для  $PbPb$ -столкновений, нормированное на аналогичное распределение для  $pp$ -взаимодействий, рис.2 ( $A$  – атомный номер

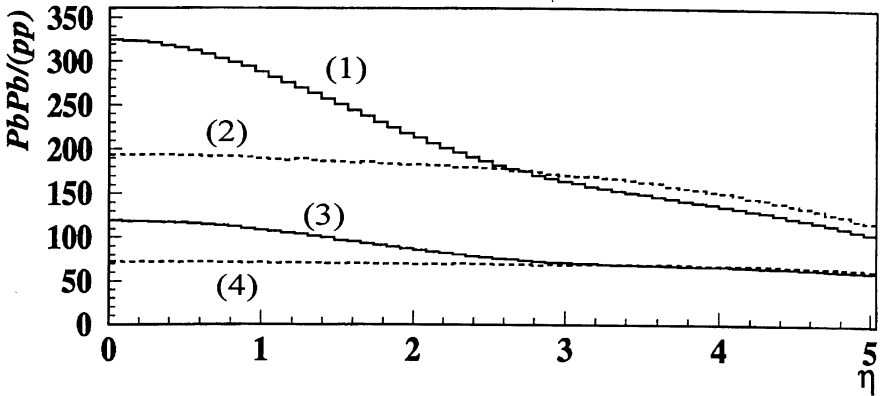


Рис. 2. То же, что и рис.1,б, но нормировано на аналогичное распределение для случая  $pp$ -взаимодействий при той же энергии

сталкивающихся ядер). Вместе с тем этот интервал очень чувствителен к эффекту экранирования и может быть использован для получения экспериментальной информации, не искаженной взаимодействиями в конечном состоянии при изучении ядерных структурных функций в области малых  $x$ .

## Масштабная эволюция эффекта партонного экранирования

Как мы уже отмечали выше, параметризация (4) была получена в предположении отсутствия масштабной эволюции эффекта экранирования, т.е. КХД-эволюции структурных функций кварков и глюонов,  $F_q^A, F_{\bar{q}}^A, F_g^A$ , по  $Q^2$ . Однако экспериментальные факты свидетельствуют о том, что величина отношения  $R_A$  сильно зависит от масштаба переданного 4-импульса  $Q^2$  [7, 8]. В диапазоне  $Q^2$  от 4 до 100 ГэВ<sup>2</sup> отношение  $R_{F_2}^A$  увеличивается с 0,54 до 0,66 при  $x = 0,001$ . Соответствующие теоретические расчеты [13, 19], основанные на решении модифицированных уравнений эволюции в ДГЛАП-формализме, показали, что с ростом квадрата переданного 4-импульса экранирование глюонов в ядре становится менее существенным, чем экранирование кварков. Впоследствии, в соответствии с полученными результатами, был развит ряд феноменологических моделей (например, [12]), позволяющих учитывать поправки к ядерным структурным функциям, вызванные эффектом экранирования. Эти модели дают, как оказалось, довольно сильно расходящиеся оценки сечений рождения (мини)струй, а следовательно, и полной поперечной энергии и множественности. В качестве примера на рис. 3 мы привели результаты вычисления распределения числа (мини)струй по псевдобыстроте, сделанные в рамках двух различных феноменологических моделей экранирования. Здесь  $N_{jet}(экр.)/N_{jet}$  - это отношение числа (мини)струй, образующихся в столкновениях ядер свинца при энергии 5 ТэВ/нуклон, вычисленных с учетом экранирования к числу (мини)струй, полученных с использованием неэкранированных структурных функций.

Учет эволюции по  $Q^2$  существенно уменьшает влияние эффекта экранирования: распределение, полученное с помощью параметризации (4) (сплошная линия), почти в два раза превышает распреде-

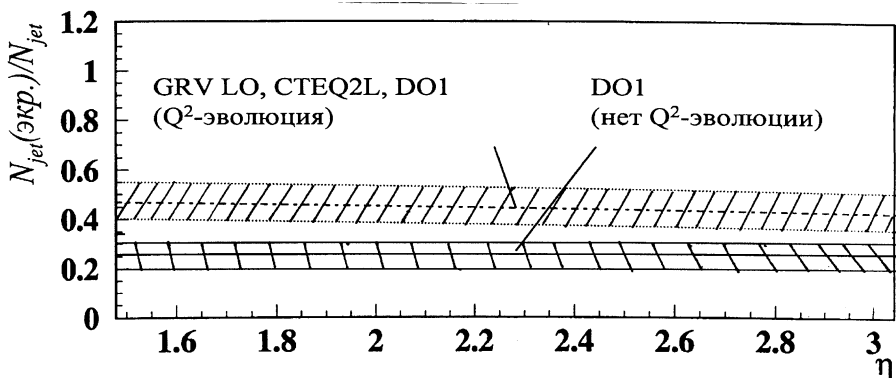


Рис. 3. Отношение числа (мини)струй, вычисленных с учетом экранирования, к числу (мини)струй, полученных в предположении отсутствия экранирования.  $PbPb$ -взаимодействие при  $\sqrt{S} = 5$  ТэВ/нуклон. Расчеты сделаны с учетом масштабной эволюции (пунктирная линия) и без (сплошная)

ление, вычисленное в рамках модели ЕКС98 [12] (пунктирная линия). При наших расчетах мы также принимали во внимание тот факт, что существующая на сегодняшний момент точность определения ядерных структурных функций довольно невелика ( $\delta xg(x) \sim 30\%$  при  $x = 0,0001, Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$  [20]). Однако результаты предсказаний двух рассмотренных моделей отличаются настолько существенно, что несмотря на большие неопределенности в вычислениях можно сделать вывод о том, что глобальные наблюдаемые чрезвычайно чувствительны к различным аспектам динамики ядро-ядерных взаимодействий и могут быть использованы для экспериментальной проверки моделей партонного экранирования, особенно при больших светимостях будущих коллайдеров (RHIC, LHC).

Заметим, что сечения рождения (мини)струй, вычисляемые по формуле (1), сильно зависят от используемого набора структурных функций.

Мы провели сравнительный анализ сечений рождения (мини)струй в  $AA$ -взаимодействиях  $\sigma_{jet}$  для трех наборов партонных структурных функций. В таблице 1 приведены результаты вычи-

**Таблица 1.** Сечения рождения (мини)струй на  $NN$ -уровне для разных наборов партонных структурных функций

Сечение, $\sigma_{jet}$ (мбн)	DO1	CTEQ2L	GRV 92LO
Без экр.	130,7	289,3	764,2
Ca	46,3	100,4	259,8
Nb	40,5	83,9	236,9
Pb	32,7	71,5	192,6

слений сечений без учета экранирования и с учетом масштабной эволюции экранирования в различных ядрах. Можно видеть, что, хотя величина сечений меняется довольно сильно в зависимости от используемого набора структурных функций, отношение сечений  $\sigma_{jet}(\text{экр.})/\sigma_{jet}(\text{нет экр.})$  для одного и того же ядра остается постоянным. Таким образом, модель экранирования EKS98 нечувствительна к различным наборам структурных функций (по крайней мере, к рассматриваемым).

## Выводы

В нашей работе было исследовано влияние эффектов партонного экранирования на распределения глобальных переменных  $dE_T/d\eta$ ,  $dn_{ch}/d\eta$ .

Были использованы две модели партонного экранирования: с учетом масштабной эволюции (1) и без (2). Расчеты, выполненные на основании модели (2), показывают, что экранирование структурных функций приводит к уменьшению плотности поперечной энергии и

множественности в 2,7 раза для случая  $PbPb$ -взаимодействия при энергии 5 ТэВ/нуклон.

Учет масштабной эволюции ядерных структурных функций (модель (1)) ослабляет этот эффект примерно в 1,9 раза. Таким образом, распределения глобальных наблюдаемых оказываются очень чувствительны к выбору модели партонного экранирования и этот факт может быть использован для проверки предлагаемого сценария экранирования.

Также установлено, что в рамках существующих моделей экранирования использование различных наборов партонных структурных функций не влияет на поведение распределений глобальных переменных.

Авторы выражают благодарность проф. И.А. Голутвину и А.И. Малахову (ОИЯИ) за интерес к работе и поддержку, а также А.В. Леонидову (ФИАН) и В.Т. Киму (ПИЯФ) за критические замечания.

## Список литературы

1. Geiger K. Phys. Rep. 258, 237 (1995); Savina M.V., Shmatov S.V., Slavin N.V., Zarubin P.I. ЯФ, 1999, том 62, 12, с.2263; Bass S.A. et al. nucl-th/9907090; Scherer S. et al. hep-ph/9903392; Bleicher M.J. et al. hep-ph/9911420,
2. Kajantie K., Landshoff P., Lindfors J. Phys. Lett. 59, 2517 (1987); Eskola K.J., Kajantie K., Lindfors J. Nucl. Phys. B323, 37(1989); Phys. Lett. B214, 613 (1989).
3. Eskola K.J., Kajantie K., Ruuskanen P. Phys. Lett. B332, 191 (1994); JYFL 6/97; Kajantie K., Eskola K.J. nucl-th/9610015; Eskola K.J. HU-TFT-95-17.
4. Gazdzicki M., Leonidov A., Roland G. IKF-HENPG/5-97; Feng Liu et al. IKF-HENPG/1-98.

5. Gyulassy M., Wang X.-N. Nucl. Phys. B420, 583 (1994); Wang X.N., Gyalassy M., Plumer M. Phys. Rev. D51, 3436 (1995); Baier R., Dokshitzer Yu.L., Peigne S., Schiff D. Phys. Lett. B345, 277 (1995).
6. M. Gyulassy, L. McLerran. Phys. Rev. C56, 2219 (1997).
7. EM Collaboration, Arneodo M. et al., Nucl. Phys. B483, 3 (1997); Nucl. Phys. B441, 12 (1995); Nucl. Phys. B333, 1 (1990); NM Collaboration, Amaudruz et al, Z. Phys. C51 387 (1991).
8. E665 Collaboration, Adams M.R. et al. Phys. Rev. Lett. 68, 3266 (1992); Phys. Lett. B287, 375 (1992).
9. Barone V. et al. Z. Phys. C58, 541 (1993); Frankfurt L., Strikman M. Phys. Rep. 160, 235 (1998); De Roeck A., Klanner R. Z. Phys. A365, 967 (1997); Phys. Lett. B367, 392 (1994); Covolan R.J.M., Predazzi E. *In Hadronic Physics With Multi-Gev Electrons*, Les Houches, 1990, eds.
10. Savina M.V., Shmatov S.V., Slavin N.V., Zarubin P.I. JINR Rapid Com., 1998, 1[87]-98, p.45.
11. Gyulassy M., Wang X.-N. and Phys. Rev. D44, 3501 (1991).
12. Eskola K.J., Kolhinen V.J., Ruuskanen P.V. CERN-TH/97-345; Eskola K.J., Kolhinen V.J., Salgado C.A. JYFL-9/98.
13. Mueller A.H., Qiu J. Nucl. Phys. B268, 427 (1986).
14. Andersson B., Gustafson G., Söderberg B. Z. Phys. C20, 317 (1983).
15. Andersson B. et al. Nucl. Phys., B281, 289 (1987); Nilson-Almqvist B., Stenlund E. Comp. Phys. Comm. 43, 387 (1987).
16. Mueller A.H. Nucl. Phys. B335, 115 (1990); Close F.E., Qiu J., Roberts R.G. Phys. Rev. D40, 2820 (1989).



17. Wang X.-N., Phys. Reports, 280, 287-371, 1997.
18. Savina M.V., Shmatov S.V., Slavin N.V., Zarubin P.I. JINR Rapid Com., 1998, 5[91]-98, p.65.
19. Gribov L.V., Levin E.M., Ryskin M.G. Phys. Rep. 100, 1 (1983); Eskola K.J. Nucl. Phys. B400, 240-266 (1993); Kumano S. Phys. Rev. C48, 2016 (1993).
20. Cooper A.M., Devenish R.C.E., De Roeck A. DESY 97-226; Huston J. et al. FERMILAB-Pub-98/046-T.

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 мая 2000 года.

Зарубин П.И., Савина М.В., Шматов С.В.  
Влияние эффекта партонного экранирования  
на распределения глобальных переменных

P2-2000-112

В рамках модели ядро-ядерных взаимодействий HIJING было исследовано влияние эффектов партонного экранирования на распределения глобальных переменных (полной поперечной энергии  $E_T$  и зарядовой множественности  $n_{ch}$ ). Установлено, что в случае взаимодействия ядер свинца при энергии  $\sqrt{S} = 5$  ТэВ/нуклон эффект экранирования приводит к значительному падению сечения рождения мини-струй (примерно в 4 раза), что, в свою очередь, уменьшает полную поперечную энергию и зарядовую множественность в 2,7 раза. Учет КХД-эволюции ядерных структурных функций по  $Q^2$  ослабляет эффект экранирования (в 1,9 раза для PbPb-взаимодействий). Показано, что глобальные переменные могут быть использованы для проверки моделей партонного экранирования.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2000

Перевод авторов

Zarubin P.I., Savina M.V., Shmatov S.V.  
An Influence of a Parton Shadowing on Global Observables

P2-2000-112

In accordance with the HIJING model an influence of the parton shadowing on global observable distributions (total transverse energy  $E_T$  and charged multiplicity  $n_{ch}$ ) is studied. It is established that an incidence of the minijet production (into 4 times for PbPb-collisions at the  $\sqrt{S} = 5$  TeV/nucleon) induced by shadowing in one's part decreases the total transverse energy and charged multiplicity into 2.7 times. Due to QCD-evolution of nuclear structure function the shadowing effect is weakened (into 1.9 times). It is shown that global observables can be used for a check of parton shadowing models.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2000

Редактор Е.Ю.Шаталова. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 21.08.2000  
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 1,38  
Тираж 425. Заказ 52199. Цена 1 р. 66 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
Дубна Московской области