

УДК 539.12.01

ПЛОТНОСТЬ АДРОНОВ В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ЭНЕРГИЯХ LHC

П.И.Зарубин, М.В.Савина, С.В.Шматов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В работе сделаны оценки множественности адронов, образующихся в результате взаимодействия ядер при энергиях LHC. Обсуждены различные модели взаимодействий, влияние на псевдобыстротную плотность адронов эффектов взаимодействия частиц в конечном состоянии с ядерной средой. Показано, что вторичные взаимодействия приводят к увеличению плотности адронов в центральной области псевдобыстрот примерно в 2 раза.

The hadron multiplicity for the LHC energy is calculated. The various models of the nucleus-nucleus interactions and an influence of the final state interactions on the central pseudorapidity hadron density are discussed. It is shown that final state interactions lead to hadron density increasing up to 2 times.

Основные достижения последних лет теоретической ядерной физики связаны с теорией сильных взаимодействий — квантовой хромодинамикой (КХД), в рамках которой описываются многие ядерные эффекты (экранирование структурных функций, гашение струй, дифракционные процессы и т.д.) [1, 2, 3].

Обширные дискуссии вызывает возможность фазового перехода между адронной материей и системой свободных кварков и глюонов — кварк-глюонной плазмой (КГП), т.е. достижения деконфаймента адронной материи [4, 5]. Другой фундаментальный вопрос теории сильных взаимодействий, на который может ответить релятивистская ядерная физика, — это восстановление киральной симметрии и образование дезориентированного кирального конденсата [6].

Изучение свойств ядерной материи при высоких плотностях и температурах важно также для понимания физики ранней Вселенной, образования нейтронных звезд и т.д.

Несмотря на значительные успехи пертурбативной КХД, проблема конфаймента остается до сих пор не решенной. Последние результаты монте-карловского моделирования в рамках калибровочной теории на решетках воспроизводят конфаймент только в двумерном пространстве. Более того, конфаймент является не внутренним свойством КХД, а искусственно налагаемым ограничением, для объяснения ненаблюдаемости изолированных цветных зарядов. Для описания в рамках единой теории сильных взаимодействий и конфаймента в настоящее время развиваются ряд теорий [7].

Также до сих пор не ясны многие фундаментальные аспекты динамики взаимодействия ядер при высоких энергиях, не существует теории ядерных взаимодействий, учитывающей все эффекты ядерной среды и позволяющей однозначным образом сделать оценки полного сечения взаимодействий, плотности множественности, поперечной энергии и т.д.

Распределения глобальных характеристик (множественности, поперечной энергии) могут быть получены практически с неограниченной точностью для сталкивающихся

ядер разных типов путем прямого измерения потоков множественности и энергии. Создаваемый в ЦЕРН Большой адронный коллайдер предоставляет уникальную возможность для проведения цикла экспериментальных исследований на пучках тяжелых ионов и проверки этих теоретических предсказаний.

Существующие на сегодняшний день модели ядро-ядерных взаимодействий сильно отличаются друг от друга как по внутреннему физическому содержанию, так и по численным предсказаниям основных наблюдаемых характеристик.

В настоящее время при расчетах множественности, поперечной энергии и других характеристик используются различные модели взаимодействий, такие, как HIJING [8], FRITIOF [9], VNI [10], VENUS [11], RQMD [12], PYTHIA [13] и т.д. Эти модели, основанные на различных теоретических предположениях, дают весьма отличающиеся предсказания для значений множественности адронов n_h .

Во многих моделях (HIJING, VNI, PYTHIA) множественное рождение частиц в ядро-ядерных (нуклон-нуклонных) взаимодействиях рассматривается на основе коллинеарной факторизации 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. В этом случае мягкая часть взаимодействий рассматривается как добавочный вклад в полное сечение, определяемый в основном жесткой частью $\sigma^{\text{tot}} = \sigma^{\text{hard}} + \sigma^{\text{soft}}$. В ряде случаев (HIJING) сечение мягких взаимодействий определяется из эксперимента (SPS) и для $\sqrt{S} \geq 50$ ГэВ/нуклон его значение равно 57 мб [14]. При этом мягкий вклад моделируется с помощью рассмотрения взаимодействия струнных конфигураций типа кварк-дикварк, в которых взаимодействие осуществляется глюонным кинком [9, 11]. В других (PYTHIA) события с малыми p_T разыгрываются согласно экспериментально найденной функции распределения событий.

Величина параметра обрезания p_0 очень сильно влияет на результаты вычислений и зависит от используемого набора параметризаций структурных функций кварков и глюонов. Обычно $p_0 \approx 1-2$ 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 рассчитывается в главном порядке КХД на уровне NN -взаимодействий, а для учета высших порядков КХД вводится множитель K , который равен ≈ 2 для энергий LHC. Кроме того, к первоначальному процессу жесткого рассеяния добавляются поправки, обусловленные излучением (партонными ливнями) в начальном и конечном состоянии. Ливни рассматриваются как последовательность переходов $a \rightarrow bc$, таких, как $q \rightarrow qg, g \rightarrow gg, g \rightarrow q\bar{q}, q \rightarrow q\gamma, l \rightarrow l\gamma$. Фотонные переходы $\gamma \rightarrow q\bar{q}, \gamma \rightarrow l\bar{l}$ маловероятны и поэтому не рассматриваются. Вероятность для партонных совершить переход описывается уравнениями эволюции ДГЛАП [15].

Полное сечение ядро-ядерного взаимодействия при заданном прицельном параметре вычисляется на основании эйконального формализма [14, 16]:

$$\sigma_{AA}^{\text{tot}} \simeq \int d^2b(1 - \exp[-A^2\sigma_{NN}^{\text{tot}}T_A(b)]), \quad (1)$$

Таблица 1. Вклад в полное сечение взаимодействий при энергии $\sqrt{S} = 5,5$ ТэВ/нуклон диаграмм различного типа (PYTHIA6157)

Процесс	Сечение, мб
$q_i q_j \rightarrow q_i q_j$	1,79
$q_i \bar{q}_i \rightarrow q_j \bar{q}_j$	$1,88 \cdot 10^{-2}$
$q_i \bar{q}_i \rightarrow gg$	$1,41 \cdot 10^{-2}$
$gg \rightarrow q_i \bar{q}_i$	$6,77 \cdot 10^{-1}$
$q_i g \rightarrow q_i g$	15,1
$gg \rightarrow gg$	29,37
Взаимодействия при малых p_T	$5,08 \cdot 10^{-3}$
Полное сечение	46,96

с использованием функции ядерного профиля $T_A(b)$:

$$T_A(\mathbf{s}) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \rho_A(\mathbf{s}, z), \quad \mathbf{s} = (x, y), \quad (2)$$

вычисленной в предположении распределения Вудса–Саксона для ядерной плотности $\rho_A(\mathbf{r}) = \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r - R_{WS})/d]}$, где $R_{WS} = 1,12A^{1/3} - 0,86A^{-1/3}$ и $d = 0,54$ фм — соответственно среднеквадратичный радиус и толщина ядра, а ρ_0 — нормировочный коэффициент, равный $0,17$ фм $^{-3}$.

Основной вклад в жесткую часть полного сечения при энергиях ЛНС дает диаграмма, типа $gg \rightarrow gg$ (табл. 1), т.е. глюонные степени свободы являются определяющими при рассмотрении картины взаимодействий.

На рис. 1 представлена зависимость псевдобыстротной плотности адронов от прицельного параметра для случае взаимодействия ядер Pb, Nb, Ca. Расчеты выполнялись в рамках модели HIJING. Наши вычисления показывают, что плотности адронов на единицу псевдобыстроты в случае центральных AA-взаимодействий при энергии $\sqrt{S} = 5,5$ ТэВ/нуклон составляют (принимая во внимание эффект экранирования структурных функций, но без учета взаимодействия партонов со средой в конечном состоянии):

$$\left. \frac{dn_{\text{Pb}}}{d\eta} \right|_{\eta=0} = 2650, \quad \left. \frac{dn_{\text{Nb}}}{d\eta} \right|_{\eta=0} = 1200, \quad \left. \frac{dn_{\text{Ca}}}{d\eta} \right|_{\eta=0} = 490.$$

При использовании простейшей модели ядро-ядерных взаимодействий, основанной на приближении комбинации независимых нуклон-нуклонных соударений (PYTHIA6.157) [17]:

$$\left. \frac{dn_h}{d\eta} \right|_{A_1 A_2} = 0,8 \sqrt{A_1^{\alpha_1} A_2^{\alpha_2}} \left. \frac{dn_h}{d\eta} \right|_{pp}, \quad \alpha_i \approx 1,2 - 1,1, \quad \text{для Pb - Ca}, \quad (3)$$

множественность адронов немного уменьшается:

$$\left. \frac{dn_{\text{Pb}}}{d\eta} \right|_{\eta=0} = 2200, \quad \left. \frac{dn_{\text{Nb}}}{d\eta} \right|_{\eta=0} = 850, \quad \left. \frac{dn_{\text{Ca}}}{d\eta} \right|_{\eta=0} = 310.$$

Однако следует отметить, что сечения взаимодействий сильно зависят от используемого набора кварковых и глюонных структурных функций. Приведенные выше результаты были получены для наборов нуклонных структурных функций DO1 ($xg(x) \sim \text{const}$, при $x \ll 1$), которые в настоящее время, безусловно, сильно устарели и неадекватно описывают поведение сечений рождения мини-струй при малых значениях x . Переход к новым функциям распределения довольно сильно меняет результат (табл. 2).

На множественность адронов сильное влияние также оказывает [18] (рис. 2) ядерное экранирование партонных структурных функций [19]. Особенно значительным этот эффект будет на энергетическом масштабе ЛНС, т.к. при таких энергиях большое количество партонов (до 80 %) будут рождаться при значениях $x \leq 10^{-3}$, для которых экранирование весьма существенно.

Кроме того, вторичные взаимодействия различной природы (вынужденное излучение, перерассеяние, кварк-глюонный каскад) приводят к резкому увеличению множественности за счет рождения новых частиц, а также за счет их перегруппировки в псевдобыстротном пространстве [20, 21].

Так, например, учет потерь энергии для партонов, проходящих сквозь плотную сильновозбужденную ядерную среду [22], приводит к увеличению множественности в области малых псевдобыстрот примерно в 2 раза для ядер свинца (рис. 2) [20]. Заметим, что и эффект экранирования, и эффект гашения струй особенно сильно проявляются для центральных соударений и оказывают заметно меньшее влияние на плотность адронов при периферических соударениях. Таким образом, модель HIJING предсказывает значения адронной плотности, лежащие в диапазоне 1800–8000 для PbPb-взаимодействий, 750–4800 — для NbNb-взаимодействий, 280–1100 — для CaCa-взаимодействий.

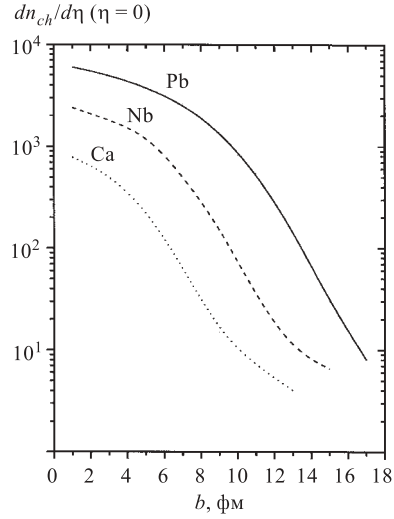


Рис. 1. Зависимость адронной плотности при $\eta = 0$ от прицельного параметра взаимодействий. PbPb-, NbNb-, CaCa-взаимодействия при энергии $\sqrt{S} = 5,5$ ТэВ/нуклон с учетом эффектов партонного экранирования структурных функций и взаимодействия партонов с плотной ядерной средой

Таблица 2. Псевдобыстротная плотность адронов для разных наборов партонных структурных функций (PYTHIA6.157) для центральных AA-столкновений при энергии $\sqrt{S} = 5,5$ ТэВ/нуклон. Партонное экранирование не учитывается. Фактор $K \approx 2$

$dn_h/d\eta _{\eta=0}$	DO1	CTEQ3L	CTEQ5L	GRV 92L	GRV 94L
Pb	2200	3300	5300	5800	6600
Nb	850	1300	2030	2200	2500
Ca	310	460	740	800	920

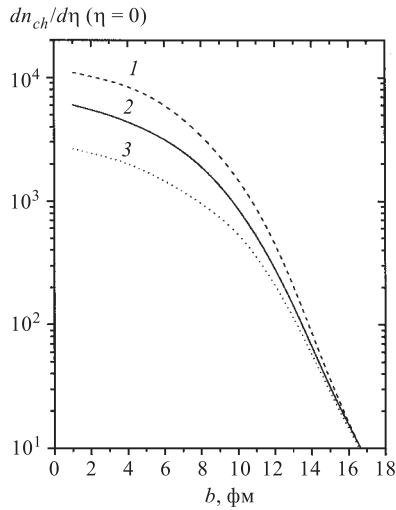


Рис. 2. Зависимость адронной плотности при $\eta = 0$ от прицельного параметра для PbPb-взаимодействия при энергии $\sqrt{S} = 5,5$ ТэВ/нуклон. Сверху вниз: нет экранирования, учтен эффект гашения струй (1), учтены и эффект экранирования, и эффект гашения струй (2), экранирование учтено, нет потерь в ядерной среде (3)

Все эти модели можно условно назвать «струнными», т.к. взаимодействие в них осуществляется путем рассмотрения взаимодействия струн, натягиваемых между кварком и дикварком при сближении ядер.

В этом случае жесткие процессы учитываются как добавка к полному сечению взаимодействия, определяемая с помощью функции эйконала.

Струнные модели дают более высокое значение (как правило, в 2–2,5 раза) значение для множественности, что связано с отсутствием в этих моделях механизмов сохранения энергии-импульса за счет полужестких и жестких процессов с большими p_T (см. табл. 3).

Таблица 3. Сравнение плотности адронов для центральных AA-столкновений при энергии $\sqrt{S} = 5,5$ ТэВ/нуклон в рамках различных моделей взаимодействий. Предсказания статистической модели, модели DPMJET и параметризация WA98 взяты из работ [25], [28], [27] соответственно

$dn_h/d\eta _{\eta=0}$	Статист.	VENUS	FRITIOF	HIJING	pQCD	DPMJET	WA98
Pb	8000	7500	5000	6000	3300	2800	2500

В других моделях (VENUS) введение процесса адрон-адронного перерасеяния увеличивает плотность адронов в 1,8 раза (для PbPb-взаимодействий) [20, 23]:

$$\left. \frac{dn_{\text{Pb}}}{d\eta} \right|_{\eta=0} = 7500 - \text{с перерасеянием,}$$

$$\left. \frac{dn_{\text{Pb}}}{d\eta} \right|_{\eta=0} = 4400 - \text{без перерасеяния.}$$

Рассмотрение партонного каскада (VNI) приводит к значительному увеличению множественности (до 100 %) при $\eta = 0$ уже при энергии взаимодействия $\sqrt{S} \sim 200$ ГэВ/нуклон [10].

В противоположность моделям, ориентированным, в основном, на моделирование жестких процессов, ряд других генераторов событий описывают преимущественно мягкие взаимодействия. Эти модели можно разделить на макроскопические, описывающие взаимодействия с помощью уравнений состояния равновесных систем, и микроскопические, такие, как DPM [24], FRITIOF, RQMD, VENUS. К макроскопическим относятся гидродинамическая и статистическая модели [25]. Микроскопические модели рассматривают последовательность индивидуальных адрон-адронных, партон-партонных взаимодействий на основании теории переноса, партонного каскада и т.д.

Кроме того, это связано с пренебрежением в этих моделях эффектами ядерного экранирования и экранирования в конечном состоянии процессов мягкого взаимодействия событиями с большим переданными импульсами [26], т.е. упорядочением процессов по p_T .

Численные оценки множественности, полученные экстраполяцией экспериментальных данных (WA98), очень малы [27] (табл.3). То есть при более высоких энергиях (LHC) можно ожидать очень большого (до 400 %) нарушения скейлинга по множественности и еще большего «размораживания» кварк-глюонных степеней свободы (в основном глюонных), приводящих к резкому увеличению сечения рождения частиц за счет продвижения области взаимодействий в область малых значений бьеркеновской переменной x .

Таким образом, основываясь на рассмотренных моделях, можно констатировать, что значение псевдобыстротной плотности адронов для центральных PbPb-столкновений, предсказываемое современными моделями, лежит в широком диапазоне от 2200 до 8000 частиц на единицу псевдобыстроты.

Реализация физических программ экспериментальных установок CMS и ALICE позволит зафиксировать многие параметры современных моделей и теорий взаимодействий и приблизить нас к пониманию природы ядерных сил.

В заключение авторы выражают благодарность сотруднику ФИАН им. П.Н.Лебедева А.В.Леонидову, сотрудникам ОИЯИ С.А.Чатрчану и В.В.Ужинскому за обсуждения и критические замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ефремов А.В.* // ЭЧАЯ. 1982. Т.13, вып.3. С.613; *Буров В.В., Лукьянов В.К., Тутов А.И.* // ЭЧАЯ. 1984. Т.15, вып.15. С.1249;
2. *McLerran L., Venugopalan R.* // Phys. Rev. D. 1994. V.49. P.335; 1994. V.49 P.2233; 1999. V.59. P.094002.
3. *Mueller A.H.* // Nucl. Phys. B. 1990. V.335. P.115.
4. *Satz H.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1985. V.35. P.245; *Shyryak E.* // Phys. Rep. 1980. V.61. P.71; *Gross D. et al.* // Rev. Mod. Phys. 1981. V.13. P.43.
5. *Greiner M. et al.* // Phys. Rev. C. 1995. V.51. P.911.
6. *Anselm A.A.* // Phys. Lett. B. 1989. V.217. P.169; *Bjorken J.D.* // Int. J. Mod. Phys. A. 1992. V.7. P.4189; *Rajagopal K., Wilczek F.* // Nucl. Phys. B. 1993. V.404. P.577.
7. *Seiberg N., Witten E.* // Nucl. Phys. B. 1994. V.426. P.19.
8. *Gyulassy M., Wang X.N.* // Phys. Rev. D. 1991. V.44. 11. P.3501; *Comp. Phys. Comm.* 1994. V.83. P.307.
9. *Anderson B. et al.* // Nucl. Phys. B. 1987. V.281. P.289; *Nilson-Almqvist B., Stenlund E.* // *Comp. Phys. Comm.* 1987. V.43. P.387.
10. *Geiger K.* // *Comp. Phys. Comm.* 1997. V.104. P.70.
11. *Werner K.* // Phys. Rep. 1993. V.232. P.87; *Z. Phys. C.* 1989. V.42. P.85.

12. *Sorge H., Stocker H., Greiner W.* // Nucl. Phys. A. 1989. V.498. P.567.
13. *Sjostrand T.* // Comp. Phys. Comm. 1992. V.71. P.15; CERN-TH 6488/92. 1992.
14. *Wang X.N.* // Phys. Rev. D. 1991. V.43. P.104.
15. *Gribov V.N., Lipatov L.N.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1972. V.15. P.438; *Dokshitzer Yu.L.* // Sov. J. Phys. JETP. 1977. V.46. P.641; *Altarelli G., Parisi G.* // Nucl. Phys. B. 1977. V.126. P.298.
16. *Wang X.N.* Ph. D. Thesis. University of Oregon, 1989.
17. *Satz H.* // LHC Workshop Proc. 1990. P.188.
18. *Vogt R.* CMS Note 1998/061; LBNL-42040; *Savina M.V., Shmatov S.V., Zarubin P.I.* JINR Preprint P2-2000-112 (in Russian); Atom. Nucl. Phys. (in press).
19. *Barone V. et al.* // Z. Phys C. 1993. V.58. P.541; *Frankfurt L., Strikman M.* // Phys. Rep. 1998. V.160. P.235; *De Roeck A., Klanner R.* // Z. Phys. A. 1997. V.365. P.967; *Phys. Lett. B.* 1994. V.367. P.392; *Covolani R.J.M., Predazzi E.* // Hadronic Physics With Multi-GeV Electrons. Les Houches, 1990.
20. *Savina M.V., Shmatov S.V., Slavin N.V., Zarubin P.I.* // JINR Rapid Commun. 1998. No.1[87]. P.45; JINR Rapid Commun. 1998. No.5[91]. P.65.
21. *Савина М.В., Шматов С.В., Славин Н.В., Зарубин П.И.* // ЯФ. 1999. Т.62, вып.12. С.2263.
22. *Gyulassy M., Wang X.N.* // Nucl. Phys. B. 1994. V.420. P.583; *Wang X.N., Gyulassy M., Plumer M.* // Phys. Rev. D. 1995. V.51. P.3436; *Baier R. et al.* // Phys. Lett. B. 1995. V.345. P.277.
23. *Shmatov S.V.* Manifestation of Jet Quenching and Parton Shadowing Effects in Global Characteristics of Nucleus-Nucleus Collisions in Ultrarelativistic Domain // Conf. Talk of the «5th CMS Heavy Ion Meeting», June 11–14, 2000, Gatchina / Ed. M.Bedjidian. 2000. P.435.
24. *Capella A. et al.* // Phys. Lett. B. 1979. V.81. P.69; *Capella A. et al.* // Phys. Rep. 1994. V.236. P.225.
25. *Bass S.A. et al.* // Nucl. Phys. A. 1999. V.661. P.205; nucl-th/9907090; *Stachel J.* // Proc. of the XXIX Intern. Symp. on Multiparticle Dynamics, Providence, USA, Aug. 9–13, 1999.
26. *Eskola K.J., Mülleer B., Wang X.N.* HU-TFT-95-47; DUKE-TH-95-96; LBL-37642; *Eskola K.J., Gyulassy M.* // Phys. C. 1993. V.47. P.2329.
27. *Peitzmann T. et al.* (WA98 Collaboration) // Proc. of «Quark Matter-99», Torino, Italy, May 10–15, 1999.
28. *Ranft J.* hep-ph/9911213.