

P2-2002-180

**С. В. Шматов**

**НАЧАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ ЭВОЛЮЦИИ  
НЕРАВНОВЕСНОЙ КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЫ**

Направлено в журнал «Ядерная физика»

# 1 Введение

Квантовая хромодинамика при конечной температуре допускает возможность существования системы асимптотически свободных кварков и глюонов – кварк-глюонной плазмы (КГП) [1].

Критическая температура  $T_c$  фазового перехода от адронной фазы к кварк-глюонной, так же как и вид этого перехода, определяется в решеточной калибровочной теории на основе численных расчетов методом Монте-Карло и сильно зависит от числа цветовых и ароматовых степеней свободы [2]. Калибровочная  $SU(N)$  теория, рассматривающая только глюонные степени свободы, предсказывает переходы первого рода ( $SU(3)$ ) и конечные второго рода ( $SU(2)$ ) при критической температуре  $T_{crit} = 260$  МэВ [3]. При дополнительном учете кварковых степеней свободы (два легчайших аромата) фазовые переходы становятся конечными и критическая температура понижается до 170 МэВ. При числе ароматов  $n_f \geq 3$  переход вновь становится первого рода [2, 4].

Необходимые для осуществления такого фазового перехода температура и плотность энергии достигаются уже при энергии SPS ( $\sqrt{s_{nn}} = 27$  ГэВ,  $\epsilon_0 \approx 3$  ГэВ/фм<sup>3</sup>) [5]. Энергии столкновения новых коллайдеров RHIC и LHC позволят достигнуть еще больших значений  $\epsilon_0$ .

Термодинамически равновесная система должна находиться в состоянии полного термального и химического равновесия, т.е. все частицы должны быть изотропно распределены в импульсном пространстве (термальное равновесие) и число кварков всех ароматов и глюонов должно быть одинаково (химическое равновесие). Такое состояние кварк-глюонной системы называют "идеальной" КГП.

Однако, вследствие различия в количестве цветных степеней свободы, поперечное сечение рождения глюонов доминирует над кварковым [6]. Это же приводит к доминированию глюонов в ливнях на-

чального и конечного состояний. Импульсный спектр образованных партонов также имеет большой разброс. Поэтому начальные стадии формирования ядерных взаимодействий характеризуются крайне неравновесными условиями и образующаяся кварк-глюонная система далека от термодинамического равновесия.

При энергиях Большого адронного коллайдера большинство партонов рождаются за очень короткие времена ( $\tau \sim 1/p_T \geq 0,25$  фм/с). Поэтому в этот момент времени область взаимодействия характеризуется высокой плотностью партонов. В пределах этой области высокой плотности вторичные взаимодействия кварков и глюонов происходят в течение временного масштаба существенно большего, чем времени формирования партонов. При расширении образованной системы партоны с большими относительными скоростями вылетают за ее пределы, а партоны с меньшими значениями скоростей остаются. Это приводит к постепенному остыванию и выравниванию распределений партонов в импульсном пространстве, т.е. к термализации системы. Кроме того, вторичные взаимодействия партонов приводят к существенному сокращению времени термализации. Исходя из величины сечений процессов вторичного взаимодействия партонов, можно оценить время наступления термального равновесия [7]. По различным оценкам, время термализации системы партонов  $\tau_{eq} \sim 1/p_T$ , образованных при энергии ЛНС, составляет  $0,1 \div 0,5$  фм/с [7, 8, 9].

Время, необходимое для уравнивания числа кварков и глюонов в системе (химическое равновесие), определяется сечением процессов  $gg \rightarrow ggg, gg \rightarrow q\bar{q}$  [10] и всевозможными поправками высших порядков по отношению к ним. Сечения этих процессов намного меньше сечений процессов типа  $gg \rightarrow gg, gq \rightarrow gq$  и т.п., отвечающих за установление термального равновесия [6]. Соответствующие вычисления показывают, что характерное время наступления химического равновесия достаточно велико и достигает  $8 \div 10$  фм/с для

энергий ЛНС [11]. Во время установления равновесия за счет вторичных взаимодействий партонной кварк-глюонной системы испытывается непрерывное расширение, что приводит к ее остыванию. За это время система может остыть настолько, что произойдет обратный переход системы в обычную ядерную материю, и вопрос о том, будет ли достигнуто химическое равновесие в образованной системе, останется открытым.

Таким образом, принципиальная возможность образования КГП, находящейся в химическом и термальном равновесии, определяется временами двух конкурирующих процессов – остывания системы (время жизни КГП) и наступления термодинамического равновесия.

Вопрос о достижении термодинамического равновесия строго может быть решен только в рамках адронной микроскопической транспортной модели (см., например, [12] и соответствующие ссылки). Однако, в силу сложности описания системы большого количества частиц в данном подходе, часто используют упрощенный подход – макроскопическую транспортную модель [12, 13, 14].

Кроме того, времена жизни КГП и термализации критическим образом влияют на тестовые сигналы образования КГП – подавление рождения чармониев и боттониев [15, 16], повышенный выход странности [16, 17], относительное подавление рождения струй [16, 15] и т.д. [3, 16].

Например, существование кварк-глюонной системы при высокой температуре в течение длительного периода времени  $\tau \sim 6 \div 10$  фм/с (время жизни КГП) может привести к значительному уменьшению выхода пар струй с энергией  $E_{jet} \geq 100$  ГэВ и резонансных состояний  $c\bar{c}$  и  $b\bar{b}$  в центральной области быстрот [15, 18].

Величина  $\tau$  критическим образом зависит [13] от начальных значений температуры  $T_0$  и плотности энергии системы  $\epsilon_0$ , а также от вида пространственно-временной эволюции кварк-глюонной системы

и точки фазового перехода  $T_{crit}$  ( $\epsilon_{crit}$ ). Эти параметры ( $\epsilon_0, T_0, \tau_l$ ) существенно образом влияют на экспериментально наблюдаемые характеристики в конечном состоянии.

В последние годы значительное количество работ было посвящено оценке начальных условий ядро-ядерных взаимодействий и формированию КГП как при энергиях RHIC [3, 9], так и при энергиях LHC [19]. Однако в этих работах рассматривались только центральные взаимодействия тяжелых ядер – золота для RHIC и свинца для LHC. Вместе с тем, существующие технические возможности ускорительного комплекса LHC [20] позволяют варьировать начальные условия ядро-ядерных взаимодействий в широких пределах путем использования различных типов взаимодействующих атомных ядер. Более того, в экспериментах ALICE и CMS будет доступен отбор событий взаимодействия по прицельному параметру [21]. Это обеспечивает еще одну возможность для изучения сигналов образования нового состояния ядерной материи при различных начальных условиях.

В этой работе мы сконцентрировались на вычислении зависимости начальных условий и времени жизни КГП от типа сталкивающихся ядер при различных прицельных параметрах на ускорительном комплексе LHC. Также проведено обсуждение неопределенностей полученных результатов, вызванных использованием различных наборов структурных функций, моделей партонного экранирования и т.д.

## 2 Неравновесная кварк-глюонная система

Временная эволюция кварк-глюонной плазмы может быть описана в рамках гидродинамической модели [13]. Одной из важнейших задач при решении уравнений состояния является фиксация начальных условий, т.е. начальных значений температуры, плотности энергии и частиц. Важным моментом является установление принципиальной

возможности определения этих начальных условий в эксперименте. Необходимо либо извлекать начальные значения прямо из экспериментальных данных, либо выбрать экспериментально непротиворечивую модель взаимодействий для теоретической оценки начальных условий.

Начальная плотность энергии в единице  $\epsilon_0$  объема может быть выражена через экспериментально наблюдаемые величины – множественность и поперечную энергию [13]. Однако множественность, в отличие от поперечной энергии, является инфракрасно-нестабильной величиной, очень чувствительной к эффектам фрагментации. Для того, чтобы исключить влияние этих эффектов, лучше использовать поперечную энергию, которая связана с величиной  $\epsilon_0$  следующим соотношением [13]:

$$\epsilon_0 = \frac{1}{V_A} \frac{dE_T}{d\eta}, \quad V_A = \pi R_A^2 \Delta\eta \tau_{iso}, \quad (1)$$

где  $dE_T/d\eta$  – псевдобыстротная плотность поперечной энергии,  $R_A$  – радиус взаимодействующих ядер, а  $\tau_{iso}$  – время достижения кварк-глюонной системой изотропии в импульсном пространстве, т.е. время термализации системы.

Для буст-инвариантных систем, в которых плотность и энергия частиц равномерно распределены по объему системы [13], начальная температура кварк-глюонной системы может быть определена из соотношения [22]:

$$\begin{aligned} n &= (\lambda_g a_1 + \lambda_q b_1) T^3, \\ \epsilon &= (\lambda_g a_2 + \lambda_q b_2) T^4, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $a_1 = 16\xi(3)/\pi^2 \approx 1,95$ ,  $a_2 = 8\pi^2/15 \approx 5,26$  – для распределения Бозе - Эйнштейна,  $b_1 = 9\xi(3)N_f/\pi^2 \approx 2,2$ ,  $b_2 = 7\pi^2 N_f/20 \approx 6,9$  – для распределения Ферми - Дирака (для барионно-симметричных систем  $\lambda_g = \lambda_q = 1$ ). Предполагая, что в начальный момент времени система

находится в крайне химически неравновесном состоянии ( $\lambda_q \ll \lambda_g$ ), получаем

$$T_0 = \left( \frac{\epsilon}{a_2} \right)^{1/4}. \quad (3)$$

Для вычисления плотности поперечной энергии в ядро-ядерных столкновениях мы использовали простейшую модель, основанную на приближении независимых парных нуклон-нуклонных взаимодействий. В этом случае предполагается, что практически вся поперечная энергия образуется за счет рождения министруй, т.е. в жестких или полужестких процессах с  $p_T \sim p_0$ , где  $p_0$  – параметр обрезания. При этом поперечная энергия может быть определена как

$$\frac{dE_T}{d\eta} = T_{AA}(b) \frac{d\sigma_{jet}}{d\eta}, \quad (4)$$

где  $\sigma_{jet}$  – сечение рождения министруй в партонной модели для  $NN$ -взаимодействий, а  $T_{AA}(b)$  – функция перекрытия ядер, вычисляемая в предположении распределения Вудса - Саксона для ядерной плотности. Сечение рождения министруй в главном порядке КХД на нуклонном уровне определяется как

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

$$\frac{d\sigma_{jet}}{dp_T^2 dy_1 dy_2} = K \sum_{i,j,k,l} x_1 f_i(x_1, p_T^2) x_2 f_j(x_2, p_T^2) \times \quad (5)$$

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

где  $x_1 = x_T(e^{y_1} + e^{y_2})/2$  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 ароматовым состояниям. Вклад высших порядков КХД учитывается с помощью множителя

$K \approx 2$  [23], который может быть вычислен в рамках пертурбативной КХД [24]. Якобиан перехода к распределениям по псевдобыстроте задается выражением  $\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{m}{m_T \cosh y}\right)^2}$ , где  $y$  – быстрота,  $m$  и  $m_T$  – масса и поперечная масса соответственно. Таким образом,  $\frac{dE_T}{d\eta} = \beta \frac{dE_T}{dy}$ . Для  $y=0$  якобиан  $1/\beta \approx 1,16$ .

Партонное экранирование учитывалось заменой в (5) партонных функций распределения для свободного нуклона  $f_{i/N}(x)$  на функции распределения партонов в нуклоне ядра  $f_{i/A}(x) = R_A(x) A f_{i/N}(x)$  [25]. При этом использовались две различные параметризации для коэффициента экранирования – MQ [26] и EKS [27]. Сравнение этих двух параметризаций и исследование влияния экранирования на полную поперечную энергию осуществлено в работе [25].

С использованием соотношений (1), (3) и формулы для вычислений плотности поперечной энергии (4) получена зависимость температуры от времени термализации. При столкновении ядер свинца при энергии в СЦМ 5,5 ТэВ/нуклон начальная температура оказывается очень большой и даже при очень медленной термализации она все равно превышает критическое значение  $T_{crit}$  ( $\sim 200$  МэВ) (рис. 1). Таким образом, существенное увеличение времени термализации не влияет критическим образом на возможность фазового перехода при столкновении тяжелых ядер при энергии ЛНС, но определяет начальные условия эволюции, что, как будет показано ниже, влияет на время жизни КГП.

Важным вопросом при проведении экспериментальных измерений и последующего теоретического анализа сигналов КГП является поведение  $A$ -зависимости начальных условий, т.е. возможность образования КГП при взаимодействии более легких ядер. Проведение экспериментов с использованием пучков ядер с различными атомными номерами позволит не только варьировать начальные условия (см. ниже), но также и учесть влияние больших плотностей ядерной ма-



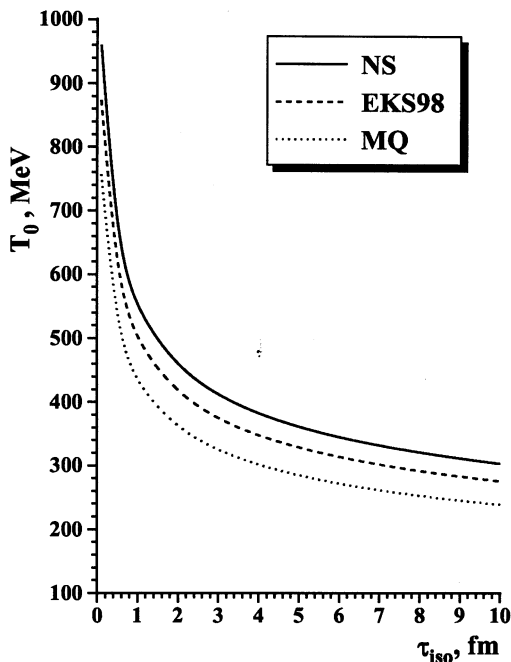


Рис. 1. Зависимость начальной температуры  $T_0$  от времени термализации  $\tau_{iso}$ . Использовался набор СФ STEQ5L с учетом партонного экранирования: нет экранирования (сплошная линия), EKS98 (штриховая), MQ (пунктирная)

терии на экспериментальные наблюдаемые при исследовании закономерностей ядерных взаимодействий, не связанных с обнаружением КГП, – измерение ядерных структурных функций, проверка моделей ядерных взаимодействий и т.д.

Зависимости плотности энергии и температуры от атомного номера сталкивающихся ядер (при энергии  $\sqrt{s} = 5,5$  ТэВ/нуклон) представлены на рис. 2 и 3 соответственно. При вычислении использовались два значения времени термализации  $\tau_{iso} = 0,1$  и  $0,5$  фм/с, предсказываемые на основании кинетических уравнений эволюции кварк-глюонной системы в различных приближениях. Обычно используют следующую оценку времени термализации:  $\tau_{iso} = 1/p_0$ , где  $p_0$  - это

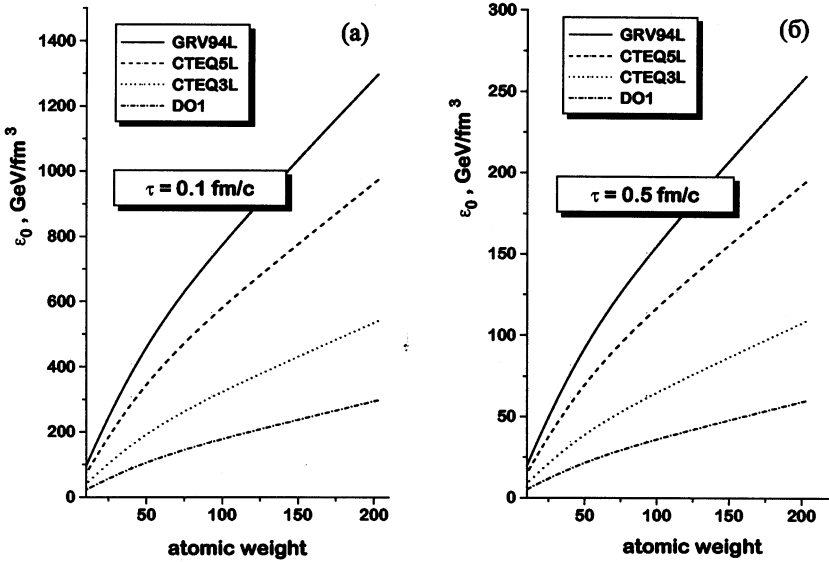


Рис. 2. Плотности энергии при различных значениях атомного номера сталкивающихся ядер, центральные соударения  $b=0$  фм,  $\sqrt{s} = 5,5$  ТэВ/нуклон для времен формирования (а)  $0,1$  фм/с и (б)  $0,5$  фм/с. При расчетах использовались различные наборы структурных функций: GRV94L (сплошная линия), CTEQ5L (штриховая), CTEQ3L (пунктирная), DO1 (штрих-пунктирная). Партоное экранирование не учитывается

константа обрезания для регуляризации расходимостей сечений рождения министруй (партонов) в инфракрасной области. Для вычислений, выполненных в рамках пертурбативной КХД [9], значение  $\tau_{iso}$  равняется  $0,1$  фм/с, а для приближения партоного каскада с самоэкранированием [8] –  $0,5$  фм/с.

Необходимо отметить, что может существовать небольшая зависимость  $\tau_{iso}$  от типа взаимодействующих ядер, что связано с изменением размеров расширяющейся системы. Однако, т.к. уравнения эволюции системы решались без учета влияния размеров системы (ограниченности системы), для наших расчетов были использованы одинаковые времена термализации для всех ядер.

Величина плотности поперечной энергии критическим образом за-

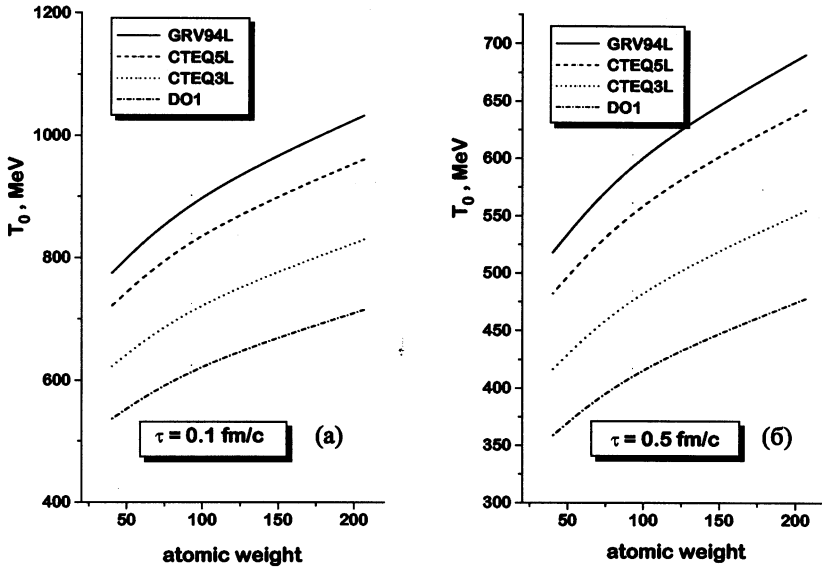


Рис. 3. Начальная температура при различных значениях атомного номера сталкивающихся ядер, центральные соударения  $b=0$  фм,  $\sqrt{s} = 5,5$  ТэВ/нуклон для времен формирования (а)  $0,1$  фм/с и (б)  $0,5$  фм/с. При расчетах использовались различные наборы структурных функций: GRV94L (сплошная линия), CTEQ5L (штриховая), CTEQ3L (пунктирная), DO1 (штрих-пунктирная)

висит от выбора набора СФ, следовательно, следует ожидать, что и величина  $\epsilon_0$  также будет очень чувствительна к наборам СФ [28]. Как видно из рис. 2, существует сильная расхожимость ( $\sim 40\%$ ) в оценках  $\epsilon_0$  даже между современными наборами СФ – GRV94LO и CTEQ5L. Кроме того, существуют неопределенности в приведенных оценках ( $\sim 20 \div 30\%$ ), вызванные наличием ошибок в глобальных параметризациях СФ в области доминирующих при энергиях ЛНС малых значений переменной Бьеркена  $x$  ( $\sim 7 \times 10^{-4}$ ). Тем не менее даже с учетом приведенных выше ошибок значения плотности энергии образованной системы на два-три порядка превышают значения плотности энергии для обычной адронной материи  $\epsilon_h \simeq 1,45$  ГэВ/фм<sup>3</sup> (рис. 2, 3).

Взаимодействия ядер свинца приводят к формированию кварк-глюонной системы со значениями начальной температуры  $T_0$ , превышающими критическое значение температуры фазового перехода  $T_{crit} \approx 200$  МэВ в  $3,6 \div 5,2$  раза при  $\tau_{iso} = 0,1$  фм/с и в  $2,4 \div 3,5$  раза при  $\tau_{iso} = 0,5$  фм/с независимо от набора СФ [28]. Любопытно, что даже в случае столкновения легких ядер ( $A \sim 40$ ) значение  $T_{crit}$  оказывается превзойденным в  $2,7 \div 3,9$  раза и в  $1,8 \div 2,6$  раза для  $\tau_{iso}$  0,1 фм/с и 0,5 фм/с соответственно.

Следует отметить, что приведенные расчеты не учитывают партонное экранирование, но, как было показано в [25], этот эффект может приводить к падению  $E_T$  более чем в 2 раза (для центральных PbPb-взаимодействий). Так как плотность энергии линейно связана псевдо-быстротной плотностью поперечной энергии, рассмотрение эффекта экранирования приводит к такой же модификации  $A$ -зависимости начальной плотности энергии, что и для  $E_T$  (рис. 4).

Учет экранирования на основании параметризации MQ приводит к 60 %-му падению  $\epsilon_0$  при взаимодействии ядер свинца ( $A = 207$ ) и к 16 %-му для Ca ( $A = 40$ ). При использовании модели экранирования EKS98 падение  $\epsilon_0$  не так существенно – 30 % и 15 % для Pb [28] и Ca соответственно.

Для начальной температуры в силу соотношения (3) влияние экранирования существенно меньше (рис. 5). Значение  $T_0$  опускается до  $500 \div 760$  МэВ для свинца и  $440 \div 660$  МэВ для кальция. Следовательно, самые пессимистические оценки не меняют основного вывода – фазовый переход в состояние кварк-глюонной плазмы возможен при энергиях LHC даже при взаимодействии легких ядер.

Заметим, что расчеты, проведенные на основании модели ядерных взаимодействий HIJING [22], дают несколько меньшие значения для  $T_0$  (приблизительно на 10 %).

Одним из принципиальных моментов проведения экспериментов,

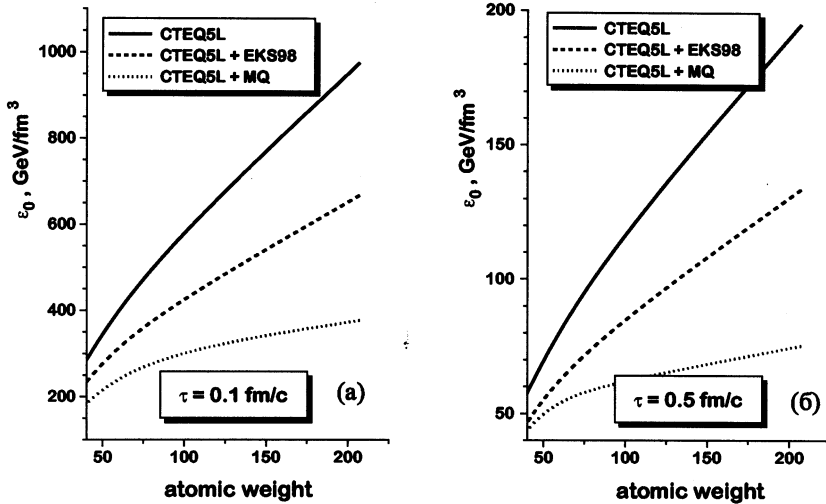


Рис. 4. Плотности энергии при различных значениях атомного номера сталкивающихся ядер, центральные соударения  $b=0$  фм,  $\sqrt{s} = 5,5$  ТэВ/нуклон для времен формирования (а)  $0,1$  фм/с и (б)  $0,5$  фм/с. При расчетах использовались различные наборы структурных функций CTEQ5L с учетом партонного экранирования: нет экранирования (сплошная линия), EKS98 (штриховая), MQ (пунктирная)

направленных на поиск сигналов КГП, является отбор событий ядроядерных столкновений, которые характеризуются максимальным значением функции перекрытия взаимодействующих ядер, т.е. событий центральных столкновений. Обычно центральными событиями считаются столкновения ядер при значении прицельного параметра  $b \leq 3$  фм. Доля таких событий составляет  $\approx 3\%$ .

Подобные ограничения исторически проистекают из стремления достичь максимальных начальных значений температуры и плотности энергии кварк-глюонной системы (КГС), образованной при взаимодействии ядер. Эти начальные значения должны не только превышать критические значения для осуществления фазового перехода, но и обеспечивать достаточное время существования КГС в состоянии фазового перехода, т.е.  $T_{\text{КГС}} \geq T_{\text{crit}}$ . Это необходимо, во-первых,

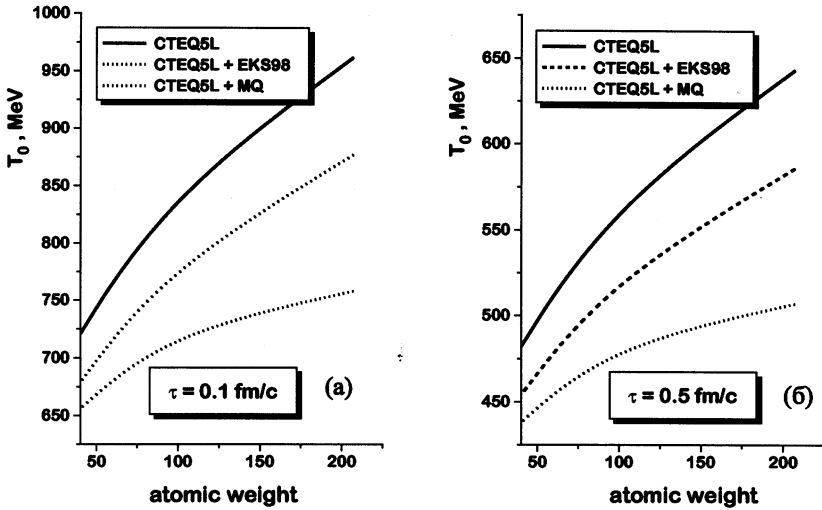


Рис. 5. Начальная температура при различных значениях атомного номера сталкивающихся ядер при тех же условиях, что и на рис. 4

для установления химического равновесия в среде и, во-вторых, для формирования сигналов образования КГП.

Анализ зависимости плотности поперечной энергии от прицельного параметра, выполненный в рамках глауберовской пространственной картины ядро-ядерных взаимодействий [29], позволяет рассчитать начальные условия неравновесной партонной системы для периферических взаимодействий (рис. 6, 7, 8). При расчетах была использована MQ-параметризация для коэффициента ядерного экранирования, что соответствует наиболее пессимистическому случаю – наименьшим значениям начальной температуры и плотности энергии.

Как видно из представленных распределений, энергии ЛНС оказывается вполне достаточно для осуществления фазового перехода и в случае нецентральных соударений. Критическое значение температуры фазового перехода достигается во взаимодействиях ядер при прицельных параметрах  $10 \div 14$  фм (Pb),  $7 \div 12$  фм (Nb),  $6 \div 9$  фм (Ca).

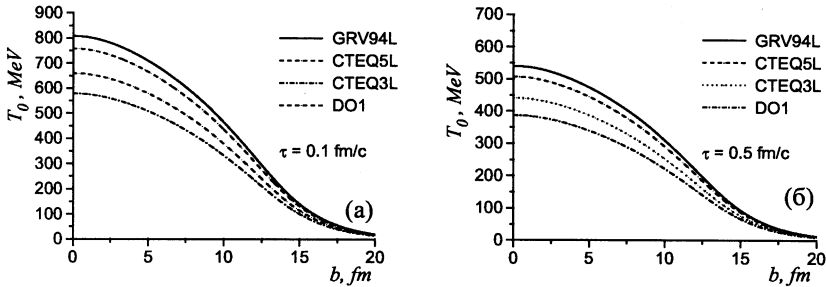


Рис. 6. Начальная температура при различных значениях прицельного параметра РbРb-взаимодействий,  $\sqrt{s} = 5,5$  ТэВ/нуклон для времен формирования (а) 0,1 фм/с и (б) 0,5 фм/с. При расчетах использовались различные наборы структурных функций: GRV94L (сплошная линия), CTEQ5L (штриховая), CTEQ3L (пунктирная), DO1 (штрихпунктирная). Ядерное экранирование учтено на основании параметризации MQ

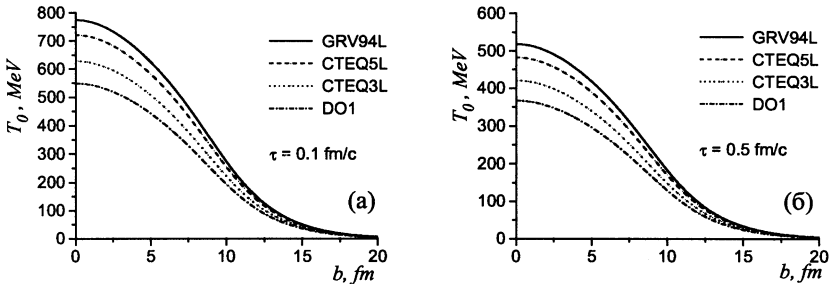


Рис. 7. То же, что и на рис. 6, для NbNb-взаимодействий

Проведение экспериментальных исследований на пучках различных ядер и отбор событий с различной степенью центральности предоставляют возможность варьировать значения начальных условий в широких диапазонах. Это особенно ценно тем, что в процессе набора экспериментальных данных практически невозможно произвести отбор событий, характеризующих кварк-глюонную систему на разных временных интервалах. Получаемые наблюдаемые отражают лишь интегральное (во времени) влияние большой температуры и плотностей. Варьирование начальных условий позволит получить зависимость наблюдаемых от усредненных по времени значений тем-

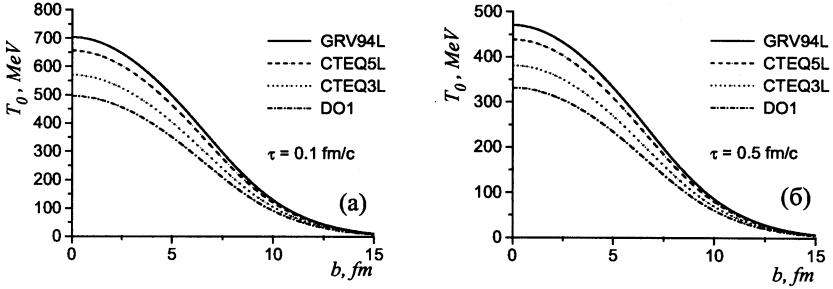


Рис. 8. То же, что и на рис. 6, для CaCa-взаимодействий

пературы и провести анализ временной эволюции КГП. Кроме того, необходимо отметить, что достижение деконфаймированного состояния ядерной материи в нецентральных взаимодействиях может существенным образом отразиться на сигналах, используемых при изучении дифракционных взаимодействий, определении структурных функций и другой физики, не связанной с поисками КГП. Это обстоятельство, по всей видимости, требует пересмотра традиционных взглядов на возможность изучения КХД на больших расстояниях на ЛНС.

### 3 Временная эволюция и время жизни КГП

В случае идеальной плазмы временная эволюция партонной системы описывается уравнением гидродинамики [13, 30]:

$$\frac{d\epsilon}{d\tau} + \frac{\epsilon + P}{\tau} = 0. \quad (6)$$

В пределе гидродинамического равновесия [13] на основании решения уравнения (6) временная эволюция температуры, плотности энергии и плотности партонов описываются уравнениями

$$T(\tau) = T_0 \left( \frac{\tau}{\tau_{iso}} \right)^{-\frac{1}{3}}, \quad \epsilon(\tau) = \epsilon_0 \left( \frac{\tau}{\tau_{iso}} \right)^{-\frac{4}{3}}, \quad n(\tau) = n_0 \left( \frac{\tau}{\tau_{iso}} \right)^{-1}. \quad (7)$$



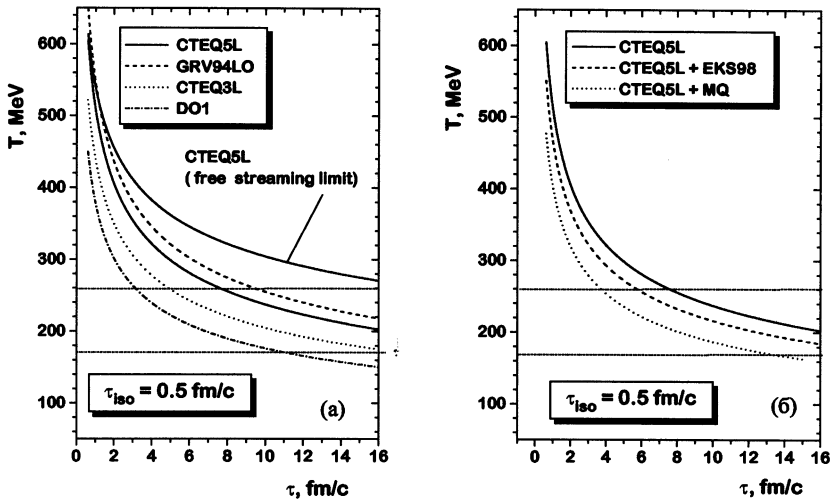


Рис. 9. Временная эволюция температуры кварк-глюонной системы в пределе теплового равновесия при времени термализации 0,5 фм/с. PbPb-взаимодействия при энергии в СЦМ 5,5 ТэВ/нуклон. При расчетах использовались различные (а) наборы структурных функций: GRV94L (штриховая линия), CTEQ5L (сплошная), CTEQ3L (пунктирная), DO1 (штрих-пунктирная) и (б) модели экранирования

Исходя из полученных значений начальной температуры, можно вычислить время жизни КГП, т.е. интервал времени, когда температура партонной системы больше критического значения. График временной эволюции температуры кварк-глюонной системы, образованной в результате столкновений ядер свинца при энергии 5,5 ТэВ/нуклон, приведен на рис. 9. Для сравнения мы приводим график временной эволюции температуры в модели свободного потока (МСП), т.е. в отсутствие вторичных взаимодействий в системе ( $\epsilon(\tau) \sim (\tau)^{-1}$ ). Эволюция рассчитана для времен термализации  $\tau_{iso} = 0,1$  и 0,5 фм/с и позволяет оценить время жизни системы для различных значений критической температуры фазового перехода  $T_{crit}$  (см. табл. 1).

Приближение свободного потока, пренебрегающее вторичными взаимодействиями на ранних стадиях эволюции кварк-глюонной систе-

мы, предсказывает существенно большее время жизни КГП. Для критической температуры 170 и 260 МэВ значения  $\tau_l$  составляют 102,6 и 18,7 фм/с соответственно. Нетрудно предположить, что большие размеры взаимодействующих объектов и энергии взаимодействия приводят не только к увеличению начальных значений температуры и плотности энергии, но и к увеличению вероятности вторичных взаимодействий. Поэтому на масштабе энергий ЛНС МСП не может быть использована для анализа эволюции партонной системы даже в случае взаимодействия легких ядер, так как в этом случае вторичные взаимодействия весьма существенны [31].

Таблица 1. Время жизни КГП  $\tau_l$  при  $T_{crit} = 170$  и 260 МэВ. РbРb-взаимодействия при  $\sqrt{s} = 5,5$  ТэВ/нуклон. Партонное экранирование не учитывается

$\tau_l$ , фм/с	DO1	СТEQ3L	СТEQ5L	GRV94LO
$\tau_{iso} = 0,1$ фм/с				
$T_{crit} = 170$ МэВ	7,5	11,7	18,15	22,5
$T_{crit} = 260$ МэВ	2,1	3,3	5,1	6,3
$\tau_{iso} = 0,5$ фм/с				
$T_{crit} = 170$ МэВ	11,1	17,4	27,1	33,6
$T_{crit} = 260$ МэВ	3,1	4,9	7,5	9,4

Результаты расчетов времени жизни КГП с учетом ядерного экранирования на ранних стадиях формирования министруй представлены в табл. 2.

Отметим, что результаты, полученные на основании анализа кинетических уравнений пространственно-временной эволюции кварк-глюонной системы, показывают, что термальное равновесие не достигается за времена  $\tau_0 = 1/p_0$ , а наступает гораздо позже, при  $\tau_{eq} = 6 \div +10$  фм/с [11]. Из уравнения (7) нетрудно получить, что для того, чтобы

время жизни КГП было не меньше  $\tau_{eq}$ , нужно, чтобы начальная температура была не меньше  $T_0 \geq T_{crit} \left( \frac{\tau_{eq}}{\tau_{iso}} \right)^{1/3}$ . Полагая  $\tau_{eq} = 8$  фм/с, получаем для  $T_{crit} = 260$  МэВ минимальное значение начальной температуры 1120 и 655 МэВ для  $\tau_{iso}=0,1$  и  $0,5$  фм/с соответственно. Для критической температуры  $T_{crit} = 170$  МэВ эти значения равны 732 и 430 МэВ.

Таблица 2. Время жизни КГП  $\tau_l$  при  $T_{crit} = 170$  и  $260$  МэВ. РbPb-взаимодействия при  $\sqrt{s} = 5,5$  ТэВ/нуклон. Партонное экранирование учитывается в рамках моделей MQ и EKS98 для набора структурных функций STEQ5L

$\tau_l$ , фм/с	$\tau_{iso} = 0,1$ фм/с		$\tau_{iso} = 0,5$ фм/с	
	EKS98	MQ	EKS98	MQ
$T_{crit} = 170$ МэВ	13,8	8,8	20,5	13,3
$T_{crit} = 260$ МэВ	3,8	2,5	5,8	3,7

Сравнивая полученные величины с графиками (6, 7, 8), получаем, что наступление полного химического равновесия в кварк-глюонной системе при  $T_{crit} = 260$  МэВ невозможно ни при каких условиях. Для меньшего значения  $T_{crit} = 170$  МэВ (с учетом кварковых степеней свободы) и  $\tau_{iso} = 0,1$  фм/с наступление термодинамического равновесия можно ожидать только при центральных взаимодействиях тяжелых ядер ( $A \geq 150$ ) (с учетом самого пессимистического сценария – с MQ-экранированием). При этом в случае экранирования по EKS-модели возможно полное химическое равновесие и для центральных соударений легких ядер – вплоть до ядер Ca. При увеличении времени термализации до  $0,5$  фм/с остывание системы замедляется и равновесие становится возможным даже при нецентральных столкновениях ядер свинца (при  $b \leq R_A$ ).

При уменьшении атомного номера взаимодействующих ядер и степени центральности столкновений достижение полного термодинамического равновесия представляется маловероятным.

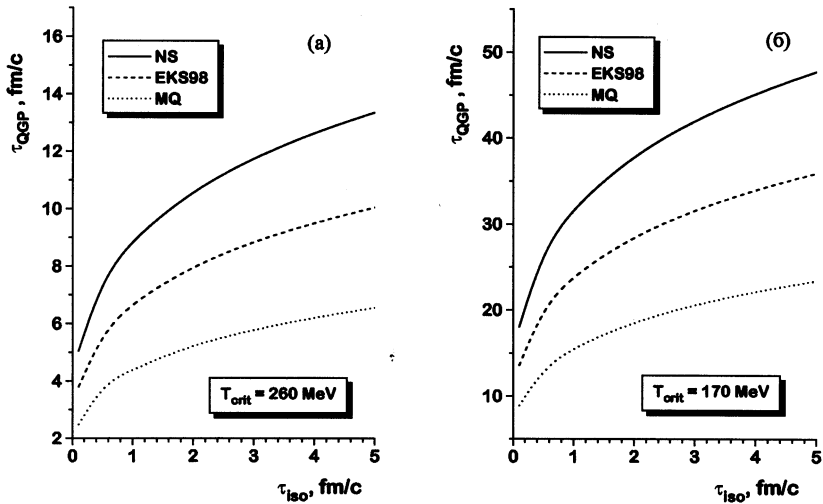


Рис. 10. Зависимость времени жизни КГП от времени термализации  $\tau_{iso}$  при (а)  $T_{crit} = 260$  МэВ и (б)  $T_{crit} = 170$  МэВ. РbРb-взаимодействия,  $\sqrt{s} = 5,5$  ТэВ/нуклон. Сплошная линия – нет экранирования, штриховая – экранирование в EKS98, пунктирная – экранирование в MQ

Увеличение времени термализации означает уменьшение интенсивности вторичных взаимодействий, что, очевидно, приводит к уменьшению скорости остывания системы, а следовательно, к увеличению времени жизни КГП рис. 10.

#### 4 Обсуждение возможности измерения начальных условий

Представленный выше анализ условий формирования кварк-глюонной плазмы в столкновении ядер при энергии Большого адронного коллайдера является, безусловно, модельно-зависимым. На оценки условий эволюции КГП влияют:

- модели ядро-ядерных взаимодействий, в рамках которых проводится расчет потоков поперечной энергии (точность структурных

функций, влияние высших твистов и поправок к главному порядку теории возмущений КХД и т.п.);

- приближения, на основании которых производятся оценки времени термализации кварк-глюонной системы (пертурбативная КХД, партонный каскад с самоэкранированием и т.д.);
- методы анализа временной эволюции КГП и оценок времени достижения химического равновесия.

Поэтому основным условием проведения экспериментов по поиску КГП является возможность определения начальных условий либо прямо из экспериментальных данных, либо на основании каких-либо моделей, получивших экспериментальное подтверждение в исследуемой области энергий.

Главными наблюдаемыми для экспериментального определения начальных условий являются глобальные переменные, а именно полная множественность адронов  $n_h$  и лептонов  $n_{\gamma, e^\pm}$  и полная поперечная энергия  $E_T$  в быстротном интервале  $\Delta\eta$ , т.к., как было продемонстрировано выше, они могут быть связаны с начальными значениями плотности частиц  $n_0$  и энергии  $\epsilon_0$ .

В силу требования инфракрасной стабильности более оптимальной величиной для определения начальных условий на основании экспериментальных измерений является полная поперечная энергия  $E_T$ .

На начальные условия ядро-ядерных взаимодействий сильное влияние оказывает ядерное экранирование партонных структурных функций. Особенно значительным этот эффект будет на энергетическом масштабе ЛНС, т.к. при таких энергиях большое количество партоннов (до 80 %) будут рождаться при значениях  $x \leq 10^{-3}$ , для которых экранирование весьма существенно [25].

Последующая после первоначального взаимодействия стадия термализации и расширения кварк-глюонной системы сопровождается

множественными вторичными взаимодействиями, перерассеянием, вынужденным излучением и т.д. Все это приводит к увеличению множественности за счет рождения новых частиц в этих взаимодействиях и к перегруппировке частиц в псевдобыстротном пространстве, что существенно искажает первоначальное распределение частиц [31]. Эти эффекты сильно затрудняют экспериментальное определение первоначальной плотности энергии, особенно в области малых псевдобыстрот, где искажения распределений особенно велики.

Таким образом, если будет экспериментально обнаружено нарушение асимптотического поведения формы псевдобыстротных распределений поперечной энергии, то прямое измерение начальных условий будет невозможно. Выходом из этой ситуации может служить проведение экспериментальных измерений в области больших псевдобыстрот, где влияние эффектов вторичного взаимодействия практически отсутствует, и последующая экстраполяция данных в область малых  $\eta$ , а также развитие на основании тестовых измерений моделей ядерных взаимодействий для вычисления на их основе характеристик взаимодействий, недоступных для прямого измерения.

## 5 Заключение

В работе проанализированы условия формирования кварк-глюонной плазмы в ядро-ядерных взаимодействиях при энергиях Большого адронного коллайдера.

В пределе гидродинамического равновесия Бьеркена были вычислены начальные значения плотности энергии и температуры химически неравновесной кварк-глюонной системы, образующейся в ядро-ядерных взаимодействиях при энергии Большого адронного коллайдера. Определена зависимость этих величин от типа сталкивающихся ядер и прицельного параметра столкновений. Показано, что энергия

пучков ЛНС позволяет многократно превзойти критические значения для фазового перехода даже при взаимодействии легких ядер и при нецентральных столкновениях ядер. Тем самым продемонстрирована принципиальная возможность образования неравновесной КГП в столкновении легких ядер.

На основании решений гидродинамических уравнений эволюции рассчитано время жизни КГП. Полученные результаты позволяют сделать вывод, что времени существования КГП в случае центральных взаимодействий ядер с  $A \geq 40$  вполне достаточно для наступления химического равновесия в системе, что, более того, возможно и для нецентральных ( $b \leq R_A$ ) столкновений ядер свинца. Вместе с тем, достижение полного химического равновесия для систем, образованных при взаимодействии легких ядер при нецентральных взаимодействиях, маловероятно.

В заключение хотелось бы выразить благодарность проф. И.А. Голутвину, А.В. Зарубину за постоянный интерес к работе и всевозможную поддержку, а также П.И. Зарубину, М.В. Савиной (ОИЯИ), А.В. Леонидову (ФИАН), И.П. Лохтину и А.М. Снигиреву (НИИЯФ МГУ) за многочисленные и плодотворные обсуждения и критические замечания. Работа поддержана грантом INTAS YSF 2001/1-218.

## Литература

- [1] H. Satz, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **35** (1985) 245; J.-P. Blaizot, in *Proceeding of Quark Matter 99* (Torino, Italy, May 10th-15th 1999); hep-ph/9909434; D. Gross *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **13** (1981) 43; J.C. Collins and M. Perry, *Phys. Rev. Lett.* **34** (1975) 1353; H. Stöcker *et al.*, *Phys. Lett.* **B95** (1980) 192; E.V. Shuryak, *Phys. Rev.* **61** (1980) 71; L. McLerran, *Rev. Mod. Phys.* **58** (1986) 1021; H. Stöcker and W. Greiner, *Phys. Rep.* **137** (1996) 179; S.A. Bass,

- M. Gyulassy, H. Stöcker and W. Greiner, *J. Phys.* **G25** (1999) R1;  
 J.W. Harris and B. Müller, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **46** (1996) 71.
- [2] F. Karsch, *Nucl. Phys. A* **590** (1990) 367c; F. Karsch *et al.*,  
*Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **94** (2001) 411; F. Karsch, E. Laermann,  
 A. Peiker, *Nucl. Phys.* **B605** (2001) 579.
- [3] K. Geiger, *Phys. Rep.* **258** (1995) 237; S.A. Bass *et al.*, *Nucl.*  
*Phys. A* **661** (1999) 205 [nucl-th/9907090]; S. Scherer *et al.*,  
 hep-ph/9903392; M.J. Bleicher *et al.*, *Phys. Rev.* **C62** (2000) 024904  
 [hep-ph/9911420].
- [4] N.H. Christ, *Nucl. Phys. A* **544** (1992) 81c; T. Blum, L. Kärkkäinen,  
 D. Toussaint, S. Gottlieb, *Phys. Rev.* **D51** (1995) 5153.
- [5] S. Margetis *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 3814.
- [6] П.И. Зарубин, М.В. Савина, С.В. Шматов, *Письма в ЭЧАЯ* **5**  
**[101]** (2001) 26.
- [7] K. Geiger, B. Müller, *Nucl. Phys. B* **369** (1992) 600; E. Shuryak,  
*Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 3270; K. Geiger, *Phys. Rev. D* **45** (1993)  
 133; *Phys. Rep.* **258** (1995) 237; K.J. Eskola, M. Gyulassy, *Phys.*  
*Rev. C* **47** (1993) 2329.
- [8] D.K. Srivastava, M.G. Mustafa, B. Müller, *Phys. Rev. C* **56** (1997)  
 1064; B. Müller, M.G. Mustafa, D.K. Srivastava, *Heavy Ion Physics*  
 (1997) 387; J.P. Blaiziot, A.H. Muller, *Nucl. Phys. B* **289** (1987)  
 847.
- [9] K.J. Eskola, K. Kajantie, *Z. Phys. C* **75** (1997) 515.
- [10] T. Matsui, B. Svetitsky, L. McLerran, *Phys. Rev. D* **34** (1986) 783.
- [11] C.N. Gouranga, A. Dumitru, L. McLerran, W. Greiner, *Nucl. Phys.*  
**A687** (2001) 457 [hep-ph/0001202].



- [12] S.A. Bass, M. Gyulassy, H. Stöcker, W. Greiner, *J. Phys.* **G25** (1999) R1.
- [13] J.D. Bjorken, *Phys. Rev.* **D27** (1983) 140.
- [14] N.S. Amelin *et al.*, *Nucl. Phys.* **A544** (1992) 463c; J. Brachmann, A. Dumitru, J.A. Maruhn, H. Stöcker, W. Greiner, D.H. Rischke, *Nucl. Phys.* **A619** (1997) 391.
- [15] T. Matsui, H. Satz, *Phys. Lett.* **B178** (1986) 416; R. Vogt, *Phys. Rev.* **C61** (2000) 035203; CMS NOTE-1998/061; S. Digal, P. Petreczky, H. Satz, *Phys. Rev.* **D64** (2001) 094015.
- [16] S.A. Bass, M. Gyulassy, H. Stöcker, W. Greiner, *J. Phys.* **G25** (1999) R1; A. Capela, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **60B** (1998) 133; H. Satz, *Rept. Prog. Phys.* **63** (2000) 1511; *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **94** (2001) 204.
- [17] J. Rafelski, B. Müller, *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 1006; R. Mattiello, H. Sorge, H. Stöcker, W. Greiner, *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 1459; H. Sorge, *Nucl. Phys.* **A630** (1998) 522.
- [18] M. Gyulassy, M. Plümer, *Phys. Lett.* **B234** (1990) 432; M. Plümer, M. Gyulassy, X.-N. Wang, *Nucl. Phys.* **A590** (1995) 511; И.П. Лохтин, Л.И. Сарычева, А.М. Снигирев, *Физика элементарных частиц и атомного ядра*, том. 30, вып. 3 (1999) 660.
- [19] K.J. Eskola, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **129** (1997) 1; K.J. Eskola, K. Kajantie, P.V. Ruuskanen, *Eur. Phys. J.* **C1** (1998) 627; K. Kajantie, *Nucl. Phys.* **A663** (2000) 191; D.M. Elliott, D.H. Rischke, *Nucl. Phys.* **A671** (2000) 583.
- [20] D. Brandt, K. Eggert, A. Morsch, CERN/AT/94-05 (1994); SL/94-04 (1994); LHC Note 1994/264.

- [21] S. Shmatov, P. Zarubin, JINR Preprint E1-2001-64; *J. Phys.* **G27** (2001) 2267; J. Damgov *et al.*, *Письма в ЭЧАЯ* **4** [107] (2001) 93.
- [22] X.-N. Wang, *Phys. Rep.* **280** (1997) 287; X.-N. Wang and M. Gyulassy, *Phys. Rev.* **D44** (1991) 3501; **D45** (1992) 844.
- [23] S.A. Bass, B. Müller, *Phys. Lett.* **B471** (1999) 108.
- [24] A. Leonidov, D. Ostrovsky, FIAN/TD-98/24 [hep-ph/9811417]; K.J. Eskola, K. Tuominen, *Phys. Rev.* **D63** (2001) 114006 [hep-ph/0010319]; *Phys. Lett.* **B489** (2000) 329; K.J. Eskola, A.V. Leonidov, P.V. Ruuskanen, *Nucl. Phys.* **B481** (1996) 704.
- [25] П.И. Зарубин, М.В. Савина, С.В. Шматов, Препринт ОИЯИ P2-2000-112; *Ядерная физика* **64** (2001) 2124.
- [26] A.H. Mueller, *Nucl. Phys.* **B335** (1990) 115; F.E. Close, J. Qiu, R.G. Roberts, *Phys. Rev.* **D40** (1989) 2820.
- [27] K.J. Eskola, V.J. Kolhinen, P. Ruuskanen, *Nucl. Phys.* **B535** (1998) 351; K.J. Eskola, V.J. Kolhinen, C.A. Salgado, *Eur. Phys. J.* **C9** (1999) 61.
- [28] P. Bauer *et al.*, CERN CMS Note 2000/060; принято к публикации в *Eur. J. Phys.*
- [29] R.J. Glauber, *High Energy Collision Theory in Lectures in Theoretical Physics*, **vol.1**. Eds. W.E. Brittin, L.G. Duham, Interscience, New York, USA (1959); D. Kharzeev, M. Nardi, *Phys. Lett.* **B 507** (2001) 121.
- [30] H. Meyer-Ortmanns, *Rev. of Mod. Phys.* **68** (1996) 473; J.-P. Blaizot, J.-Y. Ollitrault, in *Quark-Gluon Plasma 1*, ed. by R.C. Hwa (World Scientific, Singapore, 1990); B. Müller, *The Physics of the Quark-Gluon Plasma*, Lecture Notes in Physics, **vol. 225** (Springer-Verlag, Berlin, 1985).

[31] M.V. Savina, S.V. Shmatov, N.V. Slavin, P.I. Zarubin, *Ядерная физика* **62** (1999) 2263 [hep-ph/0007130]; *Краткие сообщения ОИЯИ* **1 [87]** (1998) 45 [hep-ph/0007115]; **5 [91]** (1998) 65 hep-ph/0007128.

---

Получено 25 июля 2002 г.

Шматов С. В.  
Начальные условия эволюции  
неравновесной кварк-глюонной плазмы

P2-2002-180

В пределе гидродинамического равновесия Бьеркена были вычислены начальные значения плотности энергии и температуры химически неравновесной кварк-глюонной системы, образующейся в ядро-ядерных взаимодействиях при энергии большого адронного коллайдера. Определена зависимость этих величин от типа сталкивающихся ядер и прицельного параметра столкновений. Продемонстрирована принципиальная возможность образования неравновесной кварк-глюонной плазмы (КГП) при столкновении легких ядер, и рассчитано время жизни КГП.

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2002

Перевод автора

Shmatov S. V.  
Initial Conditions  
of Non-Equilibrium Quark-Gluon Plasma Evolution

P2-2002-180

In accordance with the hydrodynamic Bjorken limit, the initial energy density and the temperature for a chemical non-equilibrium quark-gluon system formed in the heavy ion collisions at LHC are computed. The dependence of this value on the type of colliding nuclei and the collision impact parameter is studied. Principle possibility of the non-equilibrium quark-gluon plasma (QGP) formation in the light nuclei collisions is shown. The life time of QGP is calculated.

The investigation has been performed at the Laboratory of Particle Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2002

**Редактор *А. Н. Шабашова***  
**Макет *Н. А. Киселевой***

**ЛР № 020579 от 23.06.97.**

**Подписано в печать 10.09.2002.**

**Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.**

**Усл. печ. л. 1,6. Уч.-изд. л. 1,5. Тираж 425 экз. Заказ № 53505.**

**Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.**