

P2-2009-144

А. Н. Сисакян, Г. И. Лыкасов, А. С. Сорин, О. В. Теряев

ДУАЛЬНОСТЬ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО
И ДИНАМИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ ПРОЦЕССОВ
РОЖДЕНИЯ АДРОНОВ В ЦЕНТРАЛЬНЫХ
ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

Сисакян А. Н. и др.

P2-2009-144

Дуальность термодинамического и динамического описания процессов рождения адронов в центральных ядро-ядерных столкновениях

Предлагается принцип дуальности, означающий подобие термальных спектров адронов, рожденных в ион-ионных столкновениях, и инклюзивных спектров, которые могут быть получены в динамической квантовой теории рассеяния. В рамках такого подхода показано, что средний квадрат поперечного импульса адронов, в частности мезонов, рожденных в ядро-ядерных соударениях, растет, а затем выполаживается (насыщается) с ростом начальной энергии, что наблюдается экспериментально.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2009

Sissakian A. N. et al.

P2-2009-144

Duality between Thermodynamical and Dynamical Descriptions of Hadron Production in Central Nucleus–Nucleus Collisions

A new duality principle is proposed according to which there exists a similarity between the thermal spectra of hadrons produced in heavy-ion collisions and the inclusive spectra obtained in the framework of dynamical quantum scattering theory. Within the suggested approach it is shown that the mean square of the hadron transverse momentum, in particular that of mesons, which are produced in nucleus–nucleus collisions, grows monotonically and then saturates a plateau. This phenomenon is experimentally observed when the initial energy increases.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2009

ВВЕДЕНИЕ

Одним из достижений современной тяжелоионной ускорительной физики является возможность исследования КХД-материи, ограниченной чрезвычайно малыми пространственно-временными размерами. Соответствующий раздел физики можно назвать «фемтофизикой» по аналогии с популярной сейчас нанофизикой — фундаментальной основой нанотехнологий. Наиболее актуальной задачей в этой области является поиск новых физических явлений и состояний ядерной материи, возникающих в процессе соударения тяжелых ионов высоких энергий. Именно это является целью экспериментов на установках LHC (CERN, Швейцария) и RHIC (BNL, США), а также планируемых экспериментов на будущих ускорительных комплексах NICA (ОИЯИ, Дубна) и FAIR (GSI, Германия).

Все это стимулирует, в свою очередь, активность теоретических и экспериментальных исследований в данном направлении [1]. Так, в ОИЯИ на основе существующего ионного ускорителя нуклотрона осуществляется строительство нового тяжелоионного коллайдера NICA с энергиями от 4 до 11 ГэВ/нуклон в системе центра масс (с. ц. м.). Основная цель будущих экспериментов на NICA — экспериментальные исследования свойств горячей и плотной ядерной материи и сигналов возможного формирования смешанной фазы, состоящей как из кварков и глюонов, так и из адронов. Важная отличительная особенность планируемых на коллайдере NICA экспериментов заключается в том, что по сравнению с экспериментами на тяжелоионных ускорителях более высоких энергий (RHIC, LHC) барионная плотность сильновзаимодействующей материи здесь ожидается максимально достижимой в ускорительных экспериментах. Кроме этого, на NICA также будет возможен поиск сигналов перехода адронной материи в кварк-глюонную плазму. Одним из таких сигналов может быть наблюдаемая в последнее время «аномальная» энергетическая зависимость инклюзивных спектров от поперечной массы пионов и каонов, рожденных в центральных соударениях Au + Au и Pb + Pb. Обратный наклон (эффективная поперечная температура) соответствующих спектров как функция начальной энергии очень быстро возрастает с ростом энергии (при энергиях FAIR, NICA [1], AGS [2]), а затем выполаживается (при энергиях SPS [3] и RHIC [4]).

В настоящей работе мы обсудим физический смысл термальных спектров адронов, рожденных в ион-ионных соударениях (см., например, [5, 6]), с целью прояснения их динамического происхождения. Затем мы представим возможную теоретическую интерпретацию нетривиального энергетического поведения обратного наклона инклюзивного спектра мезонов, рожденных в центральных ион-ионных соударениях, в зависимости от поперечной массы.

1. ПРИНЦИП ДУАЛЬНОСТИ

Согласно многим экспериментальным данным инклюзивные спектры адронов, рожденных в ион-ионных соударениях, могут быть аппроксимированы распределением Ферми–Дирака, соответствующим термодинамическому равновесию системы конечных адронов (см., например, [5, 6]):

$$f_h^A = C_T^A \{ \exp((\varepsilon_h - \mu_h)/T) \pm 1 \}^{-1}, \quad (1)$$

где знаки «+» и «-» соответствуют фермионам и бозонам; ε_h и μ_h — кинетическая энергия и химический потенциал адрона h ; C_T^A — нормировочный коэффициент, зависящий от температуры T . Очевидно, что последняя зависит от начальной энергии \sqrt{s} в с. ц. м. нуклон-нуклонного N - N -взаимодействия. Для простоты, анализируя спектры мезонов, можно предположить, что $\mu_h = 0$ (в действительности в общем случае эта величина, строго говоря, может быть малой, но не нулевой [7]); тогда выражение (1) может быть представлено в виде

$$f_h^A = C_T^A \exp(-\varepsilon_h/T). \quad (2)$$

С другой стороны, согласно теории Редже и дуальной партонной модели (ДПМ) [8] или модели кварк-глюонных струн (МКГС) [9], основанных на $1/N_c$ -разложении в КХД, инклюзивный спектр адронов, рожденных, например, в N - N -соударении при высоких энергиях, имеет скейлинговую форму, т. е. зависит только от M_X^2/s , где M_X — эффективная масса рожденных адронов; s — квадрат начальной энергии в с. ц. м. N - N -соударения. Подобная скейлинговая форма для инклюзивных спектров адронов, рожденных в адрон-адронных взаимодействиях, предлагалась и в [10]. Скейлинговая переменная M_X^2/s непосредственно связана с так называемой радиальной фейнмановской переменной x_r следующим образом: $M_X^2/s = 1 - x_r$, где $x_r = 2E_h^*/\sqrt{s}$, а E_h^* — энергия рожденного адрона в с. ц. м. N - N -соударения. Теория Редже [11], подходы ДПМ или МКГС и феноменологическая аппроксимация экспериментальных данных (см., например, [12]) показывают, что инклюзивный спектр пионов, рожденных в центральных N - N -соударениях, т. е. при малых x_r , можно представить в следующем виде:

$$\rho_m^{NN}(x_r) = C_N(1 - x_r)^{d_N}. \quad (3)$$

Когда $x_r \ll 1$, выражение (3) может быть записано в экспоненциальной форме:

$$\rho_m^{NN} = C_N \exp(-d_N x_r). \quad (4)$$

Подставляя выражение для x_r в (4), мы получаем инклюзивный спектр мезонов в форме, подобной форме термального спектра (2):

$$\rho_m^{NN} = C_N \exp(-d_n x_r) \equiv C_N \exp(-E_h^*/T_s^N), \quad (5)$$

где $T_s^N = \sqrt{s}/2d_N$.

Рис. 1 иллюстрирует довольно хорошую эквивалентность степенной формы для ρ_m^{NN} , даваемой выражением (3), и экспоненциальной формы (5) этого спектра при энергиях рожденных мезонов вплоть до нескольких ГэВ при высоких начальных энергиях. Поэтому спектр ρ_m^{NN} может быть представлен в экспоненциальной форме (5) как при малых, так и при умеренных энергиях конечных пионов.

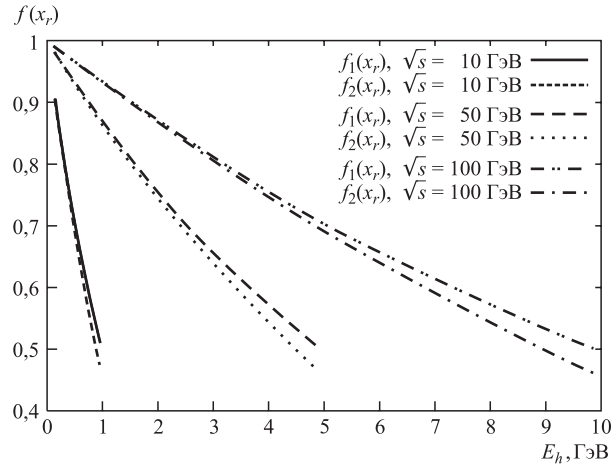


Рис. 1. $f_1(x_r) = \exp(-dx_r)$ и $f_2(x_r) = (1 - x_r)^d$ как функции E_h

Однако, в противоположность (2), в форме (5) инклюзивного спектра мезонов, рожденных в $N-N$ -соударении, T_s^N , строго говоря, не является температурой рожденных мезонов. Более того, она растет с ростом начальной энергии, поскольку величина d_N непосредственно связана с пересечением и наклоном реджевских траекторий, которые хорошо известны, и не зависит от начальной энергии [8, 9]. Таким образом, хотя внешне формы термального спектра (2) и спектра (5) пионов, рожденных в $N-N$ -взаимодействии при высоких энергиях, похожи друг на друга, их физическая природа и зависимость от начальной энергии разные.

Ситуация меняется, когда мы рассматриваем инклюзивное рождение тех же пионов в той же центральной по быстротам области, но в ядро-ядерных соударениях при высоких энергиях. Влияние ядерной среды на инклюзивные спектры таких пионов может оказаться довольно сильным. Попробуем понять, как может измениться их форма спектра по сравнению с инклюзивным спектром пионов, рожденных в свободных $N-N$ -соударениях, представленным выражением (5). Предположим, что в центральном ядро-ядерном $A-A$ -взаимодействии при высоких энергиях при первых же соударениях нуклонов из сталкивающихся ядер по истечении некоторого времени образуется струя $(q\bar{q})$ -пар, которые еще не образовали конечные мезоны. Логично также предположить, что форма распределения этих пар в струе такая же, как и форма (5) спектра пионов, образующихся в свободном $N-N$ -взаимодействии:

$$f_{q\bar{q}}^{\text{jet}} = C_A(1 - x_r)^{d_A} = C_A \exp\left(-\frac{E_{q\bar{q}}^*}{T_s^A}\right), \quad (6)$$

где $T_s^A = \sqrt{s}/2d_A$. Но в этом случае параметр d_A не совпадает с d_N . Более того, d_A уже зависит от числа $(q\bar{q})$ -пар n в струе. Эту функцию $d_A(n)$ можно найти, вычисляя перекрытие релятивистски-инвариантных фазовых объемов n $(q\bar{q})$ -пар в струе методом Кути–Вайскопфа [13], который подробно рассмотрен в [14] и [15]. Используя этот метод, можно показать, что $d_A(n)$ пропорционально n . Для дальнейших оценок влияния среды на рождение мезонов в центральных $A-A$ -соударениях мы заменим n на среднюю множественность пионов, рожденных в свободном $N-N$ -столкновении, $\langle n \rangle_{\pi}^{NN}$, которая зависит от начальной энергии, т.е. $d_A(n)$ пропорционально $\langle n \rangle_{\pi}^{NN}$. Далее мы покажем, что обратный наклон инклюзивного спектра по поперечной массе мезонов, рожденных в центральных $A-A$ -соударениях при высоких энергиях типа SPS и RHIC, практически не меняется при выборе разных видов зависимости d_A от энергии.

Назовем теперь гипотезу о форме (6) распределения $(q\bar{q})$ -пар в струе, образующейся в центральных ион-ионных соударениях в какой-то момент времени после первых взаимодействий нуклонов из сталкивающихся ядер, *динамическим анзацем* (ДА), а форму термального спектра (2) назовем *локальным равновесием* (ЛР). Мы также предполагаем *принцип дуальности* (ПД), который означает подобие термальных спектров (2) и динамических спектров (6).

2. ВЛИЯНИЕ СРЕДЫ НА ПАРТОННЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В АДРОНЕ

Влияние ядерной среды на распределения партонов в кварковых системах типа адронов, образующихся в центральных ион-ионных столкновениях, исследовалось в [15] в предположении, что эти кварковые объекты в какой-то момент времени находятся в локальном термодинамическом равновесии.

Было показано, что распределение валентных кварков в таком объекте может быть вычислено тем же методом Кути–Вайскопфа [13] и представлено в следующей форме:

$$f_{q_v}^A(x, \mathbf{p}_t) = \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_h \int d^2 p_{1t} d^2 p_{ht} q_v^h(x, \mathbf{p}_t) q_r^h(x_1, \mathbf{p}_{1t}) \times \\ \times f_h^A(x_h, \mathbf{p}_{ht}) \delta(x + x_1 - x_h) \delta^{(2)}(\mathbf{p}_t + \mathbf{p}_{1t} - \mathbf{p}_{ht}), \quad (7)$$

где $f_h^A(x_h, \mathbf{p}_{ht})$ — распределение кваркового кластера типа адрона (но еще полностью не сформировавшегося и не вылетевшего за пределы A – A -взаимодействия), находящегося в локальном термодинамическом равновесии в ядерной среде; q_v^h, q_r^h — вероятности найти валентный кварк и другие партоны — валентные и морские кварки (антикварки) и глюоны — в кварковом кластере; x_1, x_h, x — фейнмановские переменные; $\mathbf{p}_t, \mathbf{p}_{1t}, \mathbf{p}_{ht}$ — поперечные импульсы. Форма для $f_h^A(x_h, \mathbf{p}_{ht})$ в [15] предполагалась в виде термодинамического распределения (2), названного нами локальным равновесием. Точно таким же образом с использованием (7) может быть вычислено кварковое распределение $f_h^A(x_h, \mathbf{p}_{ht})$ и в случае ДА, но f_h^A при этом должно браться в виде (6). Предполагая факторизованную форму для $f_q^h(x, p_t)$, т. е. $f_q^h(x, p_t) = f_q(x) g_q(p_t)$, как и в [15], мы можем вычислить средний квадрат поперечного импульса валентного кварка $\langle p_{q,t}^2 \rangle$ в системе $(q\bar{q})$, находящейся в струе, образованной в центральном A – A -столкновении. Следуя схеме вычисления, изложенной в [15], мы получаем при малых x

$$\langle p_{q,t}^2 \rangle_{q, \text{appr}}^A = \frac{\langle p_t^2 \rangle_q^h + \tilde{T} \sqrt{m_h^2 + s/4}}{1 + \tilde{T} \sqrt{m_h^2 + s/4} / (2 \langle p_t^2 \rangle_q^h)}, \quad (8)$$

где $\langle p_t^2 \rangle_q^h$ — квадрат среднего поперечного импульса кварка в свободном адроне; $\tilde{T} = T$ для ЛР (см. (2)) и $\tilde{T} = T_s = \sqrt{s}/2d_A$ для ДА (см. (6)). Как видно из (8), $\langle p_{q,t}^2 \rangle_{q, \text{appr}}^A$ растет с ростом \sqrt{s} , затем выполаживается при высоких энергиях и асимптотически стремится к величине, равной удвоенному квадрату среднего поперечного импульса кварка в свободном адроне. Заметим, что асимптотически, т. е. при очень высоких энергиях, $\langle p_{q,t}^2 \rangle_{q, \text{appr}}^A$ уже не зависит от величины \tilde{T} , т. е. не зависит от того, каким анзатцем, ЛР или ДА, мы пользуемся. Фактически это — модельно-независимый вывод. Но предасимптотическое поведение $\langle p_{q,t}^2 \rangle_{q, \text{appr}}^A$ — разное для ЛР и ДА. В случае ДА выполаживание этой наблюдаемой величины происходит быстрее с ростом \sqrt{s} , чем в случае ЛР. Как было показано в [15], в случае локального равновесия (форма (2)) \sqrt{s} — некая масштабная энергия, которая не равна начальной энергии в A – A -столкновении. В случае же динамиче-

ского анзатца (форма (6)) \sqrt{s} — это именно начальная энергия в с.ц.м. $N-N$ -взаимодействия. В этом есть существенное преимущество предлагаемого подхода, соответствующего ДА.

Для мезонов, рожденных в центральных $A-A$ -соударениях, мы также получаем подобное уширение их среднего квадрата поперечного импульса $\langle p_{h_1 t}^2 \rangle$. Прodelывая такие же вычисления, как и в [15], мы получаем следующее приближенное выражение для $\langle p_{q,t}^2 \rangle$:

$$\langle p_{h_1 t}^2 \rangle_{\text{appr}}^{AA} = \frac{\langle p_{h_1 t}^2 \rangle^{NN} / (1+r) + \tilde{T} \sqrt{m_m^2 + s/4}}{1 + \tilde{T} \sqrt{m_m^2 + s/4} / (2 \langle p_{h_1 t}^2 \rangle^{NN})} + r \langle p_{h_1 t}^2 \rangle^{NN}, \quad (9)$$

где $\langle p_{h_1 t}^2 \rangle^{NN}$ — среднее значение квадрата поперечного импульса мезона h_1 , рожденного в центральном $N-N$ -соударении; $r = \gamma_q / \gamma_c$; $\tilde{T} = T$ в случае ЛР или $\tilde{T} = \sqrt{s} / 2d_A$ в случае ДА. Здесь γ_q и γ_c — наклоны в гауссовой форме распределения кварков по поперечному импульсу в свободном пионе и в функции фрагментации кварка в конечный адрон h_1 , детали см. в [15]. Как отмечено в [16], $r = 1/3 \div 1/4$. Простой анализ (8), (9) показывает, что свойства выполаживания $\langle p_{q,t}^2 \rangle_q^A$ и $\langle p_{h_1 t}^2 \rangle^{AA}$ при высоких энергиях не зависят от величины \tilde{T} , в то время как степень роста этих характеристик при $\sqrt{s} \leq 20-30$ ГэВ очень чувствительна к величине d_A . Чтобы хотя бы качественно описать экспериментальные данные по эффективному обратному наклону T_{eff}^{AA} спектра в зависимости от поперечной массы K -мезонов, рожденных в центральном Pb-Pb-соударении при $\sqrt{s} \leq 20-30$ ГэВ, для $d_A = d_0 \langle n \rangle_{\pi}^{NN}$ мы использовали $d_0 = 0,5$, а энергетическая зависимость $\langle n \rangle_{\pi}^{NN}$ взята из [18]. Мы также учли энергетическую зависимость среднего квадрата поперечного импульса K -мезонов, рожденных в свободном $N-N$ -взаимодействии, полученную при анализе экспериментальных данных [19].

На рис. 2 представлена оценка квадрата среднего поперечного импульса K^- -мезонов, рожденных в центральном Pb-Pb-соударении, $\langle p_t^2 \rangle_K^{AA} = 2m_K T_{\text{eff}}^{AA}$, где m_K — масса K -мезона; T_{eff}^{AA} , T_{eff}^{pp} — эффективные обратные наклоны инклюзивных спектров K^- -мезонов, рожденных в $A-A$ - и $p-p$ -соударениях соответственно. Заметим, что проведенные расчеты — приближенные, необходимо в будущем их улучшить и учесть обычные ядерные эффекты типа перерасеяния и т.д. Из рис. 2 видно, что если пренебречь зависимостью T_{eff}^{NN} от начальной энергии и считать, что T_{eff}^{NN} — постоянная величина, то асимптотически T_{eff}^{AA} также выходит на постоянную величину, равную удвоенной величине T_{eff}^{NN} . Если же учесть энергетическую зависимость T_{eff}^{NN} , которая медленно, но растет с ростом энергии согласно экспериментальным данным [19], то мы получаем также медленный рост T_{eff}^{AA} при возрастании начальной энергии от SPS до RHIC. В противоположность этому

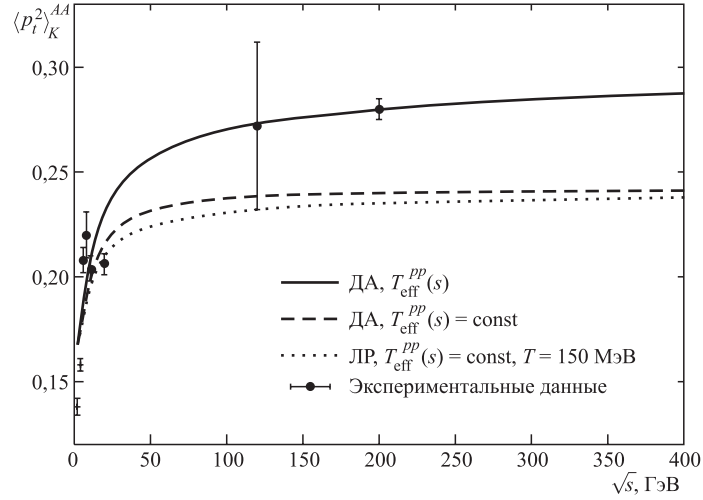


Рис. 2. Квадрат среднего поперечного импульса K^- -мезонов, рожденных в центральном Pb–Pb-столкновении, как функция энергии/нуклон в с.ц.м. $N-N$ -соударения. Сплошная кривая соответствует случаю ДА, когда $T_{\text{eff}}^{pp}(s)$ зависит от s согласно экспериментальным данным. Штриховая кривая — расчет для ДА, пунктирная кривая — расчет для ЛР при температуре $T = 150$ МэВ; T_{eff}^{pp} — постоянная величина в обоих случаях. Экспериментальные данные взяты из [2, 3]

термодинамические модели предсказывают гораздо больший рост T_{eff}^{AA} даже при очень высоких энергиях [17]. Поэтому полученные нами результаты в приближении ДА могут быть проверены в дальнейшем при энергии SPS, а также в будущих экспериментах на LHC.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен новый принцип дуальности, который означает подобие термальных спектров (2) и динамических спектров (6). Энергетические спектры адронов, рожденных в ион-ионных столкновениях, в предположении об их термодинамическом равновесии подобны инклюзивным спектрам адронов, получаемым в рамках квантовой теории рассеяния без введения какого-либо температурного параметра. Развита модель рождения мезонов в центральном высокоэнергетическом $A-A$ -рассеянии в предположении, что при первых же соударениях нуклонов сталкивающихся ядер по истечении некоторого времени образуется струя $(q\bar{q})$ -пар, которые не образовали конечные мезоны. В рамках этой модели исследовано недавно обнаруженное «аномальное» энер-

гетическое поведение инклюзивных спектров по поперечной массе пионов и каонов, рожденных в центральных соударениях Au + Au и Pb + Pb.

Показано, что при энергиях выше энергий SPS наблюдаемое выполаживание может быть объяснено в рамках развиваемого подхода без введения каких-либо параметров типа температуры. Этот результат модельно-независим и является следствием предложенной гипотезы дуальности термодинамического и динамического описания рождения адронов в $A-A$ -столкновениях при высоких энергиях. При этом предасимптотическое «аномальное» поведение инклюзивных спектров мезонов, рожденных в $A-A$ -соударениях, не объясняется данным подходом, что может быть связано с тем, что предлагаемый принцип дуальности применим только асимптотически при очень высоких энергиях. С другой стороны, как видно из рис. 2, на такую «аномалию» указывают всего лишь две экспериментальные точки AGS [2] с большими ошибками. В этой связи было бы интересным исследовать характеристику, представленную на рис. 2, в будущих экспериментах на коллайдере NICA (см., например, [1, 20] и приведенные там ссылки).

Предложенный принцип дуальности может рассматриваться как новое фундаментальное проявление квантово-механического принципа дополненности. В результате понятие температуры может иметь неожиданное новое динамическое происхождение и возникать как специфическое проявление законов фундаментальных взаимодействий. Нам представляется интересным дальнейший анализ этого принципа.

Благодарности. Мы благодарны А. Андронику, П. Браун-Мюнцингеру, А. В. Ефремову, Л. Л. Франкфурту, М. Газдзицкому, С. Б. Герасимову, Дж. Клеймансу, А. Б. Кайдалову, Г. Сатцу, Ю. Синюкову и В. Д. Тонееву за многочисленные плодотворные обсуждения. Мы также признательны В. В. Любушкину за помощь при подготовке рукописи к печати. Работа поддержана грантом РФФИ 08-02-01003-а.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Sissakian A. N., Sorin A. S., Suleymanov M. K., Toneev V. D., Zinovjev G. M.* // Письма в ЭЧАЯ. 2008. Т. 5, вып. 1. С. 8; см. также: Proc. of the Conf. «Quark Matter 2005» / Eds. T. Csörgö, D. Gabor, P. Lévai, G. Papp: Nucl. Phys. A. 2006. V. 774; Proc. of the Conf. «Quark Matter 2006» / Eds. Y. G. Ma, E. K. Wang, X. Cai, H. Z. Huang, X. N. Wang, Z. Y. Zhu.: J. Phys. G. 2007. V. 34.
2. *Ahle L. et al. (E866 and E917 Collab.)* // Phys. Lett. B. 2000. V. 476. P. 1.
3. *Afanasiev S. V. et al. (NA49 Collab.)* // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 054902; *Alt C. et al.* // J. Phys. G. 2004. V. 30. P. S119; *Gazdzicki M. et al.* // J. Phys. G. 2004. V. 30. P. S701.

4. Adler C. et al. (*STAR Collab.*). nucl-ex/0206008;
Barannikova O. et al. // Nucl. Phys. A. 2003. V. 715. P. 458;
Filimonov K. et al. hep-ex/0306056;
Ouerdane D. et al. (*BRAHMS Collab.*) // Nucl. Phys. A. 2003. V. 715. P. 478;
Lee J. H. et al. // J. Phys. G. 2004. V. 30. P. S85;
Adler S. S. et al. (*PHENIX Collab.*). nucl-ex/0307010; nucl-ex/0307022
5. Andronic A., Braun-Munzinger P., Stachel J. // Nucl. Phys. A. 2006. V. 167; e-Print: nucl-th/0511071
6. Cleymans J. // J. Phys. G. 2008. V. 35. P. 044017;
Cleymans J., Sahoo R., Srivastava D. K., Wheaton S. // Eur. Phys. J.: Special Topics. 2008. V. 155. P. 13–18;
Cleymans J. et al. hep-ph/0803.3940
7. Akkelin S. V., Braun-Munzinger P., Sinyukov Yu. M. // Nucl. Phys. A. 2002. V. 439; nucl-th/0111050
8. Capella A., Sukhatme U., Tan C. I., Tran Than Van J. // Phys. Lett. B. 1979. V. 68; Phys. Rep. 1994. V. 223.
9. Kaidalov A. B., Ter-Martirosyan K. A. // Phys. Lett. B. 1982. V. 247.
10. Matveev V., Muradyan R., Tavkhelidze A. // ЭЧАЯ. 1971. Т. 2, вып. 1; Lett. Nuovo. Cim. 1973. V. 719.
11. Коллинз П. Введение в реджевскую теорию и физику высоких энергий. М.: Атомиздат, 1980.
12. Барашенков В. С., Славин Н. В. // ЭЧАЯ. 1984. Т. 15, вып. 5. С. 997.
13. Kuti J., Weiskopf V. F. // Phys. Rev. D. 1971. V. 3418.
14. Benhar O., Fantoni S., Lykasov G. I., Slavin N. V. // Phys. Rev. C. 1997. V. 244.
15. Lykasov G. I., Sissakian A. N., Sorin A. S., Toneev V. D. // Phys. At. Nucl. 2008. V. 1600.
16. Lykasov G. I., Sergeenko M. N. // Z. Phys. C. 1996. V. 455.
17. Sinyukov Yu. M. // Acta Phys. Pol. B. 2006. V. 3343.
18. Back B. B. et al. // Phys. Rev. C. 2004. V. 054901.
19. Andronic A., Braun-Munzinger P., Stachel J. // Nucl. Phys. A. 2006. V. 167.
20. <http://nica.jinr.ru>; <http://theor.jinr.ru/twiki/cgi/view/NICA/WebHome>

Получено 29 сентября 2009 г.

Редактор *А. Н. Шабашова*

Подписано в печать 28.12.2009.

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

Усл. печ. л. 0,75. Уч.-изд. л. 0,88. Тираж 415 экз. Заказ № 56776.

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

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/