

# ЗАВИСИМОСТИ ОТНОШЕНИЙ ВЫХОДОВ ЧАСТИЦ ОТ ЦЕНТРАЛЬНОСТИ СТОЛКНОВЕНИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА RHIC

*Инам-уль Башир\**

*Физический факультет, Исламский Университет науки и технологии  
Pulwama, Kashmir, India*

Поступила в редакцию 29 июля 2016 г.

(Перевод с английского)

## CENTRALITY DEPENDENCE OF PARTICLE YIELD AND THEIR RATIOS AT RHIC

Inam-ul Bashir

Зависимости выходов на единицу быстроты  $dN/dy$ , а также их отношений для различных адронов, рожденных в столкновениях Au+Au при различных значениях энергии столкновений, от центральности столкновений исследуются с использованием единой статистической модели термического вымораживания (Unified Statistical Thermal Freeze-out Model, USTFM) с учетом как продольного, так и поперечного гидродинамических потоков. Главные свойства вымораживания в терминах термических параметров, температуры и барионного химического потенциала при химическом вымораживании при средней скорости, полученные в рамках предложенной модели, согласуются с экспериментальными данными. Оказалось, что полученная температура химического вымораживания слабо зависит от центральности столкновений, при этом она практически не зависит от энергий столкновений, рассматриваемых в настоящей работе. Близость значений полученной температуры вымораживания и предсказываемой температуры фазового перехода означает, что химическое вымораживание происходит вблизи адронизации. Кроме того, на RHIC исследовались зависимость химического потенциала при средней скорости от энергии столкновений при различных центральностях и зависимость размера системы при средней скорости от центральности в терминах параметра поперечного размера системы. Учтено также влияние вкладов резонансного распада.

DOI: 10.7868/S0044451017070070

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование спектров частиц, представляющих собой адроны, возникающие в столкновениях при высоких энергиях, привлекало внимание физиков на протяжении десятилетий вследствие их фундаментальной природы и простоты. Существование сигналов от кварк-глюонной плазмы в ядро-ядерных столкновениях при различных значениях энергии в системе нуклон-нуклонного центра масс ( $\sqrt{s_{NN}}$ )

исследовалось в диапазоне энергий от нескольких ГэВ на синхротроне AGS (Alternating Gradient Synchrotron) до нескольких тысяч ГэВ — такие энергии были недавно достигнуты в столкновениях Pb-Pb и p-p на LHC (ЦЕРН).

Статистические термические модели успешно воспроизводят основные свойства частиц, рождающихся в столкновениях тяжелых ионов [1], а также в различных типах элементарных столкновений [2]. Более того, статистическая модель адронизации, дополненная гидродинамическим расширением материи, также в значительной степени воспроизводит спектры поперечных импульсов различных видов частиц [3, 4]. Данная модель также предлагает

\* E-mail: inamhep@gmail.com

полезный подход к исследованию зависимости рождения частиц от центральности столкновений и размера системы [5]. Измеряя выходы адронов, полученных в релятивистских столкновениях тяжелых ионов, в широком диапазоне быстрот можно получить ограничения на динамическую эволюцию и начальные условия. Систематические исследования выхода частиц для пучков с различными энергиями, проведенные с использованием экспериментальных результатов, показали, что в основе выхода частиц в столкновениях тяжелых ионов лежит четкая схема вымораживания [6]. Статистические (термические) модели довольно успешно описывают отношения выходов адронов, полученных в столкновениях тяжелых ионов. Соответствие полученных отношений выходов частиц результатам простых предсказаний статистических моделей является ключевым аргументом для вывода о термализации системы, возникшей в столкновениях тяжелых ионов. Измерения отношений выходов анти-частиц и частиц в этих столкновениях дают информацию о полученной результирующей барионной плотности или о барионном химическом потенциале и, таким образом, являются важными для характеристики среды, сформированной в этих столкновениях. Также было высказано предположение, что измерения отношений выходов странных анти-барионов и барионов могло бы помочь отличить адронный газ от кварк-глюонной плазмы после деконфайнмента [7]. Для инвариантной относительно бустов системы при средней скорости для энергий RHIC и LHC выход частиц  $dN/dy$  изменяется только на несколько процентов в диапазоне быстрот  $|y| < 1$ . Хотя частицы, детектированные при средних быстротах, собираются из разных частей файрбола, отношения их выходов те же, что и полученные при  $4\pi$ -вычислениях. Это имеет место даже при учете вкладов резонансных распадов.

В настоящей работе мы используем феноменологическую инвариантную относительно буста единую статистическую модель термического вымораживания (Unified Statistical Thermal Freeze-out Model, USTFM) [8], которая предполагает, что при вымораживании все адроны в адронном газе, получающемся в результате ядро-ядерных столкновений при высоких энергиях, описываются равновесным распределением. Локальные плотности частиц в фазовом пространстве соответствуют статистическим распределениям Ферми–Дирака или Бозе–Эйнштейна. Распределения импульсов адронов, испущенных из внутренней части расширяющегося файрбола, который, как предполагается, находится в состоянии локального термического равнове-

сия, характеризуются лоренц-инвариантной формулой Купера–Фрая

$$E \frac{d^3n}{d^3p} = \frac{g}{(2\pi)^3} \int f \left( \frac{p^\mu u^\mu}{T}, \lambda \right) p^\mu d\Sigma_\mu, \quad (1)$$

где  $\Sigma_\mu$  — трехмерная гиперповерхность вымораживания,  $g$  — коэффициент вырождения данного вида адронов в расширяющемся релятивистском адронном газе, который определяется только степенями свободы данного адрона,  $\lambda$  — фугативность  $\exp(\mu/T)$  данного вида адронов,  $\mu$  — химический потенциал,  $u^\mu$  — скорость потока, которая, вообще говоря, зависит от пространства и времени. Зависящий от быстроты барионный химический потенциал  $\mu_B$  имеет вид

$$\mu_B = a + by_0^2 \dots, \quad (2)$$

где  $y_0$  — быстрота элемента расширяющейся вдоль оси пучка ( $z$ -оси) адронной жидкости. Здесь  $a$  и  $b$  — параметры модели, которые можно фиксировать путем подгонки экспериментальных данных. В данной модели значение  $a$  в основном определяет барионный химический потенциал в центральной области объема, занятого адронной материей, а  $b$  определяет скорость возрастания барионного химического потенциала вдоль (продольной) оси с быстротой  $y_0$ . Быстрота элемента расширяющейся адронной жидкости равна  $y_0 = \alpha z$  или  $y_0 = cz$ , где  $z$  — продольная координата элемента адронной жидкости, а  $c$  — коэффициент пропорциональности. Приведенные выше условия также обеспечивают то, что в результате преобразования  $z \rightarrow -z$  мы получим  $y_0 \rightarrow -y_0$ , следовательно, симметрия адронного потока в окрестности  $z = 0$  вдоль оси быстроты в системе центра масс сталкивающихся ядер сохраняется. Таким образом, если записать  $y_0 = cz$ , то мы получим следующее выражение для продольной компоненты скорости элемента адронной жидкости:

$$\beta_z(z) = 1 - \frac{2}{\exp(2cz) + 1} = \text{th}(y_0). \quad (3)$$

Предполагается, что поперечная компонента скорости адронного файрбола,  $\beta_T$ , изменяется в зависимости от поперечной координаты  $r$  в соответствии с волновой моделью Блуста [8]:

$$\beta_T(r) = \beta_T^s \left( \frac{r}{R} \right)^n, \quad (4)$$

где  $n$  — индекс, который определяет профиль  $\beta_T(r)$ , а  $\beta_T^s$  — скорость поперечного расширения поверхности адронной жидкости, которая в нашей модели

определяется за счет использования следующей параметризации [8]:

$$\beta_T^s = \beta_T^0 \sqrt{1 - \beta_z^2}. \quad (5)$$

В предложенной модели предполагается, что поперечный радиус  $R$  фэйрбола, образованного в наиболее центральных столкновениях, монотонно убывает вдоль оси быстрот и поэтому его можно записать как

$$R = r_0 \exp\left(-\frac{z^2}{\sigma^2}\right), \quad (6)$$

где параметр  $r_0$  определяет поперечный размер расширяющейся адронной материи при вымораживании, а  $\sigma$  — ширина распределения материи.

Мы также учли в нашем анализе влияние вкладов резонансных распадов. Спектр заданного продукта распада заданного родительского адрона в системе покоя фэйрбола можно записать как

$$\frac{d^3 n^{decay}}{d^3 p} = \frac{1}{2pE} \left(\frac{m_h}{p^*}\right) \int_{E_-}^{E_+} dE_h E_h \left(\frac{d^3 n_h}{d^3 p_h}\right), \quad (7)$$

где нижний индекс  $h$  соответствует распадающему (родительскому) адрону. Кинематика распада двух тел дает для импульса и энергии рожденного адрона в «системе покоя распадающегося адрона»:

$$p^* = (E^{*2} - m^2)^{1/2}, \quad E^* = \frac{m_h^2 - m_j^2 + m^2}{2m_h}. \quad (8)$$

Распределение бoльцмановского типа для массивного распадающегося адрона в локальной системе покоя элемента адронной жидкости приводит к следующему окончательному выражению для инвариантного сечения рассеяния рожденного адрона:

$$E' \frac{d^3 N}{d^3 p'} = \frac{1}{2p'} \left\{ \frac{m_h}{p^*} \right\} \lambda_h g_h \exp(-\alpha \theta E' E^*) \times \\ \times \left\{ \frac{\alpha}{\theta} [E' E^* \operatorname{sh}(\alpha \theta p' p^*) - p' p^* \operatorname{ch}(\alpha \theta p' p^*)] + \right. \\ \left. + T^2 \operatorname{sh}(\alpha \theta p' p^*) \right\}, \quad (9)$$

где

$$\alpha = \frac{m_h}{m^2}$$

и

$$\theta = \frac{1}{T}.$$

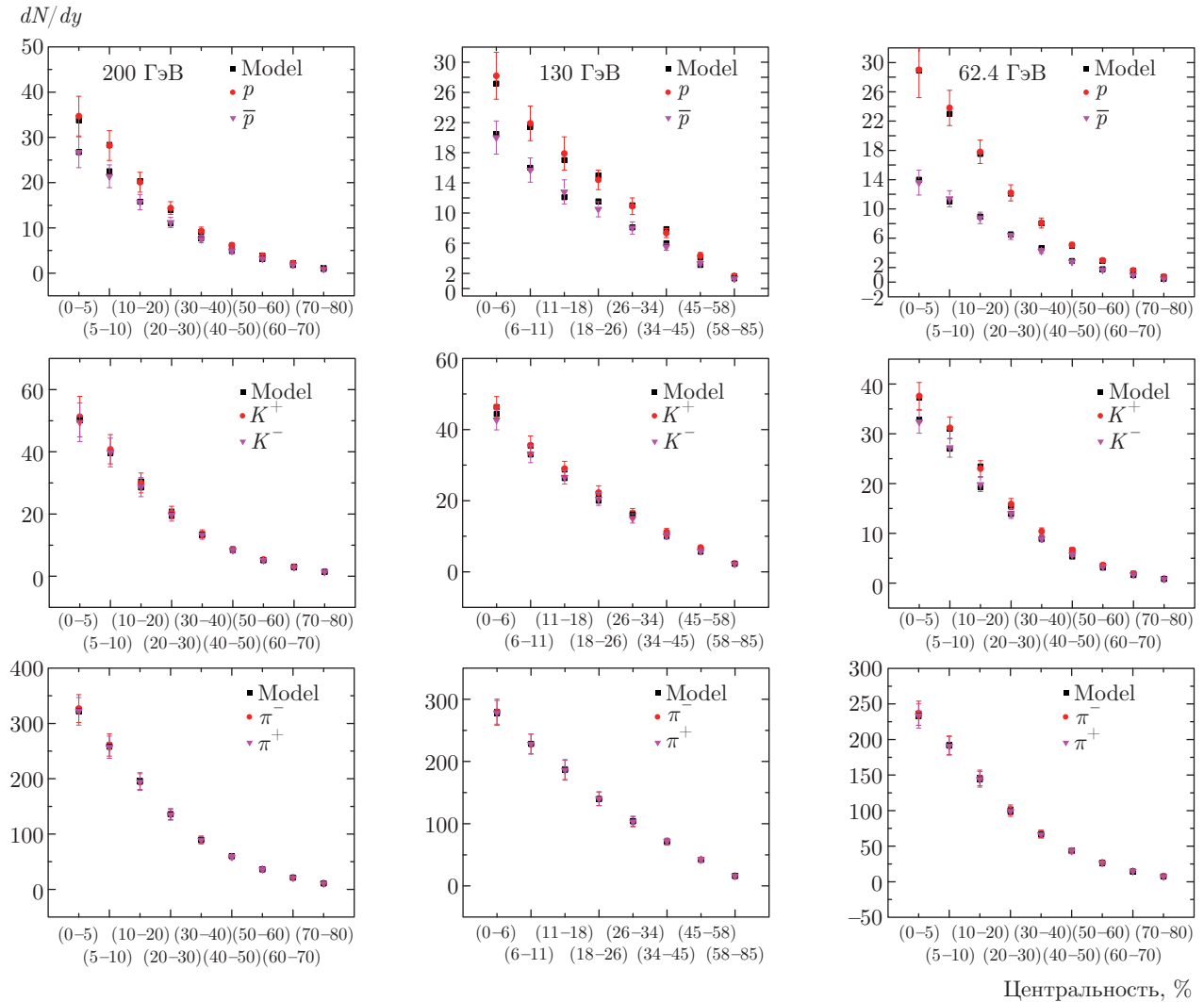
Специфика настоящего исследования заключается в том, что данный подход использует зависящий от быстроты химический потенциал (уравнение

(2)) и при этом учитывает влияние как поперечного, так и продольного потоков (уравнения (3) и (4)) в расширении цилиндрического фэйрбола, который образуется в таких столкновениях. Однако в других гидродинамических моделях (например, в волновой модели Блеста) [9] используется единственное значение химического потенциала и учитывается влияние скорости общего радиального потока на расширение сферического фэйрбола, образующегося в таких столкновениях. Более того, с помощью такого подхода мы можем изучить изменение размера системы в различных диапазонах центральности.

## 2. ВЫХОДЫ ЧАСТИЦ И ИХ ОТНОШЕНИЯ

На рис. 1 приведены зависимости выходов  $dN/dy$  пионов, каонов и протонов, рожденных в столкновениях Au+Au, от центральности при  $\sqrt{s_{NN}} = 200, 130$  и  $62.4$  ГэВ для случая средней быстроты, полученные с использованием обсуждавшейся выше единой статистической модели термического вымораживания. На рисунке экспериментальные данные STAR (Au+Au,  $|y| < 1$ ), взятые из работы [10], показаны цветными точками, а результаты предложенной модели — черными квадратами. Спектры продуктов распада комбинируются со спектрами исходных частиц. Мы также учитываем спин, вырождение изоспина и вероятности распадов. Из рисунка видно, что результаты предложенной модели находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. При переходе к периферическим столкновениям выход всех адронов сильно уменьшается, что говорит о том, что в этих столкновениях выход частиц меньше, чем в центральных, вследствие уменьшения числа участвующих в столкновениях частиц. Видно также, что выход частиц уменьшается при уменьшении энергии столкновений. Кроме того, оказалось, что различие между выходами частиц и античастиц увеличивается при уменьшении энергии столкновений. Это различие более сильно выражено для протонов при  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$  ГэВ, при таких низких значениях энергии столкновений протоны сильнее тормозятся. Однако пионы предпочитают рождаться парами, что отражено на рисунке сливающимися кривыми.

Химическое вымораживание связано с равновесием между различными ароматами. Если адронный газ достигает химического равновесия, то избыток частиц описывается химическими потенциалами и температурами. Информацию о химическом вымораживании можно извлечь из результатов, по-



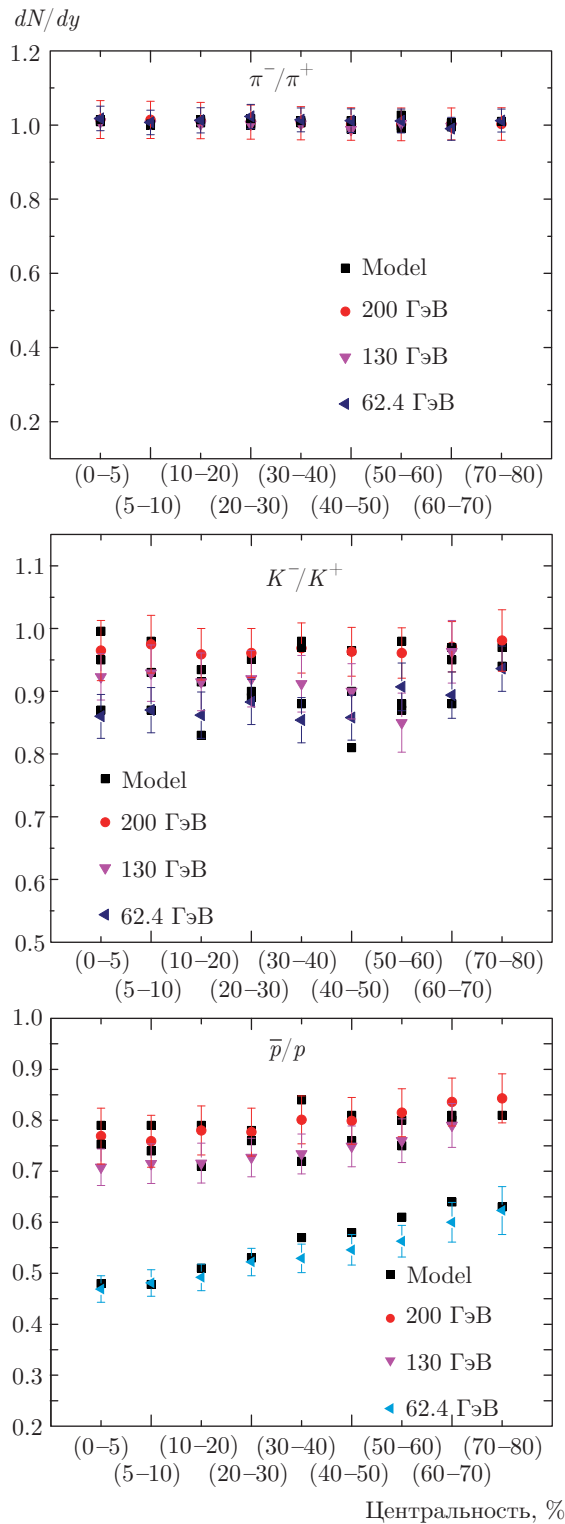
**Рис. 1.** (В цвете онлайн) Зависимости отношений выходов  $dN/dy$  пионов, каонов и протонов от центральности в столкновениях Au+Au для  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  (левая колонка), 130 (средняя колонка) и 62.4 (правая колонка) ГэВ для случая средней скорости. Приведенные погрешности представляют собой квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей

лученных при измерениях отношений выходов частиц. Относительный выход частиц можно исследовать с помощью интегрального выхода  $dN/dy$ .

На рис. 2 приведены зависимости отношений выходов анти-частиц и частиц ( $\pi^-/\pi^+$ ,  $K^-/K^+$  и  $\bar{p}/p$ ) от центральности столкновений в столкновениях Au+Au при  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4, 130$  и 200 ГэВ. Видно, что результаты, полученные с помощью предложенной модели (показаны черными квадратами), находятся практически в пределах ошибки измерений. На рисунке экспериментальные данные STAR, взятые из работы [10], показаны цветными точками. Отношение выхода  $\pi^-/\pi^+$  равно единице для всех

исследованных систем столкновений и для всех значений энергии столкновений. Оказалось, что это отношение не зависит от центральности. Аналогичное поведение наблюдается также и при более низких значениях энергии столкновений.

Если центральная область в столкновениях Au+Au при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ была бы полностью свободна от барионов ( $\mu_B = 0$ ), то отношение выхода  $K/K^+$  было бы равно единице и отношение выходов анти-барионов и барионов также было бы равно единице, при допущении, что странность локально сохраняется. Однако в столкновениях Au+Au при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ отношение выхода



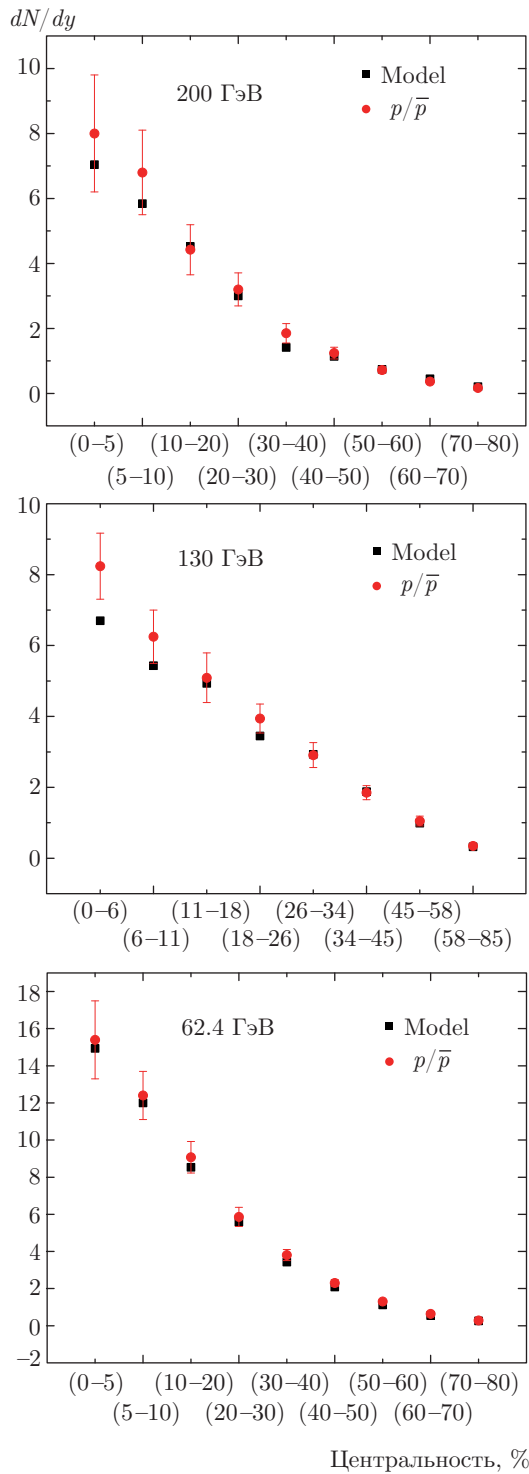
**Рис. 2.** (В цвете онлайн) Зависимости отношений выходов анти-частиц и частиц от центральности в столкновениях Au+Au для  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4, 130$  и  $200$  ГэВ. Приведенные погрешности представляют собой квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей

$K^-/K^+$  близко к единице, но остается меньше нее. При  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$  ГэВ это отношение становится немного меньше. Это может быть связано с возрастанием чистой барионной плотности в зоне столкновений, что приводит к изменениям при сопутствующем рождении каонов вследствие преобладания  $u$ - и  $d$ -кварков над соответствующими анти-кварками, и, соответственно, способствует преобладанию рождения барионов по сравнению с анти-барионами и  $K^+$  по сравнению с  $K^-$ . Как оказалось, при  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$  ГэВ имеет место тенденция к уменьшению отношения с ростом центральности, что связано, по-видимому, со значительным увеличением чистой барионной плотности.

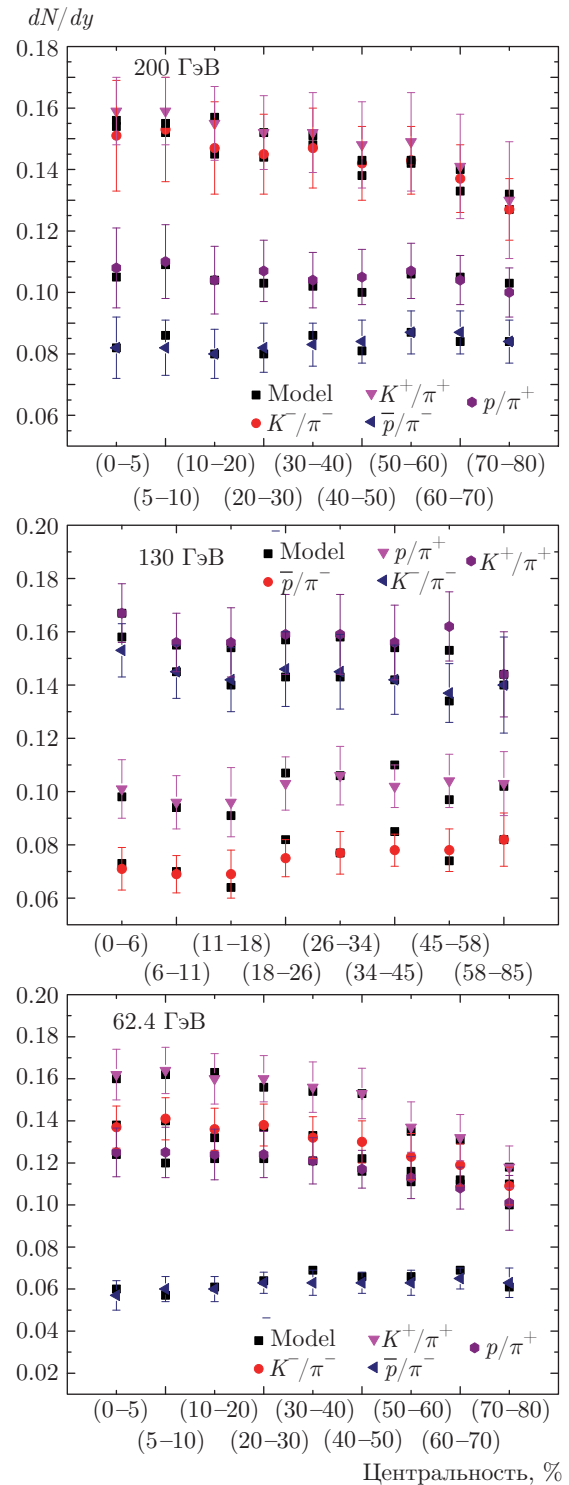
Из рисунка видно, что при возрастании центральности в столкновениях Au+Au при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  и  $130$  ГэВ отношение выхода  $\bar{p}/p$  слабо убывает. Это указывает на то, что при таких энергиях преобладает рождение пар частиц. При  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$  ГэВ это отношение оказывается значительно меньше, причем оно существенно убывает с ростом центральности. Резкое уменьшение отношения выхода  $\bar{p}/p$  при возрастании центральности согласуется с более сильным торможением барионов при центральных столкновениях на таких энергиях, а потому и с более высокой степенью переноса числа барионов из быстроты пучка. Видно, что интенсивность рождения пар барион-анти-барион с ростом энергии столкновений возрастает, в то время как торможение барионов усиливается с ростом центральности столкновений и ослабляется с ростом энергии столкновений.

На рис. 3 показаны зависимости результирующих выходов протонов (разница между числом рожденных протонов и анти-протонов) от центральности для трех различных значений энергии столкновений:  $\sqrt{s_{NN}} = 200, 130$  и  $62.4$  ГэВ. Видно, при средней скорости для всех значений энергии столкновений имеется некоторое окончательное результирующее число барионов, при этом оно медленно убывает при переходе к периферическим столкновениям и становится практически равным нулю для наиболее периферических столкновений. Таким образом, периферические столкновения должны демонстрировать более сильный эффект прозрачности, чем центральные. Далее, оказалось, что число протонов увеличивается при переходе к более низким энергиям столкновений, особенно сильно оно возрастает при  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$  ГэВ.

На рис. 4 показаны зависимости разнообразных отношений выходов частиц в столкновениях Au+Au от центральности столкновений для трех различ-



**Рис. 3.** (В цвете онлайн) Зависимости результирующих выходов протонов от центральности в столкновениях Au+Au для  $\sqrt{s_{NN}} = 200, 130$  и 62.4 ГэВ. Приведенные погрешности представляют собой квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей



**Рис. 4.** (В цвете онлайн) Зависимости отношений выходов различных частиц от центральности столкновений для  $\sqrt{s_{NN}} = 200, 130$  и 62.4 ГэВ. Приведенные погрешности представляют собой квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей

ных значений энергии столкновений:  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4, 130$  и  $200$  ГэВ. Видно, что отношение выхода  $\bar{p}/\pi^-$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ не зависит от центральности. Величина отношения выхода  $\bar{p}/\pi^-$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$  ГэВ ниже, чем при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ для всех значений центральности, это указывает на то, что даже при таких высоких энергиях значение энергии столкновений существенно влияет на рождение тяжелых частиц. Хотя результирующая плотность барионов увеличивается с ростом центральности, особенно при  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$  ГэВ, она не оказывает существенного влияния на отношение выхода  $\bar{p}/\pi^-$ , что предполагает, что поглощение анти-барионов при таких энергиях не является значительным эффектом. Отношение  $p/\pi^+$  является постоянным и не зависит от центральности при  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  и  $200$  ГэВ, а при  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$  ГэВ демонстрирует тенденцию к росту при возрастании центральности.

На рис. 4 также показаны результаты исследований зависимости рождения каонов от центральности в столкновениях Au+Au для трех различных значений энергии на RHIC. Каоны несут почти 90 % странных кварков, рождающихся в столкновениях, поэтому отношение выхода  $K/\pi$  можно использовать для исследования рождения странности и возможности повышения странности. Отношение  $K/\pi$  медленно растет с ростом центральности столкновений для одинаковых столкновительных систем. Этот рост является особенно существенным при энергиях столкновений 62.4 ГэВ. Успешное описание отношений выходов частиц с помощью предложенной модели предполагает, что в таких столкновениях рождение частиц имеет статистическую природу, и тем самым подтверждается справедливость нашего подхода.

### 3. СВОЙСТВА ВЫМОРАЖИВАНИЯ

Параметры химического вымораживания в терминах химического потенциала ( $\mu_B = a$ ) для случая средней быстроты и температуру химического вымораживания  $T$  можно получить, используя в рамках предложенной модели различные подгонки выходов адронов и их отношений, как это обсуждалось в разд. 2. Кроме того, такие подгонки позволяют получить значения параметра модели  $r_0$ , представляющего собой поперечный размер системы, для случая средней быстроты. В таблице приведены параметры химического вымораживания и поперечные размеры системы для различных значений энергии столкновений и центральности.

Видно, что барионный химический потенциал возрастает с ростом центральности столкновений в столкновениях тяжелых ионов, особенно при  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$  ГэВ, что соответствует результатам для отношения выхода  $\bar{p}/p$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$  ГэВ, приведенным на рис. 2. Возрастание химического потенциала для случая средней быстроты связано с тем фактом, что в центральных столкновениях торможение выражено сильнее, чем в периферических. Кроме того, температура химического вымораживания слегка увеличивается при переходе к периферическим столкновениям, хотя она остается близкой к предсказанной с помощью КХД температуре фазового перехода, равной 170–180 МэВ [11] или 176 МэВ [12]. Таким образом, химическое вымораживание происходит вблизи границы фазового перехода. Температура химического вымораживания, равная  $T = 166.3$  МэВ, полученная при  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  ГэВ, согласуется со значением  $T = 165$  МэВ, полученным в работе [13].

Практически все значения температуры химического вымораживания, полученные при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ, лежат между соответствующими значениями, полученными при  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$  и  $130$  ГэВ (по крайней мере для случаев центральных и полужентральных столкновений), однако различия не столь существенны. Таким образом, это, по-видимому, не является физическим результатом и в целом им можно пренебречь. Представляется, что взаимодействия, влияющие на относительный избыток данного вида частиц, являются пренебрежимыми в адронной фазе, поэтому можно утверждать, что можно связать температуру вымораживания с температурой фазового перехода.

На рис. 5 приведены зависимости размеров системы от центральности столкновений. Видно, что размеры системы для случая средней быстроты уменьшаются при переходе к периферическим столкновениям, как и ожидалось, в соответствии с геометрией столкновительной системы. Другими словами, для случая средней быстроты радиус фэйрбола растет с ростом центральности почти линейно. Размер системы при переходе к более высоким энергиям также возрастает, это сильнее проявляется в наиболее центральных столкновениях, в то время как в периферических столкновениях размер системы остается неизменным для всех рассматриваемых значений энергии. Из рис. 5 также видно, что для энергий  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  и  $200$  ГэВ в столкновении Au+Au размеры системы различаются незначительно для всех классов центральности, соответствующие кривые на рисунке практически

**Таблица.** Параметры химического вымораживания, температура химического вымораживания и поперечный размер системы, полученные подгонкой выходов адронов и их отношений (см. разд. 2)

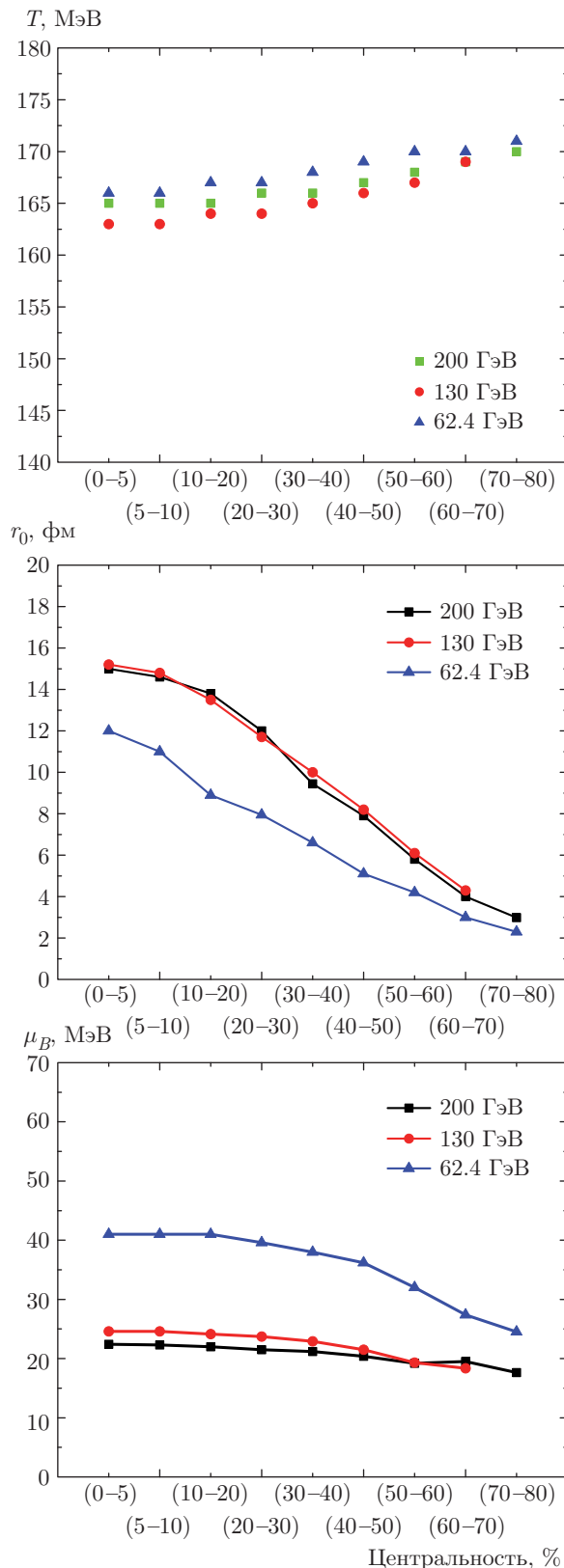
$\sqrt{s_{NN}}$ , ГэВ	Центральность, %	$\mu_B = a$ , МэВ	$T$ , МэВ	$r_0$ , фм
200	(0–5)	22.40	165	15.60
	(5–10)	22.30	165	14.60
	(10–20)	22.00	165	13.80
	(20–30)	21.50	166	12.00
	(30–40)	21.20	166	9.44
	(40–50)	20.40	167	7.90
	(50–60)	19.20	168	5.80
	(60–70)	19.52	169	4.00
130	(70–80)	17.62	170	2.98
	(0–6)	24.60	163	15.20
	(6–11)	24.60	163	14.80
	(11–18)	24.12	164	13.50
	(18–26)	23.70	164	11.70
	(26–34)	22.91	165	10.00
	(34–45)	21.50	166	8.20
	(45–58)	19.32	167	6.10
62.4	(58–85)	18.35	169	4.30
	(0–5)	41.00	166	12.00
	(5–10)	41.00	166	11.00
	(10–20)	41.00	167	8.50
	(20–30)	39.60	167	7.50
	(30–40)	38.00	168	6.60
	(40–50)	36.20	169	5.10
	(50–60)	32.00	170	4.20
(60–70)	27.37	170	3.00	
(70–80)	24.52	171	2.30	

совпадают. Поведение химического потенциала заданной системы указывает на то, что при возрастании энергии столкновений от  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$  ГэВ до  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ результирующая барионная плотность уменьшается.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведен анализ выходов адронов и их отношений в столкновениях Au+Au в экспериментах на RHIC в сравнении с результатами,





**Рис. 5.** (В цвете онлайн) Зависимости температуры химического вымораживания  $T$ , размера системы  $r_0$  и барионного химического потенциала  $\mu_B$  от центральности для  $\sqrt{s_{NN}} = 200, 130$  и  $62.4$  ГэВ для случая средней быстроты

полученными с помощью единой статистической модели термического вымораживания. Хорошее согласие между результатами предложенной модели и экспериментальными данными говорит о том, что модель обладает высокой степенью предсказательности для описания объемных свойств различных кратностей частиц. Кроме того, высказано предположение о статистической природе рождения частиц в таких столкновениях и обоснована справедливость предложенного подхода. Это также подтверждает термализацию фэйрбола, который образуется в результате столкновений тяжелых ионов. Подгонка экспериментальных данных и результатов вычислений, полученных с помощью предложенной модели, позволяет получить температуру и барионный химический потенциал при гидродинамическом вымораживании. Полученное значение температуры при химическом вымораживании близко к предсказанному с помощью решеточной КХД значению температуры фазового перехода, откуда следует, что химическое вымораживание происходит вблизи границы фазового перехода сразу после адронизации. В экспериментах на RHIC для всех систем и энергий в системе центров масс температура химического вымораживания оказывается универсальной. Поперечный размер для случая средней быстроты получается с помощью подгонки выхода частиц  $dN/dy$ . Размер системы уменьшается при переходе к более периферическим столкновениям. Отношение выходов  $\bar{p}/p$  в столкновениях Au+Au, будучи скорее независимым от центральности при  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  и  $200$  ГэВ, резко падает при росте центральности при  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$  ГэВ. Это указывает на более значительное содержание результирующих барионов для случая средней быстроты в столкновениях Au+Au при  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$  ГэВ. Барионный химический потенциал сильно зависит от центральности в столкновениях Au+Au при  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$  ГэВ, демонстрируя тенденцию к уменьшению при переходе к периферическим столкновениям, в то время как при  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  и  $200$  ГэВ его изменения не столь значительны.

Автор выражает благодарность за финансовую поддержку Комиссии по грантам Университета Нью Дели.

## ЛИТЕРАТУРА

1. U. W. Heinz, Nucl. Phys. A **661**, 140 (1999).

2. F. Becattini, Z. Phys. C **69**, 485 (1996); F. Becattini and U. Heinz, *ibid.* **76**, 269 (1997); F. Becattini and G. Passaleva, Eur. Phys. J. C **23**, 551 (2002); F. Becattini, Nucl. Phys. A **702**, 336 (2002).
3. M. van Leeuwen et al. (NA49 Collaboration), Nucl. Phys. A **715**, 161c (2003).
4. F. Becattini, J. Manninen, and M. Gazdzicki, Phys. Rev. C **73**, 044905 (2006).
5. I. Kraus, J. Cleymans, H. Oeschler, K. Redlich, and S. Wheaton, Phys. Rev. C **76**, 064903 (2007).
6. J. Cleymans and K. Redlich, Phys. Rev. Lett. **81**, 5284 (1998); J. Cleymans and K. Redlich, Phys. Rev. C **60**, 054908 (1999).
7. B. Biedron and W. Broniowski, Phys. Rev. C **75**, 054905 (2007).
8. S. Uddin et al., J. Phys. G **39**, 015012 (2012); S. Uddin et al., Nucl. Phys. A **934**, 121 (2015); S. Uddin et al., Adv. High Energy Phys., 154853 (2015); R. A. Bhat et al., Nucl. Phys. A **935**, 43 (2015).
9. P. Koch, B. Muller, and J. Rafelski, Phys. Rep. **142**, 187 (1986).
10. B. I. Abelev et al. (STAR Collaboration), Phys. Rev. C **79**, 034909 (2009).
11. S. K. Tiwari and C. P. Singh, Adv. High Energy Phys., 805413 (2013).
12. J. Noronha-Hostler, H. Ahmad, J. Noronha, and C. Greiner, Phys. Rev. C **82**, 024913 (2010).
13. J. Cleymans, B. Kampfer, M. Kaneta, S. Wheaton, and N. Xu, Phys. Rev. C **71**, 054901 (2005).