

СПЕКТРЫ КИНЕТИЧЕСКОГО ВЫМОРАЖИВАНИЯ ОТОЖДЕСТВЛЕННЫХ ЧАСТИЦ, РОЖДЕННЫХ В СТОЛКНОВЕНИЯХ p -Pb ПРИ $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ

*Инам-уль Башир**, *С. Уддин*

*Национальный Исламский университет
110025, Нью Дели, Индия*

Поступила в редакцию 15 декабря 2015 г.,
после переработки 20 октября 2016 г.

(Перевод с английского)

KINETIC FREEZE-OUT SPECTRA OF IDENTIFIED PARTICLES

PRODUCED IN p -Pb COLLISIONS AT $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV

Inam-ul Bashir, S. Uddin

Исследуются спектры поперечных импульсов отождествленных пионов ($\pi^+ + \pi^-$), каонов ($(K^- + K^+)$, K_0^s), протонов ($p + \bar{p}$) и лямбда-гиперонов ($\Lambda + \bar{\Lambda}$), рожденных в столкновениях p -Pb при средних быстройтах ($0 < y_{cm} < 0.5$) с наибольшей центральностью (0–5) % при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ, которые сравниваются с результатами, полученными с использованием единой статистической модели термического вымораживания (Unified Statistical Thermal Freeze-out Model, USTFM). Результаты для пионов получены вплоть до $p_T = 3$ ГэВ, для каонов ($K^- + K^+$) — вплоть до $p_T = 2.5$ ГэВ, для K_0^s — вплоть до $p_T = 7$ ГэВ, а для барионов (протонов и лямбда-гиперонов) — вплоть до $p_T = 3.5$ ГэВ. Наблюдается хорошее согласие между результатами вычислений и экспериментальными данными, полученными в эксперименте ALICE. Оказалось, что спектры поперечных импульсов для тяжелых частиц являются более плоскими, чем для легких. Объемные свойства вымораживания, а именно, температура кинетического вымораживания и скорость поперечного коллективного потока, получены путем подгонки спектров поперечных импульсов этих адронов. Кроме того, были учтены вклады резонансных распадов.

DOI: 10.7868/S0044451017030000

1. ВВЕДЕНИЕ

Статистические и гидродинамические модели предсказывают существование на начальном этапе горячей и плотной материи, которая быстро расширяется и охлаждается, в конечном счете претерпевая переход в фазу адронного газа [1]. Вид коллективного гидродинамического потока изменяется от исходно обусловленного градиентами давления до характерной зависимости формы распределения поперечного импульса (p_T) от массы частиц, которую можно описать с помощью температуры кинетического вымораживания T и коллективной скорости

расширения β_T [2]. Интерпретация результатов для тяжелых ионов существенно зависит от сравнения с результатами, полученными для меньших столкновительных систем, таких как протон–протон (p - p) или протон–ядро (p - A). Столкновения протон–ядро (p - A) являются промежуточными между столкновениями протон–протон (p - p) и ядро–ядро (A - A) в том, что касается размера системы и числа рождающихся частиц. Можно ожидать, что на рождение частиц при столкновениях p - A , в отличие от столкновений p - p , должно оказывать влияние начальное состояние ядра. Сравнение рождения частиц в столкновениях p - p , p - A и A - A часто используется для того, чтобы различать влияние начального и конечного состояний. Измерения, проведенные для столкновений p -Pb на БАК, позволяют отнести влияние конечного состояния при столкновениях тя-

* E-mail: inamhep@gmail.com

желых ионов к формированию горячей КХД-материи [3]. p_T -распределения и выходы частиц различных масс для низких и промежуточных импульсов при энергиях меньше нескольких ГэВ (порядка 3–4 ГэВ) могут давать важную информацию о системах, возникающих в реакциях адронов при высоких энергиях. Это связано с тем, что подавляющее большинство частиц рождаются в этой мягкой области, где, как ожидается, должна формироваться система, находящаяся в тепловом равновесии. Экспериментальные измерения заряженных каонов являются важным средством для дальнейшего понимания того, как происходит термализация системы, и объяснения механизма рождения странности в этих столкновениях. В наших предыдущих работах [4, 5] мы исследовали рождение частиц при столкновениях p - p и Pb - Pb на БАК, используя феноменологический USTFM-подход. В обоих случаях наблюдался значительный коллективный поток, что подтверждает предположение о полной термализации полученной системы в данных столкновениях на БАК. Таким образом, представляет интерес изучение свойств среды для системы, полученной в столкновениях p - Pb , которые можно рассматривать как промежуточные между столкновениями p - p и p - Pb . Для изучения рождения частиц в КХД-материи, полученной в столкновениях p - Pb , требуется систематическое исследование отождествленных частиц в широком диапазоне значений p_T . Поэтому в настоящей работе мы воспользовались тем же феноменологическим подходом для воспроизведения p_T -распределений со средними быстротами ($0 < y_{cm} < 0.5$) отождествленных частиц, рожденных в столкновениях p - Pb на БАК при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ. Модель, рассмотренная в работах [4–9], учитывает эффекты как продольного, так и поперечного гидродинамических потоков в возникшей системе. Также учтены вклады от резонансных распадов в те или иные адроны.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Подробное описание используемой модели можно найти в работах [4–9]. В предположении, что при вымораживании система достигает термохимического равновесия, можно сказать, что распределения импульсов адронов, испущенных из расширяющегося первичного фэйрбола (начального состояния Вселенной), характеризуются лоренц-инвариантной формулой Купера – Фрая [10]

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

где Σ_μ представляет собой трехмерную гиперповерхность вымораживания, а $g = 2J + 1$ — степень вырождения расширяющегося релятивистского адронного газа. После учета вкладов резонансных распадов для формы спектра поперечных импульсов частиц окончательно получаем [5, 7]

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

где

$$\alpha = \frac{m_h}{m^2}, \quad \theta = \frac{1}{T}.$$

Инвариантное сечение будет иметь одинаковое значение во всех лоренцевых системах координат, а именно,

$$E \frac{d^3N}{d^3p} = E' \frac{d^3N}{d^3p'}. \quad (3)$$

Нижний индекс h в уравнении (2) соответствует распадающемуся (родительскому) адрону. Кинематика распада на два тела дает следующие выражения для импульса и энергии рожденного адрона в «неподвижной» системе отсчета, связанной с распадающимся адроном:

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

где m_j — масса другого адрона, получающегося при распаде вместе с первым. Предполагается, что поперечная компонента скорости расширяющегося первичного адронного фэйрбола, β_T , изменяется при изменении поперечной координаты r в соответствии с волновой моделью Бласта:

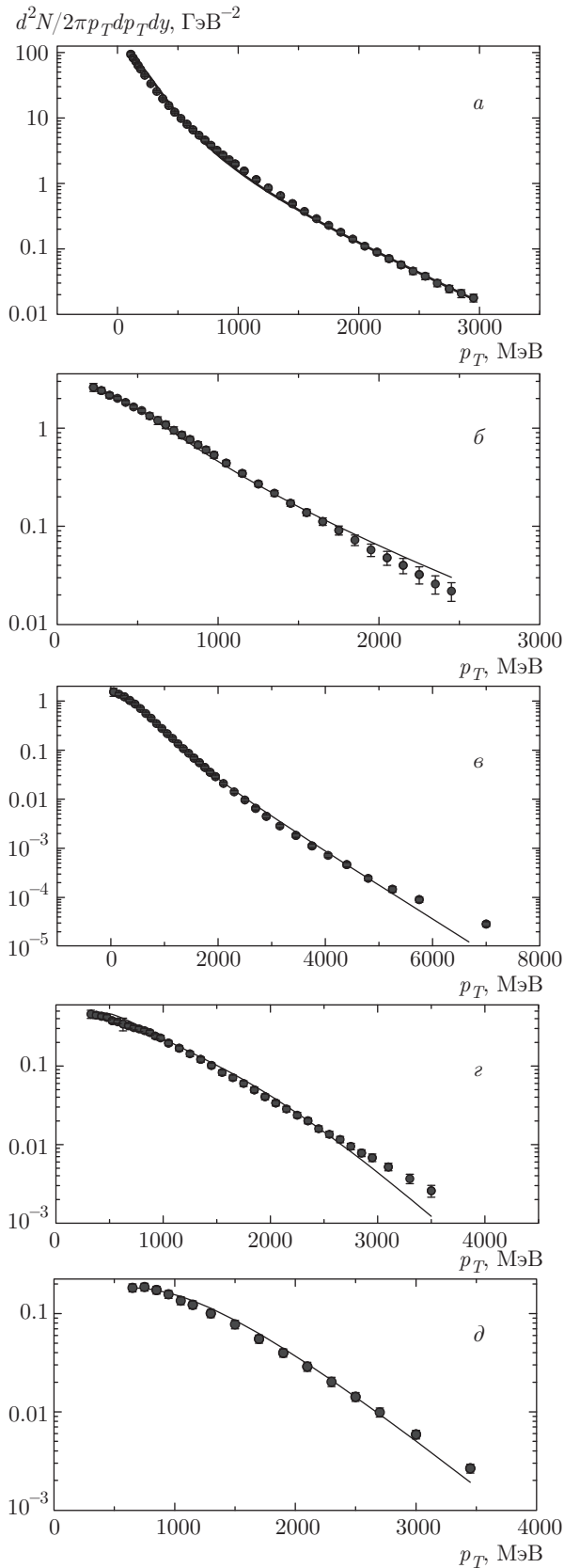
$$\beta_T(r) = \beta_T^s \left(\frac{r}{R} \right)^n \dots, \quad (4)$$

где n — индекс, фиксирующий профиль $\beta_T(r)$ в поперечном направлении, а β_T^s — скорость поперечного расширения поверхности адронной жидкости, которая, в силу параметризации, в нашей модели является фиксированной:

$$\beta_T^s = \beta_T^0 \sqrt{1 - \beta_z^2}.$$

Это соотношение также необходимо, чтобы чистая скорость β любого элемента течения удовлетворяла уравнению

$$\beta = \sqrt{\beta_T^2 + \beta_z^2} < 1.$$



На рисунке приведены p_T -распределения для пионов ($\pi^- + \pi^+$), каонов ($(K^- + K^+), K_0^s$), протонов ($p + \bar{p}$) и лямбда-гиперонов ($\Lambda + \bar{\Lambda}$), рожденных при средних быстротах ($0 < y_{cm} < 0.5$) в наиболее центральных (0–5) % столкновениях p -Pb при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ.

В настоящей работе мы предполагали, что при средних быстротах барионный химический потенциал должен быть примерно равен нулю [5, 11], если допустить, что барионно-симметричная материя должна быть сформирована при условии высокой степени ядерной прозрачности в ядро-ядерных столкновениях при энергиях БАК, т. е. мы воспользовались подходом Бьёркена. Мы использовали метод минимума распределения χ^2 на одну степень свободы для подгонки экспериментальных данных, полученных в эксперименте ALICE [12]. Оказалось, что p_T -распределения нечувствительны к значению σ (ширина распределения материи), поэтому в нашей модели мы положили его равным 5 [5].

Из рисунка видно, что экспериментальные данные (темные квадраты) и предсказания модели (сплошные кривые) находятся в хорошем соответствии, что указывает на статистическую природу рождения частиц и, тем самым, подтверждает справедливость нашего подхода. Однако при больших значениях поперечного импульса p_T между теоретическими кривыми и экспериментальными точками наблюдается небольшое расхождение. Это связано с тем, что при таких больших поперечных импульсах адронные спектры нельзя описывать с помощью статистических гидродинамических вычислений. Адроны, которые детектируются в этой области, в основном сформированы партонами, которые возникают как результат жестких процессов. Они возникают как результат прямого распада партонов высокой энергии в сталкивающихся пучках и поэтому не могут термализоваться посредством процесса многократных столкновений [5].

Однако в случае заряженных каонов при больших значениях p_T мы наблюдаем несколько другую картину. Причина этого отличия в настоящий момент не вполне ясна. Различные условия вымораживания, а также соответствующие значения минимума распределения χ^2 на одну степень свободы, полу-

p_T -распределения для различных адронов, рожденных в столкновениях p -Pb при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ. a — ($\pi^- + \pi^+$), $б$ — ($K^- + K^+$), $в$ — K_0^s , $г$ — ($p + \bar{p}$), $д$ — ($\Lambda + \bar{\Lambda}$). Ошибки представляют собой сумму систематической и статистической погрешностей

Таблица. Параметры кинетического вымораживания адронов

Частицы	β_T^0	T , МэВ	n	$\chi^2/\text{ст. св.}$
$(\pi^- + \pi^+)$	0.95 ± 0.01	75 ± 1	3.17 ± 0.02	2.16
$(p + \bar{p})$	0.87 ± 0.01	96 ± 1	2.10 ± 0.02	2.0
K_0^s	0.87 ± 0.01	143 ± 2	3.42 ± 0.02	2.0
$(K^- + K^+)$	0.93 ± 0.01	133 ± 1	3.30 ± 0.02	0.88
$(\Lambda + \bar{\Lambda})$	0.78 ± 0.01	160 ± 1	1 ± 0.02	1.17

ченные подгонкой p_T -распределений этих адронов, приведены в таблице. Как видно из таблицы, значительная величина коллективного потока наблюдается для всех исследуемых частиц в столкновениях p -Pb на БАК. Это указывает на термализацию полученной системы и на возможность формирования кварк-глюонной плазмы в столкновениях p -Pb на БАК [13]. Возможное влияние коллективного потока в столкновениях p -Pb предполагалось также в работах [14–17]. При переходе от легких частиц к более тяжелым скорость коллективного потока убывает, а температура вымораживания возрастает. Такая тенденция, известная как последовательное вымораживание, аналогична тому, что было получено для случая столкновений Pb-Pb на БАК [5] и столкновений Au-Au на RHIC (коллайдер релятивистских тяжелых ионов) [7]. Однако в столкновениях p -p на БАК это не так [4], в этом случае явление последовательного вымораживания не столь ярко выражено. Это связано с тем, что последовательное вымораживание адронов в столкновениях p -Pb можно приписать раннему вымораживанию массивных частиц (гиперонов), когда температура высока, а коллективный поток находится на ранней стадии развития, при этом, соответственно, значение β_T^0 мало. Раннее вымораживание этих частиц обусловлено меньшим сечением рассеяния на адронном веществе.

Хотя спектры в основном определяются температурой вымораживания T и поперечной скоростью потока β_T^0 , на них также влияет форма профиля скорости потока. Это связано с тем, что форма спектра зависит от скорости потока нелинейно. Это проявляется в том, что индекс профиля скорости n для спектров различных частиц имеет различные значения. Оказалось, что значение параметра n для поперечной скорости потока больше для более легких частиц, чем для более тяжелых. Такая тенден-

ция также наблюдалась в столкновениях Pb-Pb на БАК [5]. Спектры поперечных импульсов более тяжелых частиц демонстрируют уширение, что также наблюдалось в столкновениях Pb-Pb на БАК [5] и столкновениях Au-Au на RHIC [7]. Подобное уширение p_T -спектров находит свое естественное объяснение в коллективном распаде системы [18]. Аналогия между сценарием последовательного вымораживания и уширением p_T -спектров в столкновениях p -Pb и Pb-Pb на БАК, а также в столкновениях Au-Au на RHIC позволяет нам сделать вывод о том, что в столкновениях p -Pb система ведет себя скорее как система, состоящая из тяжелых ионов, чем как система, рожденная в адрон-адронных взаимодействиях. Это, помимо формы коллективного потока, подтверждает справедливость нашего подхода к системам, в которых происходят столкновения p -A на БАК.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нам удалось воспроизвести p_T -спектры отождествленных пионов ($\pi^- + \pi^+$), каонов ($(K^- + K^+)$, K_0^s), протонов ($p + \bar{p}$) и лямбда-гиперонов ($\Lambda + \bar{\Lambda}$), рожденных в столкновениях p -Pb при средних быстротах с наибольшей центральностью на БАК, которые сравниваются с результатами, полученными с помощью единой статистической модели термического вымораживания (USTFM). Хорошее согласие между теоретическими результатами и экспериментальными данными указывает на статистический характер рождения частиц и, тем самым, подтверждает справедливость нашего подхода. Условия термического вымораживания соответствуют явлению последовательного вымораживания различных частиц, что подтверждается в столкновениях тяжелых ионов на БАК и RHIC. Получено, что в столкновениях p -Pb в системе возникает значительный коллективный поток. Это указывает на то, что система оказывается термализованной, и поэтому в таких столкновениях возможно формирование кварк-глюонной плазмы.

Авторы выражают благодарность Университетской комиссии по присуждению грантов за финансовую поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. Muller and J. L. Nagle, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **56**, 93 (2006).

2. E. Schnedermann, J. Sollfrank, and U. W. Heinz, *Phys. Rev. C* **48**, 2462 (1993).
3. C. Salgado, J. Alvarez-Muniz, F. Arleo, N. Armesto, M. Botje et al., *J. Phys. G* **39**, 015010 (2012).
4. Inam-ul Bashir, R. A. Bhat, and S. Uddin, arXiv:1510.05894 [hep-ph].
5. S. Uddin et al., *Adv. HEP*, 154853 (2015).
6. S. Uddin et al., *J. Phys. G* **39**, 015012 (2012).
7. S. Uddin et al., *Nucl. Phys. A* **934**, 121 (2015).
8. Inam-ul Bashir et al., *Int. J. Mod. Phys. A* **30**, 1550139 (2015).
9. Inam-ul Bashir et al., *JETP* **121**, 206 (2015).
10. F. Cooper and G. Frye, *Phys. Rev. D* **186**, (1974).
11. J. D. Bjorken, *Phys. Rev. D* **27**, 140 (1983).
12. B. Abelev et al., ALICE Collaboration, *Phys. Lett. B* **728**, 25 (2014).
13. S. A. Bass et al., *Nucl. Phys. A* **661**, 205 (1999).
14. A. Adare et al., PHENIX Collaboration, arXiv:1303.1794.
15. S. Chatrchyan et al., CMS Collaboration, *Phys. Lett. B* **718**, 795 (2013).
16. B. Abelev et al., ALICE Collaboration, *Phys. Lett. B* **719**, 29 (2013).
17. G. Aad et al., ATLAS Collaboration, arXiv:1212.5198.
18. U. W. Heinz, *Concepts of Heavy Ion Physics*, Preprint, CERN-2004-001-D (2004).