

PACS 25.75.-q 14.20.Jn, 14.40.-n 12.38.Mh

**РОЖДЕНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ СТРАННЫХ АДРОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ПРИ ЭНЕРГИЯХ $\sqrt{s_{NN}} = 8,7-17,3$ ГэВ****В.А. Кизка¹, А.Ю. Корчин^{1,2}, В.С. Трубников¹**¹Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»
61108, Харьков, ул. Академическая 1, Украина²Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина
61022, Харьков, пл. Свободы 4, Украинаe-mail: Victor.Trubnikov@cern.ch

Received May 3, 2013

Представлены данные по рождению нейтральных странных адронов в столкновениях тяжелых ионов (Au+Au, Pb+Pb) при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 8,7-17,3$ ГэВ. Сравниваются отношения выходов нейтральных странных адронов Λ^0/K_S^0 для разных центральных столкновений тяжелых ионов. Изучается фактор ядерной модификации R_{CP} как функция поперечного импульса при различных энергиях столкновений тяжелых ионов. Данные эксперимента по Au+Au столкновениям при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ сравниваются с теоретическими моделями (UrQMD2.3, EPOS1.67, HIJING1.7), описывающими динамику процессов столкновения тяжелых ионов. Показано, что модель UrQMD2.3, описывающая столкновение ядер без привлечения партонных степеней свободы, дает лучшее согласие с экспериментом, чем модели EPOS1.67 и HIJING1.7, учитывающие партонные степени свободы.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: нейтральные странные адроны, фактор ядерной модификации, партонные степени свободы.**NEUTRAL STRANGE HADRON PRODUCTION IN HEAVY ION COLLISIONS AT ENERGIES $\sqrt{s_{NN}} = 8,7-17,3$ GeV****V.A. Kizka¹, A. Yu. Korchin^{1,2}, V.S. Trubnikov¹**¹National Science Center «Kharkov Institute of Physics and Technology»
1, Akademicheskaya St., Kharkov, 61108, Ukraine²V.N. Karazin Kharkiv National University
Svobody Sq. 4, 61022, Kharkiv, Ukraine

The data on the yield of neutral strange hadrons at the collisions of heavy ions (Au+Au, Pb+Pb) at energies $\sqrt{s_{NN}} = 8,7-17,3$ GeV are presented. The ratios of yields of the neutral strange hadrons Λ^0/K_S^0 are compared for the different centrality collisions of heavy ions. The nuclear modification factor R_{CP} as function of transverse momentum for different colliding energies is investigated. The experimental results for Au+Au collisions at energy $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ GeV are compared with the different theoretical models (UrQMD2.3, EPOS1.67, HIJING1.7), describing the dynamics of processes of heavy ions collision. It was shown that the model UrQMD2.3, describing heavy ion collisions without using partonic degrees of freedom being created in area of heavy ion interaction, gives better agreement with experimental data than the models EPOS1.67 and HIJING1.7 that use the partonic degrees of freedom.

KEY WORDS: neutral strange hadrons, nuclear modification factor, parton degree of freedom.**НАРОДЖЕННЯ НЕЙТРАЛЬНИХ ДИВНИХ АДРОНІВ В ЗІТКНЕННЯХ ВАЖКИХ ІОНІВ ПРИ ЕНЕРГІЯХ** **$\sqrt{s_{NN}} = 8,7-17,3$ ГеВ****В.А. Кізка¹, О.Ю. Корчін^{1,2}, В.С. Трубніков¹**¹Національний науковий центр „Харківський фізико-технічний інститут”
61108, Харків, вул. Академічна 1, Україна¹Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
майдан Свободи 4, 61022, Харків, Україна

Наводяться дані по утворенню нейтральних дивних адронів в зіткненнях важких іонів (Au+Au, Pb+Pb) при енергіях $\sqrt{s_{NN}} = 8,7-17,3$ ГеВ. Порівнюються відношення виходів нейтральних дивних адронів Λ^0/K_S^0 для різних центральностей зіткнень важких іонів. Вивчається фактор ядерної модифікації R_{CP} як функція поперечного імпульсу при різних енергіях зіткнень важких іонів. Дані експерименту по Au+Au зіткненням при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГеВ порівнюються з теоретичними моделями (UrQMD2.3, EPOS1.67, HIJING1.7), що описують динаміку процесів зіткнення важких іонів. Показано, що модель UrQMD2.3, яка описує зіткнення ядер без залучення партонних ступенів свободи, дає кращу згоду з експериментом, ніж моделі EPOS1.67 і HIJING1.7, що враховують партонні ступені свободи.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: нейтральні дивні адрони, фактор ядерної модифікації, партонні ступені свободи.

Для изучения фазового перехода между адронной и партонной фазами ядерной материи на RHIC (Relativistic Heavy Ions Collider, Brookhaven Laboratory) и SPS (Super Proton Synchrotron, CERN) были проведены эксперименты по столкновению тяжелых ионов золота (RHIC) и свинца (SPS) в интервале энергии,

приходящейся на пару сталкивающихся нуклонов, $\sqrt{s_{NN}} = 7,7; 11,5; 39$ ГэВ (коллаборация STAR на RHIC) [1] и 8,7; 17,3 ГэВ (коллаборации NA49, NA57 на SPS) [2]. Повышенный выход странных адронов в столкновениях тяжелых ионов в сравнении с протон-протонными столкновениями при энергиях порядка $\sqrt{s_{NN}} = 6-9$ ГэВ, рассматривался как сигнал образования Кварк-Глюонной Плазмы [3] Согласно каноническим статистическим моделям, увеличение рождения странных адронов в ядро-ядерных столкновениях может происходить благодаря “смягчению” ограничений по квантовым правилам отбора из-за открытия дополнительных каналов ядерных реакций, связанных с множественным перерассеянием частиц в ядерной среде. Это отличается от случая протон-протонных (p + p) столкновений, в которых малый фазовый объем выходного канала существенно ограничивает выход странных частиц [4]. В данной работе приводится сравнение результатов по выходу нейтральных странных адронов, полученных коллаборацией STAR при энергии столкновения ядер золота $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ с результатами коллабораций SPS при энергиях столкновения ядер свинца $\sqrt{s_{NN}} = 8,7$ и 17,3 ГэВ. Результаты STAR для указанной энергии сравниваются с предсказаниями нескольких теоретических моделей.

Результаты, полученные в процессе обработки данных эксперимента STAR (RHIC) при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ одним из авторов, публикуются впервые. Основная цель статьи – провести физический анализ экспериментальных результатов, сравнить их с результатами других экспериментов и с теоретическими расчетами, выполненными в рамках современных моделей-генераторов столкновений ионов.

СПЕКТРЫ Λ^0 -ГИПЕРОНОВ И K_S^0 -МЕЗОНОВ

На рис. 1 показаны распределения Λ^0 -гиперонов и K_S^0 -мезонов в зависимости от поперечного импульса p_T частицы для разных центральностей столкновений ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ. Центральность столкновений в нашем случае определяется в процентах, как доля от полного сечения процесса. При этом считается, что 0-5% соответствует лобовым столкновениям ионов (с минимальным прицельным параметром и отвечающим максимальной множественности заряженных адронов), а 90-100% соответствуют ультра-периферическим столкновениям (с прицельным параметром близким к сумме радиусов сталкивающихся ионов и отвечающим минимальной множественности). Распределения приведены для области быстрот $|y| < 1$, где быстрота определяется соотношением $y = 0,5 \cdot \ln[(E+p_z)/(E-p_z)]$ (E – энергия частицы, p_z – продольная компонента ее 3-импульса). Экспериментальные спектры фитировались функцией Максвелла-Больцмана вида $A m_T e^{-(m_T - m_0)/T}$, где $m_T = (p_T + m_0)^{1/2}$, и m_0 – масса частицы. Параметр наклона спектра T интерпретируется как температура среды, образовавшейся в результате столкновения ядер. В таблице приведены значения параметра наклона при разных энергиях соударения тяжелых ионов. Из рис. 1a виден слабый рост температуры T с увеличением центральности столкновения тяжелых ионов для спектра K_S^0 мезонов. Из данных NA57 (таблица 1) для спектра K_S^0 мезонов, изменений температуры с изменением центральности практически не наблюдается. Из рис. 1b для Λ^0 гиперонов, зависимость параметра наклона от центральности столкновения ядер также не наблюдается. Слабое увеличение температуры с увеличением центральности для спектров Λ^0 видно из данных NA57.

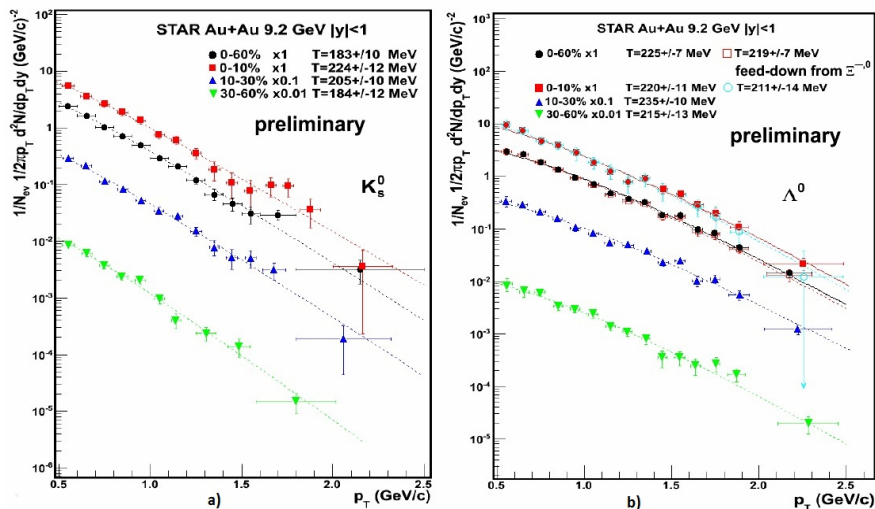


Рис.1. Распределения по поперечному импульсу странных адронов, рожденных в столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ. а) Зависимость выхода K_S^0 -мезонов от поперечного импульса для разных центральностей столкновений. б) То же для Λ^0 -гиперонов. Кривые фитировались больцмановским распределением (см. в тексте). Для Λ^0 при центральности 0-10% и 0-60% показан спектр после вычета вклада Λ^0 -гиперонов, рожденных в слабых распадах Ξ^0 и Ξ^0 -гиперонов.

Таблица.

Параметр наклона T (МэВ) спектра странных адронов для разных энергий столкновений тяжелых ядер. Первая ошибка статистическая, вторая – систематическая. Данные NA49 для Λ^0 из [5], для K_S^0 – из [6]; данные NA57 для 17,3 ГэВ из [7]; для 8,7 ГэВ – из [8].

Тип частицы	Энергия столкновения, $\sqrt{s_{NN}}$, ГэВ	Центральность, %	Интервал быстрой, y	Параметр наклона T , МэВ	Эксперимент
Λ^0	8,7	0 – 7	$ y < 0.4$	$258 \pm 3 \pm 13$	NA49
	8,7	0 – 4.5	$-0,375 < y < 0,675$	$279 \pm 9 \pm 28$	NA57
	8,7	11 – 23	$-0,375 < y < 0,675$	$264 \pm 7 \pm 26$	NA57
	8,7	40 – 53	$-0,375 < y < 0,675$	$208 \pm 12 \pm 21$	NA57
	8,7	0 – 53	$-0,375 < y < 0,675$	$261 \pm 4 \pm 26$	NA57
	9,2	0 – 10	$ y < 1$	211 ± 14	STAR
	9,2	10 – 30	$ y < 1$	235 ± 10	STAR
	9,2	30 – 60	$ y < 1$	215 ± 13	STAR
	9,2	0 – 60	$ y < 1$	219 ± 7	STAR
	17,3	0 – 4	$-0,3 < y < 0,8$	284 ± 15	NA49
	17,3	0 – 10	$ y < 0,4$	$301 \pm 4 \pm 15$	NA49
	17,3	0 – 4,5	$-0,47 < y < 0,53$	$305 \pm 15 \pm 30$	NA57
	17,3	11 – 23	$-0,47 < y < 0,53$	$282 \pm 12 \pm 28$	NA57
	17,3	40 – 53	$-0,47 < y < 0,53$	$237 \pm 19 \pm 24$	NA57
	17,3	0 – 53	$-0,47 < y < 0,53$	$289 \pm 7 \pm 29$	NA57
K_S^0	8,7	0 – 4,5	$0,305 < y < 0,775$	$209 \pm 7 \pm 21$	NA57
	8,7	11 – 23	$0,305 < y < 0,775$	$209 \pm 5 \pm 21$	NA57
	8,7	40 – 53	$0,305 < y < 0,775$	$194 \pm 12 \pm 19$	NA57
	8,7	0 – 53	$0,305 < y < 0,775$	$212 \pm 3 \pm 2$	NA57
	9,2	0 – 10	$ y < 1$	224 ± 12	STAR
	9,2	10 – 30	$ y < 1$	205 ± 10	STAR
	9,2	30 – 60	$ y < 1$	184 ± 12	STAR
	9,2	0 – 60	$ y < 1$	183 ± 10	STAR
	17,3	0 – 4	$-0,9 < y < -0,2$	223 ± 13	NA49
	17,3	0 – 4.5	$0 < y < 0,78$	$234 \pm 9 \pm 23$	NA57
	17,3	4,5 – 11	$0 < y < 0,78$	$244 \pm 8 \pm 24$	NA57
	17,3	23 – 40	$0 < y < 0,78$	$239 \pm 8 \pm 24$	NA57
	17,3	40 – 53	$0 < y < 0,78$	$239 \pm 15 \pm 24$	NA57
	17,3	0 – 53	$0 < y < 0,78$	$237 \pm 4 \pm 24$	NA57

Спектры для Λ^0 -гиперонов, соответствующие центральностям 0 – 10% и 0 – 60% в данных STAR (и для всех указанных центральностей в данных NA49 и NA57) скорректированы с учетом вклада от слабых распадов Ξ^- и Ξ^0 гиперонов: $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$ и $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$. Эти распады Ξ^0 и Ξ^- дают существенный вклад в общий выход Λ^0 [5] и поэтому учет вклада этих распадов в образование Λ^0 является необходимым.

ОТНОШЕНИЕ ВЫХОДА Λ^0 -ГИПЕРОНОВ К ВЫХОДУ НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ

На рис. 2 а, б показано отношение выхода странных барионов к выходу странных мезонов (Λ^0/K_S^0) как функция r_T . Поведение отношения Λ^0/K_S^0 объясняется моделью кварковой коалесценции/рекомбинации [9]. Эта модель предполагает, что рождение частиц с малыми и промежуточными значениями r_T происходит благодаря рекомбинации кварков, имеющих экспоненциальное распределение по поперечному импульсу. При этом вкладом от процессов фрагментации кварков пренебрегается. Наблюдение процессов рождения частиц, удовлетворяющих поведению, описываемому моделью коалесценции/рекомбинации, является одним из ключевых в доказательстве формирования Кварк-Глюонной Плазмы.

На рис. 2 а показано отношение Λ^0/K_S^0 как функция r_T для двух центральностей столкновения ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ, измеренное в эксперименте STAR. Для сравнения, приведены результаты эксперимента NA49 при энергии столкновения ядер свинца $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ ГэВ [10]. Видно, что при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ отношение Λ^0/K_S^0 больше единицы (явление, когда отношение Λ^0/K_S^0 больше 1, называют барионной аномалией) во всем интервале r_T . Для столкновений ядер свинца при $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ ГэВ, отношение Λ^0/K_S^0

становится больше единицы при $p_T > 1$ ГэВ/с, и точки для данной энергии лежат ниже точек для золота, соответствующих энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ вплоть до $p_T = 1,6$ ГэВ/с. Таким образом, барионная аномалия сильнее выражена при меньших энергиях столкновения тяжелых ядер в области малых p_T .

На рис. 2 б показано отношение Λ^0/K_S^0 как функция p_T для четырех центральных столкновений ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ, измеренное в эксперименте STAR. Барионная аномалия наблюдается во всем интервале поперечных импульсов, кроме первых двух точек, соответствующих периферическим столкновениям 30-60%. На обоих рисунках видно, что для центральных столкновений (0 – 5%, 0 – 10% и 0 – 20%) с энергией $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ, увеличение отношения Λ^0/K_S^0 происходит до $p_T = 1.6$ ГэВ/с, в дальнейшем наблюдается спад в пределах статистических погрешностей.

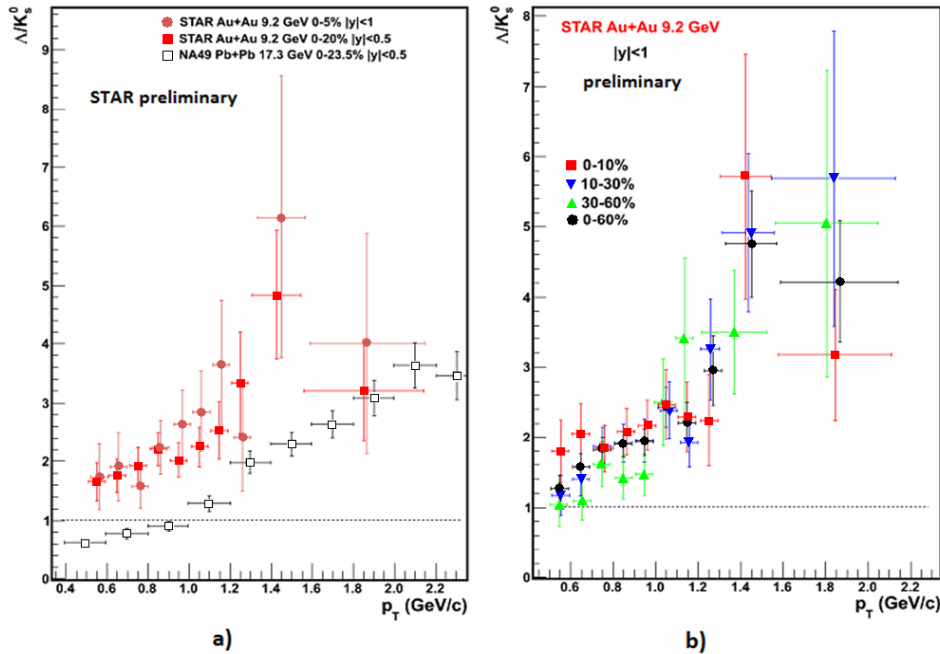


Рис.2. Распределения по поперечному импульсу отношений выходов странных адронов, рожденных в столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ. а) Сравнение Λ^0/K_S^0 отношения для разных энергий столкновения ядер: $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ (Au+Au, STAR эксперимент) и $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ ГэВ (Pb+Pb, NA49 эксперимент). б) Λ^0/K_S^0 отношение как функция поперечного импульса для четырех центральных столкновения ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ (STAR эксперимент). Приведенные ошибки эксперимента STAR на обоих рисунках только статистические.

ФАКТОР ЯДЕРНОЙ МОДИФИКАЦИИ R_{CP}

О динамике поведения странных адронов в ядерной среде дает информацию фактор ядерной модификации, R_{CP} . Он представляет собой отношение выходов частиц заданного сорта в центральных столкновениях ядер к выходу такого же сорта частиц в периферических столкновениях (в работе рассматривается отношение выходов при центральных 0-10% к 30-60% и 10-30% к 30-60%), нормированное на число бинарных столкновений нуклонов. Отношение R_{CP} принимает значение, равное единице, если ядерная среда не оказывает влияния на процесс рождения частиц.

На рис. 3а,б показано сравнение R_{CP} для Λ^0 -гиперонов и K_S^0 -мезонов при $|y| < 0.5$ и разных энергиях столкновения ядер: $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ и $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ ГэВ [11]. Для энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ, величина R_{CP} имеет большие статистические ошибки из-за малого количества событий, набранных в эксперименте STAR. Этот результат качественно сравнивается с результатами коллаборации NA57. Для K_S^0 при $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ ГэВ, R_{CP} достигает единицы при поперечном импульсе 1.4 ГэВ/с и дальше остается постоянным. При $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ ГэВ, в тоже время R_{CP} для Λ^0 постепенно увеличивается во всем диапазоне поперечного импульса, и после 1,2 ГэВ/с, фактор R_{CP} становится больше единицы.

На рис. 3с,д показаны отношения R_{CP} для энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ при $|y| < 1$. Видно, что отношение выходов странных адронов в центральных к периферическим (0-10% к 30-60%) больше отношения выходов странных адронов в периферических соударениях тяжелых ядер (10-30% к 30-60%) практически во всем

диапазоне поперечного импульса. Таким образом, по-видимому, в центральных столкновениях рождается больше странных частиц, чем в периферических. Для обоих типов частиц точки лежат систематически выше единицы почти во всем интервале поперечного импульса. Но ограниченность статистики набранных данных не позволяет сделать количественную оценку фактора ядерной модификации для энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ.

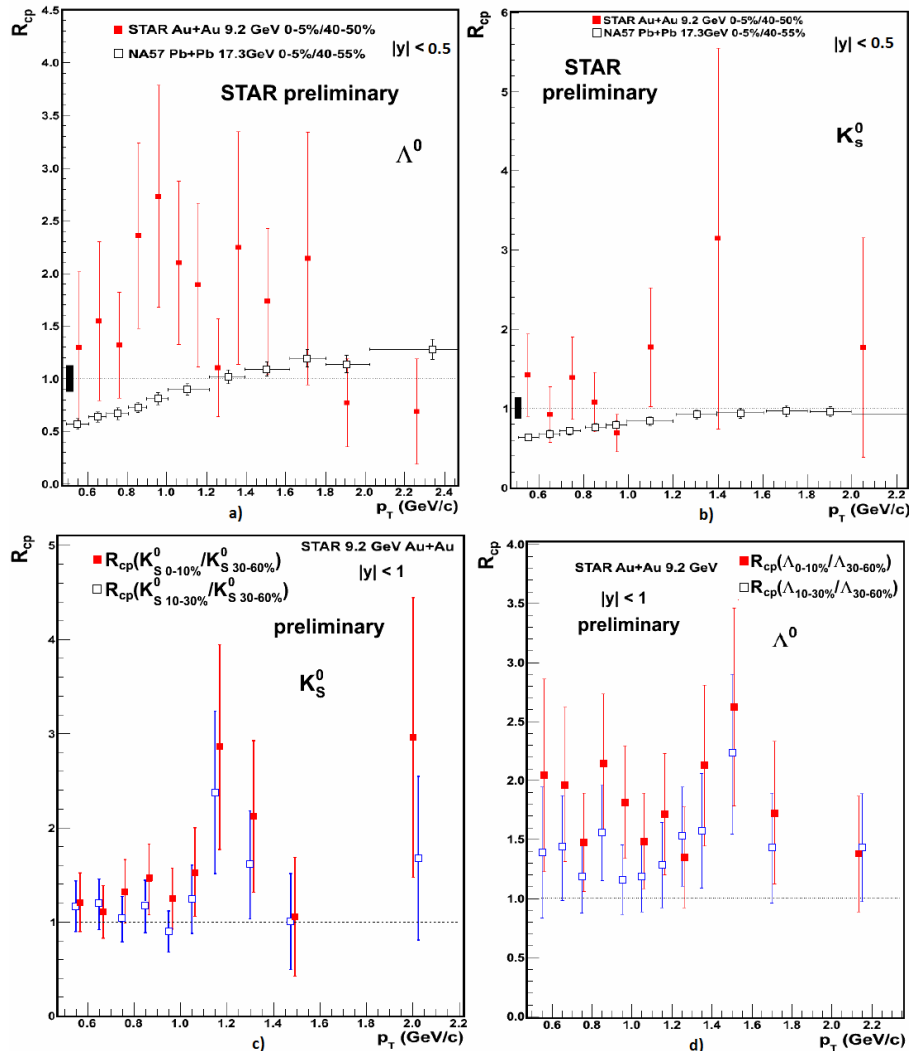


Рис.3. Зависимость отношения R_{CP} от поперечного импульса для Λ^0 и K_S^0 . На рис. а,б показано сравнение данных STAR при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ и $|y| < 1$ с данными NA57 при $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ ГэВ и $|y| < 0.5$. Черный прямоугольник показывает систематическую погрешность NA57 эксперимента. На рис. с,д показаны данные STAR при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ и $|y| < 1$. Приведенные ошибки эксперимента STAR на всех рисунках только статистические.

СРАВНЕНИЕ С ТЕОРЕТИЧЕСКИМИ МОДЕЛЯМИ

В данной работе вышеприведенные экспериментальные данные сравниваются с тремя теоретическими моделями ядро-ядерных столкновений:

1) Модель UrQMD2.3 [12] описывает столкновения ядер на основе транспортного метода расчета пропагаторов свободных частиц с привлечением понятия цветной релятивистской струны [13]. Эта модель не предполагает наличия каких-либо эффектов ядерной среды.

2) Модель HIJING1.7 [14] использует методику расчета с привлечением процессов образования адронных струй и мини-струй, формирующих основной поток частиц из области взаимодействия тяжелых ядер при релятивистских энергиях столкновений. Модель учитывает, что в ядерном веществе, находящемся даже в основном состоянии, происходит модификация партонной функции распределения внутри адронов, что определяет канал реакций между частицами. Также модель учитывает, что родительский партон, прежде чем породить адронную струю, взаимодействует с окружающей ядерной средой, через которую он движется. Этот эффект называют подавлением струй. Потери энергии на единицу пройденного пути в ядерной среде родительским глюоном составляют 2 ГэВ/Фм, а родительским кварком – 1 ГэВ/Фм.

3) модель EPOS1.67 [15] использует партонные степени свободы (глюоны, кварки, антикварки, дикварки, анти-дикварки, цветные струны) при расчете нуклон-нуклонных взаимодействий в столкновениях тяжелых ядер. Ядерная среда, образовавшаяся в результате столкновения тяжелых ионов, разделяется на две зоны: "центральная зона", или кор, с большой плотностью партонных степеней свободы (партонная среда, или Кварк-Глюонная Плазма) и "корона", или периферическая зона, состоящая только из адронных степеней свободы.

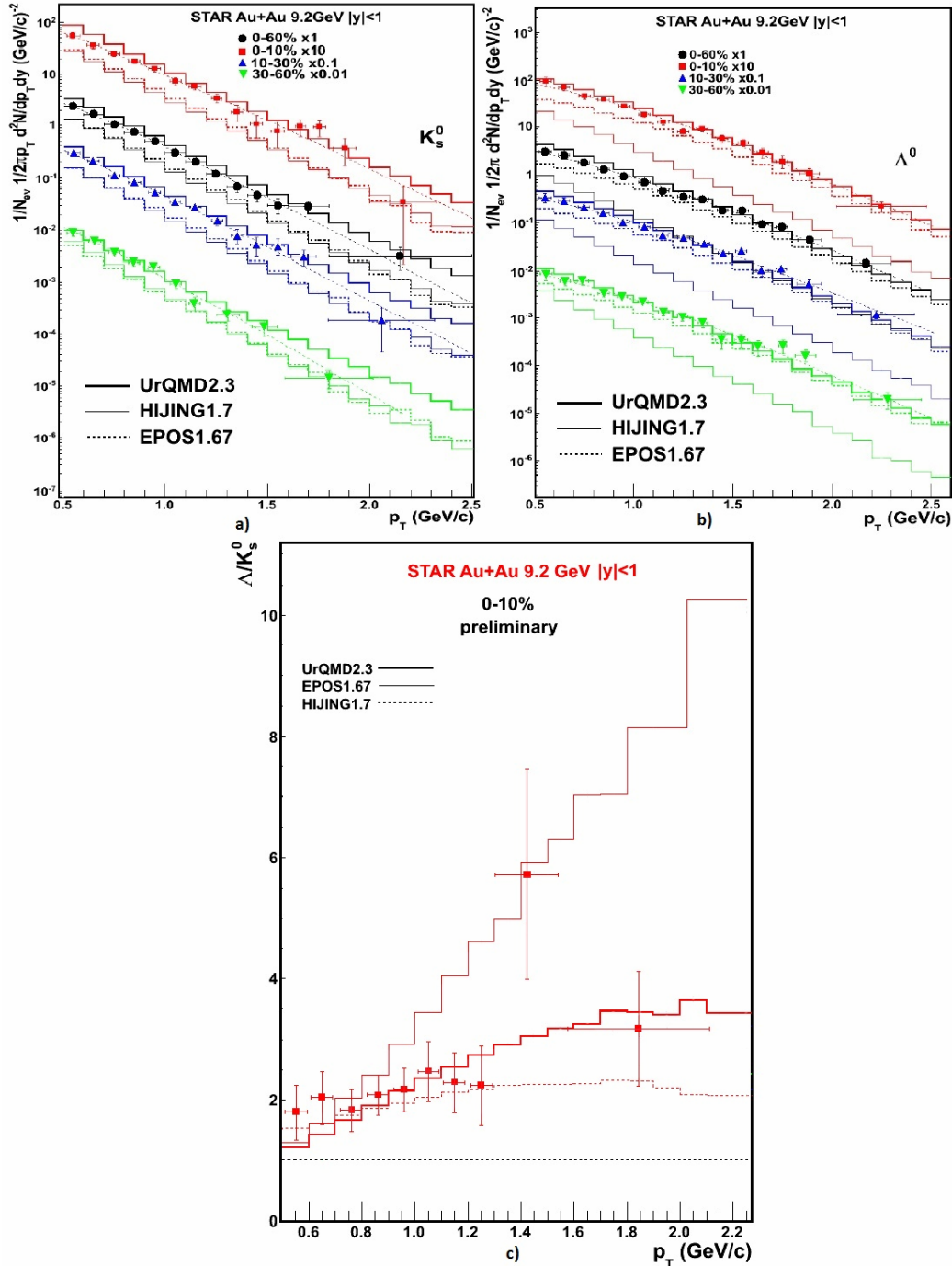


Рис.4. Сравнение результатов моделирования ядро-ядерных столкновений с данными эксперимента STAR при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ.

Жирные сплошные кривые – результат модели UrQMD2.3, тонкие сплошные кривые – EPOS1.67, точечные кривые – HIJING1.7, a,b - спектры по p_T для 4-х центральных столкновений ядер золота: 0–60%, 0–10%, 10–30%, 30–60% при $|y| < 1$, c - отношения Λ/K_s^0 как функции p_T для центральных столкновений 0–10% ($|y| < 1$).

Как видно из рис. 4a,b,c наилучшее согласие с экспериментальными данными дает модель UrQMD2.3, в которой не предполагается наличие каких-либо эффектов ядерной среды (в том числе и её фазовых переходов) в области взаимодействия ядер, в то время как две последние модели, предполагают наличие этих эффектов. Кажущееся хорошее согласие с экспериментальными данными модели HIJING1.7 по отношению выходов странных адронов на рис. 4c является случайным, так как эта модель дает наихудшее согласие с выходами

частиц на рис. 4a,b, а именно из этих распределений строятся отношения выходов. Большие статистические ошибки являются следствием относительно малого объёма набранных экспериментальных данных при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ коллаборацией STAR. В рамках имеющейся точности сделанные нами выводы отдают предпочтение модели UrQMD2.3 для описания рождения странных частиц для данной энергии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проанализированы распределения по поперечному импульсу K_S^0 -мезонов и Λ^0 -гиперонов для Au+Au столкновений различных центральностей при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ, $|y| < 1$. Проведено сравнение параметров наклона спектра (температуры среды) при разных центральностях и энергиях: $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ, 8,7 ГэВ и 17,3 ГэВ. Также сравнивалась зависимость от поперечного импульса отношения Λ^0/K_S^0 при разных центральностях и энергиях, также как и фактора ядерной модификации R_{CP} для K_S^0 и Λ^0 для разных энергий. Отношение Λ^0/K_S^0 указывает на наличие барионной аномалии при всех центральностях столкновений ядер золота с энергией $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ во всем интервале поперечных импульсов странных адронов. Барионная аномалия проявляется при поперечном импульсе больше 1 ГэВ/с для столкновений ядер свинца с энергией $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ ГэВ.

Приведено сравнение экспериментальных данных при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ с тремя современными теоретическими моделями ядро-ядерных столкновений. Наилучшее согласие с данными для $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ дает модель UrQMD2.3, которая не предполагает наличия фазового перехода ядерной среды в другие состояния. В то же время, для более глубокого качественного и количественного анализа процессов рождения нейтральных странных адронов при энергиях столкновения тяжелых ионов вблизи предполагаемого фазового перехода ядерной материи необходим дополнительный набор экспериментальных данных в рассматриваемой области энергий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bedangadas Mohanty (for the STAR Collaboration). STAR experiment results from the beam energy scan program at RHIC // arXiv:1106.5902 [nucl-ex].
2. Hohne C. SPS energy scan results and physics prospects at FAIR // Nucl. Phys. A – 2009. – Vol. 830. – P. 369C-376C.
3. Alt C. et al. (NA49 Collaboration). Pion and kaon production in central Pb+Pb collisions at 20A and 30A GeV: Evidence for the onset of deconfinement // Phys. Rev. C – 2008. – Vol. 77. – P. 024903-1 – 024903-10.
4. Tounsi A., Redlich K. Strangeness Enhancement and Canonical Suppression // arXiv:0111159 [hep-ph].
5. Alt C. et al., (NA49 Collaboration). Energy dependence of Lambda and Xi production in central Pb+Pb collisions at 20A, 30A, 40A, 80A, and 158A GeV measured at the CERN Super Proton Synchrotron // Phys. Rev. C – 2008. – Vol. 78. – P. 034918-1 – 034918-15.
6. Bormann C. (for NA49 Collaboration). Kaon-, Λ - and anti- Λ -production in Pb + Pb-collisions at 158 GeV per nucleon // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. – 1997. – Vol. 23. – P. 1817-1825.
7. Antinori F. et al. (NA57 Collaboration). Study of the transverse mass spectra of strange particles in Pb-Pb collisions at 158 A GeV/c // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. – 2004. – Vol. 30. – P. 823-840.
8. Antinori F. et al. (NA57 Collaboration). Transverse dynamics of Pb–Pb collisions at 40 A GeV/c viewed by strange hadrons // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. – 2006. – Vol. 32. – P. 2065-2080.
9. Hwa R.C. and Yang C.B. Inclusive distributions for hadronic collisions in the valon-recombination model // Phys. Rev. C – 2002. – Vol. 66. – P. 025205-1 – 025205-11; Greco V., Ko C.M. and Levai P. Parton Coalescence and the Antiproton/Pion Anomaly at RHIC // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 90. – P. 202302-1 – 202302-4; Fries R., Muller B., Nonaka C., Bass S.A. Hadronization in Heavy - Ion Collisions : Recombination and Fragmentation of Partons // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 90. – P. 202303-1 – 202303-4; Molnar D., Voloshin S.A. Elliptic Flow at Large Transverse Momenta from Quark Coalescence // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 91. – P. 092301-1 – 092301-4.
10. Laszlo A., Schuster T. (for NA49 Collaboration). High Spectra of Identified Particles Produced in Pb+Pb Collisions at 158 GeV/nucleon Beam Energy // Nuclear Physics A. – 2006. – Vol. 774. – P. 473-476.
11. Helstrup H. (for NA57 Collaboration). Results from NA57 // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. – 2006. – Vol. 32. – P. S89-S95.
12. Bass S.A., Belkacem M., Bleicher M. et al. Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions // Prog. Part. Nucl. Phys. – 1998. – Vol. 41. – P. 225-370.
13. Barbashov B.M., Nesterenko V.V. Model' relyativistskoy struny v fizike adronov. - M.: Energoatomizdat, 1987. – 185 s.
14. Xin-Nian Wang and Miklos Gyulassy. HIJING: A Monte Carlo model for multiple jet production in pp, pA, and AA collisions // Phys. Rev. D – 1991. – Vol. 44. – P. 3501-1 – 3501-15; Miklos Gyulassy and Xin-Nian Wang. HIJING 1.0: A Monte Carlo program for parton and particle production in high energy hadronic and nuclear collisions // Comput. Phys. Commun. – 1994. – Vol. 83. – P. 307-331.
15. Werner K. The hadronic interaction model EPOS // Nuclear Physics B (Proc. Suppl.). – 2008. – Vol. 175–176. – P. 81-87.