

DOI: 10.18721/JPM.12311
УДК 539.126.3

ОСОБЕННОСТИ РОЖДЕНИЯ КОРОТКОЖИВУЩИХ НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ЯДЕР МЕДИ И ЗОЛОТА ПРИ ЭНЕРГИИ 200 ГэВ

**А.Я. Бердников, Я.А. Бердников, С.В. Жарко,
Д.О. Котов, П.В. Радзевич**

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Российская Федерация

В работе проведены измерения инвариантных спектров по поперечному импульсу и факторов ядерной модификации K_S -мезонов, рожденных в столкновениях ядер меди и золота (Cu + Au) при энергии 200 ГэВ. Эти исследования выполнены на спектрометре PHENIX, который размещен на коллайдере RHIC. Полученные значения факторов ядерной модификации K_S -мезонов сравнивались с соответствующими значениями для π^0 - и η -мезонов, а также адронных струй, измеренными при тех же условиях. Кроме того, проведено сравнение полученных факторов с аналогичными данными для K_S -мезонов, рожденных в парных столкновениях ядер золота и меди (Au + Au, Cu + Cu) также при энергии 200 ГэВ. Анализ полученных результатов свидетельствует о независимости эффекта гашения адронных струй в указанных системах при энергии 200 ГэВ от реализуемой в них формы области перекрытия ядер.

Ключевые слова: кварк-глюонная плазма, эффект гашения адронных струй, фактор ядерной модификации

Ссылка при цитировании: Бердников А.Я., Бердников Я.А., Жарко С.В., Котов Д.О., Радзевич П.В. Особенности рождения короткоживущих нейтральных каонов в столкновениях ядер меди и золота при энергии 200 ГэВ // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2019. Т. 12. № 3. С. 131–142. DOI: 10.18721/JPM.12311

FEATURES OF SHORT-LIVING NEUTRAL KAON PRODUCTION IN COPPER-GOLD NUCLEI COLLISIONS AT 200 GeV

**A.Ya. Berdnikov, Ya.A. Berdnikov, S.V. Zharko,
D.O. Kotov, P.V. Radzevich**

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russian Federation

In this study, invariant transverse momentum spectra and nuclear modification factors of K_S mesons produced in collisions of copper and gold nuclei (Cu + Au) at energy of 200 GeV have been measured. The research was carried out using the PHENIX spectrometer located at RHIC. The obtained K_S meson nuclear modification factor values were compared with similar ones of η and π^0 mesons along with hadronic jets measured under the same conditions. Moreover, the obtained values mentioned were compared with the corresponding data on K_S mesons produced in binary collisions of gold and copper nuclei (Au + Au, Cu + Cu) at energy of 200 GeV as well. An analysis of the derived results pointed to the independence of the jet-quenching effect in the Cu + Au, Cu + Cu and Au + Au collisions at energy of 200 GeV from nuclear overlap form produced in these systems.

Keywords: quark-gluon plasma, jet-quenching, nuclear modification factor, ultrarelativistic heavy nuclei collisions

Citation: Berdnikov A.Ya., Berdnikov Ya.A., Zharko S.V., Kotov D.O., Radzevich P.V., Features of short-living neutral kaon production in copper-gold nuclei collisions at 200 GeV, St. Petersburg Polytechnical State University Journal. Physics and mathematics. 12 (3) (2019) 131–142. DOI: 10.18721/JPM.12311

Введение

Для описания процессов сильного взаимодействия между кварками и глюонами, обладающими цветовым зарядом, в настоящее время используется формализм квантовой хромодинамики (КХД) [1]. Наличие цветового заряда у глюона, переносчика сильных взаимодействий, приводит к конфайнменту [1]: при нормальных условиях кварки и глюоны можно обнаружить только в составе «бесцветных» частиц – адронов. Однако при подъеме температуры до значений свыше 155 МэВ кварки и глюоны высвобождаются из адронов и движутся квазисвободно. Такая система называется кварк-глюонной плазмой (КГП), а процесс квазисвободного движения кварков и глюонов – деконфайнментом [2].

Согласно представлениям, которые реализуются в современных космологических моделях (см., например, работы [3 – 5]), состояние КГП является одним из этапов эволюции Вселенной при временах порядка 10 мкс после Большого взрыва. Рождение КГП в лаборатории осуществляется через столкновение тяжелых ультрарелятивистских ионов (A + A). Первые результаты систематического наблюдения признаков рождения КГП в столкновениях A + A были получены в экспериментах на коллайдере релятивистских тяжелых ионов (*англ.* The Relativistic Heavy Ion Collider – RHIC, Брукхейвенская национальная лаборатория, США) в столкновениях ядер золота (Au + Au) при энергиях столкновения в системе центра масс на один нуклон $\sqrt{s_{NN}} = 130$ и 200 ГэВ [6 – 9]. Позже признаки рождения КГП были систематически зарегистрированы в столкновениях ядер свинца (Pb + Pb) при $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ ТэВ в экспериментах на Большом адронном коллайдере (*англ.* The Large Hadron Collider – LHC, лаборатория ЦЕРН, Швейцария) [10].

Среди различных признаков рождения КГП особое место занимает эффект гашения адронных струй [2, 8 – 10], который проявляется в сильном (примерно в пять раз в центральных столкновениях ядер золота) подавлении выхода адронов в области больших значений поперечного импульса, $p_T > 4 - 6$ ГэВ/c, по сравнению с выходом тех же адронов в элементарных протон-протонных столкновениях ($p + p$), нормированным на число парных неупругих нуклон-нуклонных взаимодействий N_{coll} [11].

Эффект гашения адронных струй количественно описывается с помощью фактора ядерной модификации:

$$R_{AA}(p_T) = \frac{1}{T_{AA}} \frac{dN_{AA}/dp_T}{d\sigma_{pp}/dp_T}, \quad (1)$$

где dN_{AA}/dp_T – выход адронов в (A + A)-столкновениях в данном интервале поперечного импульса; $d\sigma_{AA}/dp_T$ – инклюзивное дифференциальное сечение рождения адронов в ($p + p$)-столкновениях; T_{AA} – среднее значение функции ядерного перекрытия [11].

Значение функции ядерного перекрытия равно отношению числа N_{coll} к полному сечению неупругого нуклон-нуклонного рассеяния ($\sigma_{NN} \approx 42,2$ мбн при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [11]).

Выход адронов в (A + A)-столкновениях, а также число N_{coll} в формуле (1) определяются в конкретном классе центральности столкновений. Под центральностью понимается мера области перекрытия двух сталкивающихся ядер. Центральным столкновениям с малой величиной прицельного параметра и, как следствие, большой областью перекрытия соответствует центральность 0 – 20 %; периферическим столкновениям (с малой областью перекрытия, в столкновении принимает участие лишь малая доля нуклонов налетающих ядер) соответствует центральность 60 – 90 %.

Рождение адронов в области $p_T > 4 - 6$ ГэВ/c преимущественно обусловлено процессами фрагментации жестких партонов (кварки или глюоны), рожденных в актах глубоко неупругого рассеяния валентных кварков ядер, налетающих друг на друга. Фрагментация представляет собой конверсию жесткого партон в адронную струю (пучок адронов) и происходит в результате увеличения полной энергии партон за счет его отдаления от области ядро-ядерного взаимодействия, содержащей цветовой заряды [1]. Механизмы рождения жестких партонов в ($p + p$)-столкновениях хорошо изучены в рамках КХД в пертурбативном режиме [12, 13]: импульс, переданный партону в результате глубоко неупругого рассеяния, не изменяется в течение всего времени его жизни и равен суммарному импульсу адронов в адронной струе.

Жесткие партоны, рожденные в (A + A)-столкновениях, теряют часть своей энергии по мере прохождения через кварк-глюонную среду. Потери энергии



происходят преимущественно за счет торозного излучения глюонов и упругого рассеяния на валентных партонах среды. Таким образом, импульс итоговой адронной струи уменьшается, по сравнению с импульсом, переданным жесткому партону в результате глубоко неупругого рассеяния, и спектр адронов фрагментации смещается в область меньших значений поперечного импульса, по сравнению со спектром тех же адронов в $(p + p)$ -взаимодействиях. В настоящий момент не существует единого теоретического аппарата, позволяющего описать процессы потери энергии партонов в кварк-глюонной среде из первых принципов. Однако для оценки транспортных свойств КГП используется целый ряд феноменологических моделей (см., например, работы [14 – 22]), использующих результаты измерения фактора ядерной модификации при выборе внутренних параметров.

Экспериментальные исследования рождения адронов различного типа позволяют провести систематический анализ транспортных свойств кварк-глюонной среды [14 – 22] в зависимости от характеристик частиц (масса, спин, кварковый состав и др.) в конечном состоянии. Например, короткоживущий нейтральный каон (K_S -мезон) является псевдоскаляр — частицей с нулевым спином и отрицательной пространственной четностью, и содержит в своем составе странный кварк.

До настоящего времени измерение рождения K_S -мезонов проводилось в симметричных системах парного столкновения ультрарелятивистских ядер золота ($Au + Au$) [23] и меди ($Cu + Cu$) [24]. В 2012 году эксперимент PHENIX [25] на RHIC провел сбор данных в системе столкновения неэквивалентных ядер: меди и золота ($Cu + Au$), при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Такая система является единственной несимметричной в столкновениях ультрарелятивистских тяжелых ядер, характеризуется особой геометрией их перекрытия, которая обладает дополнительной асимметрией вдоль оси, соединяющей центры ядер в момент их взаимодействия, в отличие от систем $Cu + Cu$ и $Au + Au$. Выяснение особенностей рождения различных частиц, и, в частности, K_S -мезонов в системе столкновений $Cu + Au$, является важным аспектом систематического исследования свойств КГП и позволит налагать дополнительные ограничения на параметры различных фе-

номенологических моделей, трактующих эффект гашения адронных струй.

В настоящей статье представлены результаты измерения инвариантных спектров рождения по поперечному импульсу и факторов ядерной модификации K_S -мезонов в системе $(Cu + Au)$ -столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

Методика исследования

Описание основных характеристик детекторных подсистем спектрометра PHENIX приведено в статье [25]. Определение координаты z вдоль оси движения пучков и центральности столкновения ионов меди и золота (далее — события) осуществлялся при помощи двух счетчиков ядро-ядерных столкновений (BBC) [26], каждый из которых находился на оси движения пучков на расстоянии 144 см от номинальной точки столкновения и покрывал область $3,1 < |\eta| < 3,9$ единиц псевдобыстроты.

Все события группируются в классы по центральности с шириной 20 % (30% для периферических столкновений). Для каждого класса центральности средние геометрические параметры ядро-ядерного столкновения (например, N_{coll} , T_{AA} , число нуклонов N_{part} , участвующих в ядро-ядерном столкновении) определяются с помощью моделирования отклика счетчиков BBC методом Монте-Карло по теории Глаубера [11].

Регистрация K_S -мезонов осуществляется в канале $K_S \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ с помощью анализа распределений по инвариантной массе m_{inv} пар кандидатов на роль π^0 -мезонов (далее — π^0 -кандидатов), которая определяется формулой

$$m_{inv} = \sqrt{E^2 - \mathbf{p}^2}, \quad (2)$$

где E , \mathbf{p} — суммарные значения энергии и импульсов зарегистрированных π^0 -кандидатов.

В свою очередь, каждый π^0 -кандидат формируется в канале $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$, а гамма-кванты регистрируются в системе электромагнитных калориметров спектрометра PHENIX [27]. Система электромагнитного калориметра состоит из восьми секторов, каждый из которых покрывает $22,5^\circ$ по азимутальному углу и 0,7 единиц по псевдобыстроте. Шесть секторов калориметра являются сцинтилляционными сэмплинг-калориметрами со свинцовым поглотителем (далее — PbSc-подсистема).

Другие два сектора представляют собой черенковские калориметры со свинцовым стеклом (далее – PbGl-подсистема). Конструкционные особенности системы электромагнитных калориметров приведены в работе [27].

При формировании π^0 -кандидатов отбираются пары гамма-квантов с энергиями, превышающими значение 0,4 ГэВ и удовлетворяющими соотношению асимметрии:

$$\frac{|E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}|}{E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}} < 0,8, \quad (3)$$

где $E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2}$ – энергии гамма-квантов в паре.

Нижнее ограничение по энергии необходимо для снижения количества ложных сигналов в электромагнитном калориметре, которые вызваны заряженными адронами, падающими на активную площадь, и оставляют в активном объеме калориметра энергию в среднем примерно 300 МэВ. Также часть адронных ливней исключается с помощью ограничений на форму кластеров [27]. Ограничение (3) используется для увеличения отношения сигнала со стороны π^0 -кандидатов к уровню фона. Кроме того, оба гамма-кванта в паре должны быть зарегистрированы в одном и том же секторе электромагнитного калориметра.

Поперечный импульс π^0 -кандидата, зарегистрированного в подсистеме PbSc(PbGl), ограничен значениями сверху – 11 (14) ГэВ/с и снизу – 2 ГэВ/с. Нижняя граница позволяет увеличить отношение сигнала со стороны K_S -мезонов к уровню фона, а верхняя введена для исключе-

ния эффекта слияния электромагнитных кластеров, оставленных дочерними гамма-квантами [28].

Далее π^0 -кандидаты отбираются в окне 2σ (σ – ширина пика) вокруг измеренных значений массы по признаку их поперечного импульса со стороны π^0 -мезонов на распределении по инвариантной массе пар гамма-квантов; инвариантная масса также зависит от поперечного импульса π^0 -кандидата. Вследствие эффектов нелинейности и ограниченного энергетического разрешения электромагнитного калориметра, измеренные значения масс π^0 -мезонов отличаются от табличных и зависят от поперечного импульса. Поэтому после указанных выше ограничений, энергии гамма-квантов, формирующих π^0 -кандидаты, корректируются для приведения измеренных значений массы к табличному [29]. Такая процедура позволяет увеличить отношение сигнала со стороны K_S -мезонов к уровню фона.

Распределения по инвариантной массе пар π^0 -кандидатов анализируются отдельно для разных интервалов по поперечному импульсу и классов по центральности. Примеры распределений представлены на рис. 1, пики на распределениях соответствуют сигналам со стороны K_S -мезонов. Для измерения выхода K_S -мезонов, распределения аппроксимируются суммой, состоящей из функции Гаусса, описывающей сигнал, и полинома второй степени, описывающего фон (берется область вокруг сигнала). Число зарегистрированных K_S -мезонов определяется как разность между суммой числа отсчетов в области 2σ вокруг центра

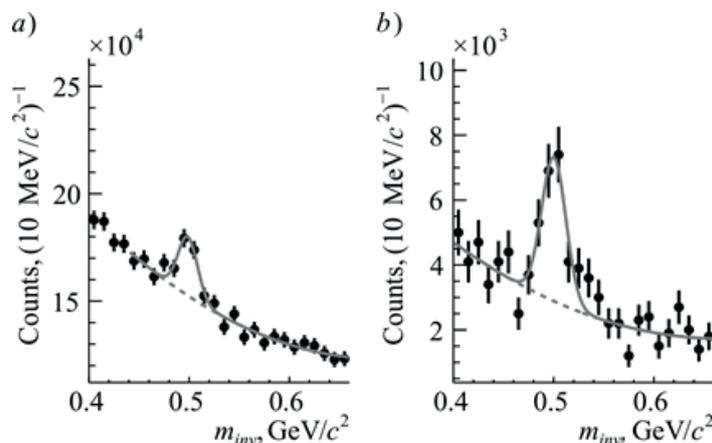


Рис. 1. Примеры распределений пар π^0 -кандидатов по их инвариантной массе в интервалах 5,0 – 5,5 (a) и 9,0 – 10,0 (b) ГэВ/с.

Пики соответствуют сигналам со стороны K_S -мезонов. Круглые маркеры обозначают экспериментальные данные, сплошная и пунктирная кривые – функции аппроксимации «сигнал + фон» и «фон» соответственно

пика и интегралом площади под полиномиальной кривой. Для определения выхода, т. е. числа мезонов, рожденных в вершине ядро-ядерных столкновений, число зарегистрированных мезонов корректируется с учетом конечности размеров акцептанса и детекторных эффектов калориметра; путем оценки эффективности регистрации учитываются также используемые кинематические ограничения. Эффективность регистрации оценивается через моделирование экспериментальной установки методом Монте-Карло в среде GEANT3[30].

Инвариантный выход K_S -мезонов определяется в соответствии со следующей формулой:

$$I_{KS} = \frac{1}{N_{event}} \frac{d^2 N}{2\pi p_T dp_T dy} = \frac{N_{KS}}{2\pi p_T \Delta p_T N_{event} \epsilon_{rec} BR}, \quad (4)$$

где N_{KS} – число зарегистрированных K_S -мезонов; ϵ_{rec} – эффективность регистрации; N_{event} – число анализируемых событий; BR – коэффициент ветвления для канала $K_S \rightarrow \pi^0 + \pi^0$, $BR = 30,69 \pm 0,05$ [29].

Систематические погрешности измерения инвариантного выхода K_S -мезона оцениваются через сравнение стандартных значений выхода со значениями, полученными при вариации параметров аппроксимации распределений по инвариантной массе, с данными моделирования (например, абсолютной энергетической шкалы и энергетического разрешения калориметра) и используемых ограничений. Основная доля систематической погрешности связана с выбором параметров аппроксимации для распределений по инвариантной массе для пар π^0 -кандидатов и конверсией фотонов в материалах детектора (5,2%). Основные параметры аппроксимации – это ее окно, степень полинома для описания фона, окно интегрирования сигнала. В областях малых, промежуточных и больших значений поперечного импульса, систематическая погрешность, связанная с аппроксимацией сигнала, составила (в процентах): 10 – 15, 8 – 12, 18 – 25.

Результаты и их обсуждение

На рис. 2 представлены измеренные инвариантные спектры рождения K_S -мезонов в зависимости от их поперечного импульса

в разных классах центральности столкновений Cu + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Нижняя граница диапазонов поперечного импульса определяется невозможностью выделения сигнала из фона. Верхняя граница обусловлена тем, что объем данных оказывается недостаточным для измерения выхода. Здесь и далее «усы» и «прямоугольники» возле экспериментальных точек обозначают абсолютные величины статистической и систематической погрешностей измерения.

На рис. 3 представлены отношения выходов K_S -мезонов к выходам π^0 -мезонов (I_{KS} / I_{π^0}), измеренные в разных интервалах поперечного импульса и разных классах центральности столкновений Cu + Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. В качестве знаменателя используются выходы π^0 -мезонов, измеренные ранее в (Cu + Au)-столкновениях [28, 31]. Относительные статистическая и систематическая погрешности для отношений I_{KS} / I_{π^0} определяются как квадратичная сумма относительных погрешностей измерения выходов K_S - и π^0 -мезонов. Измеренные отношения не зависят от поперечного импульса и центральности столкновений в пределах погрешности измерений и имеют порядок $I_{KS} / I_{\pi^0} \approx 0,4 - 0,5$, что равно в пределах погрешности таким отношениям, измеренным ранее в эксперименте PHENIX при столкновениях ядер дейтерия с ядрами золота ($d + Au$) и парных столкновениях ядер меди (Cu + Cu) при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [24].

На рис. 4 представлено сравнение факторов ядерной модификации π^0 -, η - [28, 31] и K_S -мезонов, измеренных в столкновениях Cu + Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. На рисунке прямоугольники возле точек соответствуют абсолютной величине систематической погрешности измерения, корреляция которой по поперечному импульсу не известна. Прямоугольники возле единицы соответствуют относительной величине систематической погрешности, полностью коррелированной по поперечному импульсу. Для измерения фактора ядерной модификации K_S -мезонов использовались значения дифференциальных сечений K_S -мезонов в ($p + p$)-взаимодействиях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, опубликованные в работе [32]. Значения чисел N_{coll} для разных классов центральности столкновений Cu + Au представлены в таблице.

Факторы ядерной модификации π^0 -, η - [28, 31] и K_S -мезонов в (Cu + Au)-столкновениях равны между собой в пределах

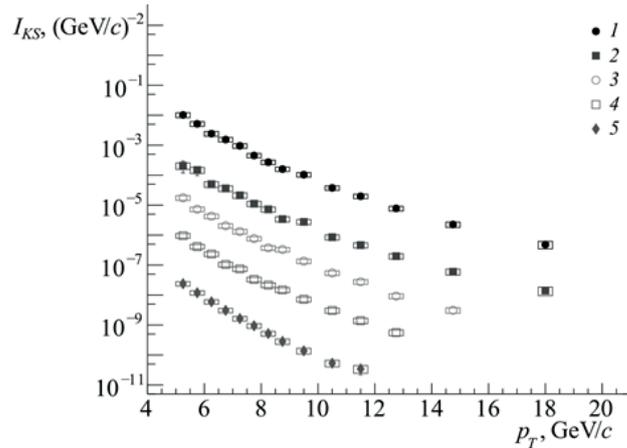


Рис. 2. Инвариантные спектры рождения K_S -мезонов по поперечному импульсу в (Cu + Au)-столкновениях в разных классах центральности, %: 0 – 20 (2), 20 – 40 (3), 40 – 60 (4), 60 – 90 (5) и без уточнения центральности (1). Для наглядности, точки масштабированы на факторы 10^1 (2), 10^0 (3), 10^{-1} (4), 10^{-2} (5), 10^3 (1)

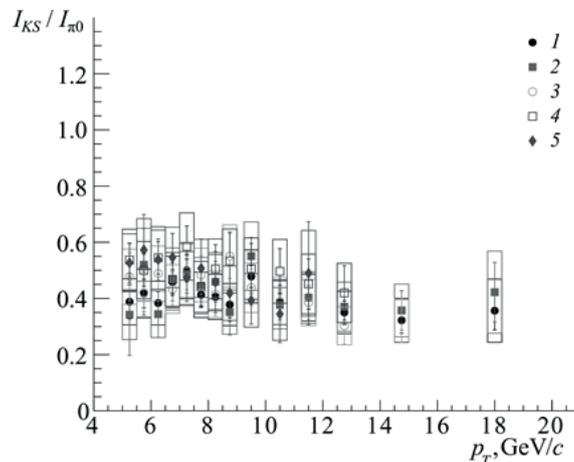


Рис. 3. Зависимости отношения I_{K_S} / I_{π^0} от поперечного импульса в (Cu + Au)-столкновениях в разных классах центральности; нумерация символов такая же, как на рис. 2

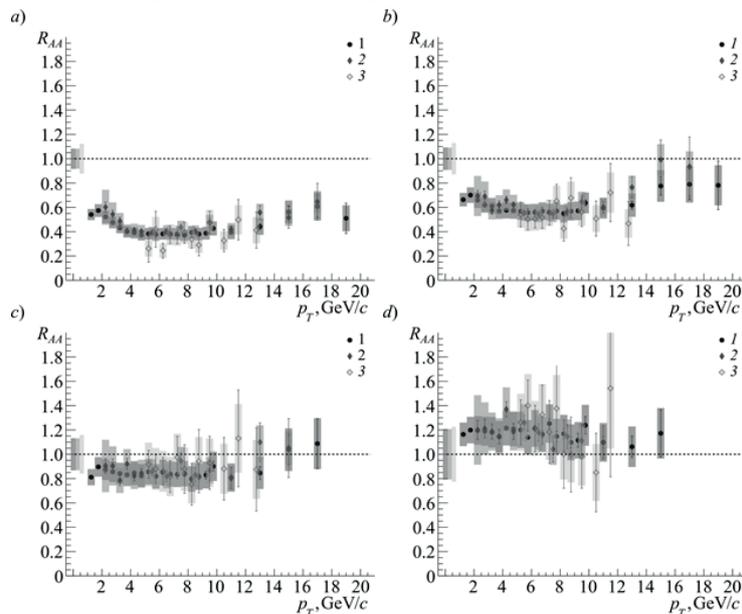


Рис. 4. Зависимости фактора ядерной модификации π^0 - (1), η - (2) [28, 31] и K_S - (3) мезонов от поперечного импульса в (Cu + Au)-столкновениях в разных классах центральности, %: 0 – 20 (a), 20 – 40 (b), 40 – 60 (c), 60 – 90 (d)



погрешности измерений в разных интервалах центральности и поперечного импульса. Кроме того, факторы ядерной модификации π^0 -, η - [28, 31] и K_S -мезонов в (Cu + Au)-столкновениях (область $p_T > 10$ ГэВ/c) равны таковым для адронных струй, измеренных в соответствующих классах центральности (Cu + Au)-столкновений [33]. Независимость фактора ядерной модификации от типа мезонов в области $p_T > 4 - 6$ ГэВ/c (π^0 , η , или K_S) говорит о том, что в (Cu + Au)-столкновениях эффект гашения адронных струй происходит на партонном уровне до фрагментации.

В центральных столкновениях (интервал 0 – 20%) факторы ядерной модификации π^0 -, η -, и K_S -мезонов принимают

значения около 0,4 (значение подавлено примерно в два раза, по сравнению с нормированным выходом в ($p + p$)-взаимодействиях при той же энергии взаимодействия $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ), в области промежуточных значений поперечного импульса (4 – 10 ГэВ).

На рис. 5 представлено сравнение величин фактора ядерной модификации K_S -мезонов, измеренного в системах Cu + Au, Au + Au [23] и Cu + Cu [24] при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, в разных интервалах поперечного импульса, при значениях числа N_{part} , имеющих порядок 100. Обозначения погрешности измерений такие же, как на рис. 4. Факторы ядерной модификации K_S -мезонов, измеренные в этих системах

Таблица

Значения основных параметров взаимодействия в столкновениях Cu + Au для разных классов центральности

Класс центральности, %	N_{coll}	N_{part}	T_{AA} , (мбн) ⁻¹
0 – 20	314	155	7,50
20 – 40	129	80	3,10
40 – 60	42	35	1,00
60 – 90	7,6	8,9	0,18
Без уточнения центральности	107	61	2,50

Обозначения: N_{coll} – среднее число парных неупругих нуклон-нуклонных взаимодействий; N_{part} – среднее число нуклонов, участвующих в ядро-ядерном столкновении; T_{AA} – среднее значение функции ядерного перекрытия.

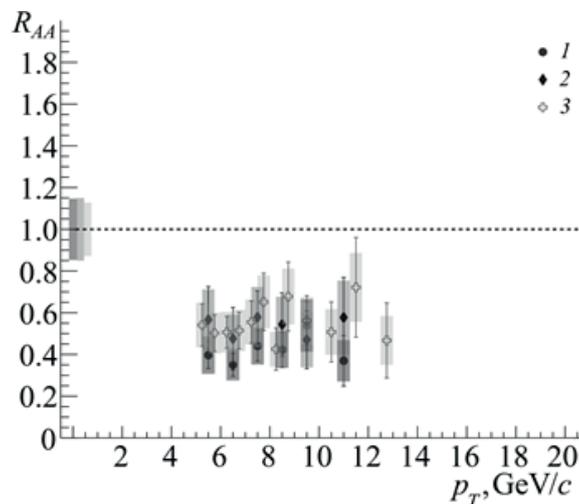


Рис. 5. Зависимости фактора ядерной модификации K_S -мезонов (3) от поперечного импульса в столкновениях Au + Au ($N_{part} = 102$; класс центральности 20 – 60 % [23]) (1), Cu + Cu ($N_{part} = 85$; 0 – 20% [24]) (2) и Cu + Au ($N_{part} = 80$; 20 – 40%) (3)

ядро-ядерных столкновений, равны друг другу в пределах погрешности измерений в разных интервалах поперечного импульса. Аналогичная картина наблюдается для факторов ядерной модификации π^0 - и η -мезонов [28, 31]. Это свидетельствует о том, что эффект гашения адронных струй в столкновениях Cu + Au, Au + Au и Cu + Cu при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ не зависит от формы области перекрытия, реализуемой в этих системах.

Заключение

В эксперименте PHENIX измерено рождение K_S -мезонов в столкновениях ядер меди и золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в разных интервалах поперечного импульса и центральности. Отношения выходов K_S -мезонов к выходам π^0 -мезонов (I_{KS} / I_{π^0}) не зависят от центральности и поперечного импульса в пределах погрешности измерений. Порядок величины отношений I_{KS} / I_{π^0} (0,4 – 0,5) совпадает с величинами аналогичных отношений, измеренных ранее в столкновениях $d + Au$ и $Cu + Cu$ при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в эксперименте PHENIX.

Факторы ядерной модификации π^0 -, η - и K_S -мезонов в (Cu + Au)-столкновениях равны между собой в пределах погрешности измерений в разных интервалах центральности и поперечного импульса в области $p_T > 4 - 6$ ГэВ/с, а также равны факторам ядерной модификации адронных струй, измеренным в той же системе в соответствующих классах центральности. Это говорит о том, что в (Cu + Au)-столкновениях эффект гашения адронных струй происходит на партонном уровне до фрагментации.

Факторы ядерной модификации K_S -мезонов, измеренные в столкновениях Cu + Au, Au + Au и Cu + Cu при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, равны друг другу в пределах погрешности измерений в разных интервалах поперечного импульса. Это говорит о независимости эффекта гашения адронных струй в указанных системах при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ от реализуемой в них формы области перекрытия.

Результаты настоящей работы были получены в процессе выполнения государственного задания Минобрнауки России 3.1498.2017/4.6.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хелзен Ф., Мартин А.Д. Кварки и лептоны: введение в физику частиц. Пер. с англ. М.: Мир, 1987. 456 с.
2. Wang X.-N. (Ed.) Quark-gluon plasma 5. Beijing, China: World Scientific, 2016. 403 p.
3. Mendes M., Torrieri G. A quark-gluon plasma inspired model of the universe: Introduction and Inflation // arXiv preprint arXiv. 1805.02441. 2018.
4. Gromov N.A. Elementary particles in the early universe // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. 2016. Vol. 2016. No. 03. P. 053.
5. Husdal L. On effective degrees of freedom in the early universe // Galaxies. 2016. Vol. 4. No. 4. P. 78.
6. Arsene I., Dearden I.G., Beavis D., et al. Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The perspective from the BRAHMS experiment // Nuclear Physics A. 2005. Vol. 757. No. 1–2. Pp. 1–27.
7. Back B.B., Baker M.D., Ballintijn M., et al. The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC // Nuclear Physics A. 2005. Vol. 757. No. 1–2. Pp. 28–101.
8. Adams J., Aggarwal M.M., Ahammed Z., et al. Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: the STAR Collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions // Nuclear Physics A. 2005. Vol. 757. No. 1–2. Pp. 102–183.
9. Adcox K., Adler S.S., Afanasiev S., et al. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: experimental evaluation by the PHENIX Collaboration // Nuclear Physics A. 2005. Vol. 757. No. 1–2. Pp. 184–283.
10. Foka P., Janik M.A. An overview of experimental results from ultrarelativistic heavy-ion collisions at the CERN LHC: bulk properties and dynamical evolution // Reviews in Physics. 2016. Vol. 1. November. Pp. 154–171.
11. Miller M.L., Reygers K., Sanders S. J., et al. Glauber modeling in high-energy nuclear collisions // Annual Review of Nuclear and Particle Science. 2007. Vol. 57. Pp. 205–243.
12. Adare A., Afanasiev S., Aidala C., et al. Inclusive cross section and double helicity asymmetry for π^0 production in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV: implications for the polarized



- gluon distribution in the proton // *Physical Review*. D. 2007. Vol. 76. No. 5. P. 051106.
13. **Adare A., Aidala C., Ajitanand N.N., et al.** Inclusive cross section and double-helicity asymmetry for π^0 production at midrapidity in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 510$ GeV // *Physical Review*. D. 2016. Vol. 93. No. 1. P. 011501.
14. **Elayavalli R.K., Zapp K.C.** Medium response in JEWEL and its impact on jet shape observables in heavy ion collisions // *Journal of High Energy Physics*. 2017. Vol. 2017. No. 7. P. 141.
15. **Park C., Jeon S., Gale C.** Jet modification with medium recoil in quark-gluon plasma // *Nuclear Physics*. A. 2019. Vol. 982. February. Pp. 643–646.
16. **Cao S., Luo T., Qin G.Y., et al.** Linearized Boltzmann transport model for jet propagation in the quark-gluon plasma: heavy quark evolution // *Physical Review*. C. 2016. Vol. 94. No. 1. P. 014909.
17. **He Y., Luo T., Wang X.N., et al.** Linear Boltzmann transport for jet propagation in the quark-gluon plasma: elastic processes and medium recoil // *Physical Review*. C. 2015. Vol. 91. No. 5. P. 054908.
18. **Chien Y.T., Vitev I.** Towards the understanding of jet shapes and cross sections in heavy ion collisions using soft-collinear effective theory // *Journal of High Energy Physics*. 2016. Vol. 2016. No. 5. P. 23.
19. **Chien Y.T., Emerman A., Kang Z.B., et al.** Jet quenching from QCD evolution // *Physical Review*. D. 2016. Vol. 93. No. 7. P. 074030.
20. **Cao S., Park C., Barbieri R.A., et al.** Multistage Monte Carlo simulation of jet modification in a static medium // *Physical Review*. C. 2017. Vol. 96. No. 2. P. 024909.
21. **Ghiglieri J.** Energy loss at NLO in a high-temperature Quark-Gluon Plasma // *Nuclear Physics*. A. 2016. Vol. 956. December. Pp. 801–804.
22. **Djordjevic M., Zigic D., Blagojevic B., et al.** Dynamical energy loss formalism: from describing suppression patterns to implications for future experiments // *Nuclear Physics*. A. 2019. Vol. 982. February. Pp. 699–702.
23. **Бердников А.Я., Иванищев Д.А., Котов Д.О., Рябов В.Г., Рябов Ю.Г., Самсонов В.М.** Подавление выхода короткоживущих нейтральных каонов в центральных столкновениях ядер золота при энергии 200 ГэВ // *Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. Физико-математические науки*. 2011. № 2 (122). С. 111–116.
24. **Adare A., Afanasiev S., Aidala C., et al.** Measurement of K_{s0} and K_{s0}^* in $p + p$, $d + Au$, and $Cu + Cu$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // *Physical Review*. C. 2014. Vol. 90. No. 5. P. 054905.
25. **Adcox K., Adler S. S., Aizama M., et al.** PHENIX detector overview // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2003. Vol. 499. No. 2–3. Pp. 469–479.
26. **Allen M., Bennett M.J., Bobrek M., et al.** PHENIX inner detectors // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2003. Vol. 499. No. 2–3. Pp. 549–559.
27. **Aphecetche L., Aves T.C., Banning J., et al.** PHENIX calorimeter // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2003. Vol. 499. No. 2–3. Pp. 521–536.
28. **Zharko S. (PHENIX Collaboration).** Studying parton energy loss using meson production in Large Collision Systems with PHENIX // *Nuclear Physics*. A. 2017. Vol. 967. November. Pp. 552–555.
29. **Tanabashi M., Hagiwara K., Hikasa K., et al.** Review of particle physics // *Physical Review*. D. 2018. Vol. 98. No. 3. P. 030001.
30. **Brun R., Hagelberg R., Hansroul M., et al.** Geant: simulation program for particle physics experiments. User guide and reference manual // *Preprint CERN. CERN-DD-78-2-REV*. 1978.
31. **Aidala C., Ajitanand, N.N., Akiba, Y., et al.** Production of π^0 and η mesons in $Cu + Au$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // *Physical Review*. C. 2018. Vol. 98. No. 5. P. 054903.
32. **Adare A., Afanasiev S., Aidala C., et al.** Measurement of neutral mesons in $p+p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV and scaling properties of hadron production // *Physical Review*. D. 2011. Vol. 83. No. 5. P. 052004.
33. **Timilsina A. (PHENIX Collaboration).** PHENIX results on reconstructed jets in $p + p$ and $Cu + Au$ collisions // *Nuclear Physics*. A. 2016. Vol. 956. December. Pp. 637–640.

Статья поступила в редакцию 20.03.2019, принята к публикации 01.04.2019.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

БЕРДНИКОВ Александр Ярославич – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры экспериментальной ядерной физики Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Российская Федерация.

195251, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
alexber@phmf.spbstu.ru

БЕРДНИКОВ Ярослав Александрович – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой экспериментальной ядерной физики Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Российская Федерация.

195251, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
berdnikov@spbstu.ru

ЖАРКО Сергей Вячеславович – ассистент кафедры экспериментальной ядерной физики Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Российская Федерация.

195251, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
zharkosergey94@gmail.com

КОТОВ Дмитрий Олегович – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры экспериментальной ядерной физики Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Российская Федерация.

195251, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
dmitriy.kotov@gmail.com

РАДЗЕВИЧ Павел Владиславович – аспирант кафедры экспериментальной ядерной физики Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Российская Федерация.

195251, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
radzevichp@gmail.com

REFERENCES

1. Halzen F., Martin A.D., Quarks and leptons: an introductory course in modern particle physics, John Wiley & sons, New York, 1984.
2. Wang X.-N., Quark-gluon plasma 5, World Scientific, Beijing, 2016.
3. Mendes M., Torrieri G., A quark-gluon plasma inspired model of the universe: introduction and inflation, arXiv preprint arXiv:1805.02441, 2018.
4. Gromov N.A., Elementary particles in the early universe, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. 2016 (03) (2016) 053.
5. Husdal L., On effective degrees of freedom in the early universe, Galaxies. 4 (4) (2016) 78.
6. Arsene I., Dearden I.G., Beavis D., et al., Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The perspective from the BRAHMS experiment, Nuclear Physics. A. 757 (1–2) (2005) 1–27.
7. Back B.B., Baker M.D., Ballintijn M., et al., The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC, Nuclear Physics. A. 757 (1–2) (2005) 28–101.
8. Adams J., Aggarwal M.M., Ahammed Z., et al., Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: the STAR Collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions, Nuclear Physics. A. 757 (1–2) (2005) 102–183.
9. Adcox K., Adler S.S., Afanasiev S., et al., Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: experimental evaluation by the PHENIX Collaboration, Nuclear Physics. A. 757 (1–2) (2005) 184–283.
10. Foka P., Janik M.A., An overview of experimental results from ultrarelativistic heavy-ion collisions at the CERN LHC: bulk properties and dynamical evolution, Reviews in Physics. 1 (November) (2016) 154–171.
11. Miller M.L., Reygers K., Sanders S.J., et al., Glauber modeling in high-energy nuclear collisions, Annual Review of Nuclear and Particle Science. 57 (2007) 205–243.
12. Adare A., Afanasiev S., Aidala C., et al., Inclusive cross section and double helicity



asymmetry for π^0 production in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV: implications for the polarized gluon distribution in the proton, *Physical Review D*. 76 (5) (2007) 051106.

13. **Adare A., Aidala C., Ajitanand N.N., et al.**, Inclusive cross section and double-helicity asymmetry for π^0 production at midrapidity in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 510$ GeV, *Physical Review D*. 93 (1) (2016) 011501.

14. **Elayavalli R.K., Zapp K.C.**, Medium response in JEWEL and its impact on jet shape observables in heavy ion collisions, *Journal of High Energy Physics*. 2017 (7) (2017) 141.

15. **Park C., Jeon S., Gale C.**, Jet modification with medium recoil in quark-gluon plasma, *Nuclear Physics A*. 982 (February) (2019) 643–646.

16. **Cao S., Luo T., Qin G.Y., et al.**, Linearized Boltzmann transport model for jet propagation in the quark-gluon plasma: heavy quark evolution, *Physical Review C*. 94 (1) (2016) 014909.

17. **He Y., Luo T., Wang X.N., et al.**, Linear Boltzmann transport for jet propagation in the quark-gluon plasma: elastic processes and medium recoil, *Physical Review C*. 91 (5) (2015) 054908.

18. **Chien Y.T., Vitev I.**, Towards the understanding of jet shapes and cross sections in heavy ion collisions using soft-collinear effective theory, *Journal of High Energy Physics*. 2016 (5) (2016) 23.

19. **Chien Y.T., Emerman A., Kang Z.B., et al.**, Jet quenching from QCD evolution, *Physical Review D*. 93 (7) (2016) 074030.

20. **Cao S., Park C., Barbieri R.A., et al.**, Multistage Monte Carlo simulation of jet modification in a static medium, *Physical Review C*. 96 (2) (2017) 024909.

21. **Ghiglieri J.**, Energy loss at NLO in a high-temperature Quark-Gluon Plasma, *Nuclear Physics A*. 956 (December) (2016) 801–804.

22. **Djordjevic M., Zigic D., Blagojevic B., et al.**, Dynamical energy loss formalism: from describing suppression patterns to implications for future experiments, *Nuclear Physics A*. 982 (February) (2019) 699–702.

23. **Berdnikov A.Ya., Ivanishchev P.A., Kotov D.O., et al.**, K_s -meson suppression in central Au+Au collisions at central-of-mass energy of 200 GeV nucleon pair, *St. Petersburg State*

Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. (2(122)) (2011) 111–116.

24. **Adare A., Afanasiev S., Aidala C., et al.**, Measurement of K_{s0} and K^*_0 in $p+p$, $d+Au$, and $Cu+Cu$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, *Physical Review C*. 90 (5) (2014) 054905.

25. **Adcox K., Adler S.S., Aizama M., et al.**, PHENIX detector overview, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 499 (2–3) (2003) 469–479.

26. **Allen M., Bennett M.J., Bobrek M., et al.**, PHENIX inner detectors, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 499 (2–3) (2003) 549–559.

27. **Aphécetche L., Awes T.C., Banning J., et al.**, PHENIX calorimeter, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 499 (2–3) (2003) 521–536.

28. **Zharko S.** (PHENIX Collaboration), Studying parton energy loss using meson production in Large Collision Systems with PHENIX, *Nuclear Physics A*. 967 (November) (2017) 552–555.

29. **Tanabashi M., Hagiwara K., Hikasa K., et al.**, Review of particle physics, *Physical Review D*. 98 (3) (2018) 030001.

30. **Brun R., Hagelberg R., Hansroul M., et al.**, Geant: simulation program for particle physics experiments, User guide and reference manual, Preprint CERN, CERN-DD-78-2-REV, 1978.

31. **Aidala C., Ajitanand N.N., Akiba Y., et al.**, Production of π^0 and η mesons in $Cu + Au$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, *Physical Review C*. 98 (5) (2018) 054903.

32. **Adare A., Afanasiev S., Aidala C., et al.**, Measurement of neutral mesons in $p+p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV and scaling properties of hadron production, *Physical Review D*. 83 (5) (2011) 052004.

33. **Timilsina A.** (PHENIX Collaboration), PHENIX results on reconstructed jets in $p + p$ and $Cu + Au$ collisions, *Nuclear Physics A*. 956 (December) (2016) 637–640.

Received 20.03.2019, accepted 01.04.2019.

THE AUTHORS

BERDNIKOV Alexander Ya.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation
alexber@phmf.spbstu.ru

BERDNIKOV Yaroslav A.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation
berdnikov@spbstu.ru

ZHARKO Sergei V.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation
zharkosergey94@gmail.com

KOTOV Dmitry O.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation
dmitriy.kotov@gmail.com

RADZEVICH Pavel V.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation
radzevichp@gmail.com