

Научная статья

УДК 539.126.3, 539.126.6

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.18211>

**ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЯТЬ СВОЙСТВА ЗАРЯЖЕННЫХ
 $K^*(892)$ -МЕЗОНОВ И $\Sigma(1385)$ -БАРИОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ЯДЕР
ВИСМУТА ПРИ ЭНЕРГИИ 9,2 ГэВ В УСКОРИТЕЛЕ NICA
НА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКЕ MPD**

**Я. А. Бердников¹, Д. А. Иванищев¹ □, Д. О. Котов¹,
М. В. Малаев¹, А. Ю. Рябов²**

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия;

²Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константина
НИЦ «Курчатовский институт», Санкт-Петербург, Россия
□ ivanishchev_da@pnpi.nrcki.ru

Аннотация. В статье представлены результаты исследования возможности измерять свойства $K^*(892)^{\pm}$ - и $\Sigma(1385)^{\pm}$ -резонансов в столкновениях ядер висмута Bi при энергии 9,2 ГэВ с помощью экспериментальной установки (ЭУ) MPD на ускорителе NICA. Прослежены зависимости ключевых параметров процессов от поперечного импульса для различных интервалов по центральности столкновений Bi + Bi в области быстрот от -0,5 до +0,5 посредством модельных расчетов. Получены оценки массового разрешения ЭУ MPD, эффективности регистрации в ЭУ MPD и спектров по поперечному импульсу для $K^*(892)^{\pm}$ - и $\Sigma(1385)^{\pm}$ -резонансов. Проведена оценка объема выборки данных (Bi + Bi)-столкновений, позволяющей восстановить свойства $K^*(892)^{\pm}$ и $\Sigma(1385)^{\pm}$ с достаточно хорошей точностью для исследования рождения этих резонансов.

Ключевые слова: столкновение ядер висмута, рождение, резонанс, ускоритель NICA, детектор MPD

Финансирование: Работа выполнена в рамках Государственного задания на проведение фундаментальных исследований (код темы FSEG-2025-0009).

Для цитирования: Бердников Я. А., Иванищев Д. А., Котов Д. О., Малаев М. В., Рябов А. Ю. Возможности измерять свойства заряженных $K^*(892)$ -мезонов и $\Sigma(1385)$ -барионов в столкновениях ядер висмута при энергии 9,2 ГэВ в ускорителе NICA на экспериментальной установке MPD // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2025. Т. 18. № 2. С. 119–131. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.18211>

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Original article

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.18211>

FEASIBILITY TO MEASURE THE PROPERTIES OF CHARGED $K^*(892)$ MESONS AND $\Sigma(1385)$ BARYONS IN COLLISIONS OF BISMUTH NUCLEI AT AN ENERGY OF 9.2 GeV IN THE NICA COLLIDER USING THE MPD EXPERIMENTAL SETUP

Ya. A. Berdnikov¹, D. A. Ivanishchev¹ □, D. O. Kotov¹,

M. V. Malaev¹, A. Yu. Riabov²

¹ Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia;

² Petersburg Nuclear Physics Institute named by B. P. Konstantinov

of NRC «Kurchatov Institute», St. Petersburg, Russia

□ ivanishchev_da@pnpi.nrcki.ru

Abstract. We report results on a feasibility study of measuring the properties of $K^*(892)^{\pm}$ and $\Sigma(1385)^{\pm}$ resonances in collisions of bismuth nuclei (Bi) at an energy of 9.2 GeV using the MPD detector at the NICA collider. The dependencies of the process's key parameters on the transverse momentum for different intervals of centrality of Bi + Bi collisions were obtained in the rapidity range from -0.5 to $+0.5$ using model calculations. The evaluations of the mass resolution, detection efficiency of the MPD detector and the transverse momentum spectra for the $K^*(892)^{\pm}$ and $\Sigma(1385)^{\pm}$ resonances were made. The sample size of Bi + Bi collision data that allowed the $K^*(892)^{\pm}$ and $\Sigma(1385)^{\pm}$ resonances properties to be reconstructed with a sufficiently good accuracy to conduct a study of the $K^*(892)^{\pm}$ and $\Sigma(1385)^{\pm}$ resonances production was estimated.

Keywords: bismuth nuclei collisions, production, resonance, NICA collider, MPD detector

Funding: The reported study was carried out within the framework of the State Assignment for Fundamental Research (Subject Code FSEG-2025-0009).

For citation: Berdnikov Ya. A., Ivanishchev D. A., Kotov D. O., Malaev M. V., Riabov A. Yu., Feasibility to measure the properties of charged $K^*(892)$ mesons and $\Sigma(1385)$ baryons in collisions of bismuth nuclei at an energy of 9.2 GeV in the NICA collider using the MPD experimental setup, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 18 (2) (2025) 119–131. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.18211>

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Введение

Одной из основных целей экспериментов по изучению столкновений релятивистских тяжелых ядер является построение фазовой диаграммы квантово-хромодинамической (КХД) материи и исследование свойств такой материи в условиях высоких температур и барионных плотностей. В столкновениях тяжелых ядер при энергиях, достигнутых на Релятивистском коллайдере тяжелых ионов (англ. Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC)) в Брукхейвенской национальной лаборатории (BNL, США), на Протонном суперсинхротроне (англ. Super Proton Synchrotron (SPS)) и на Большом адронном коллайдере (англ. Large Hadron Collider (LHC)) в Европейской организации по ядерным исследованиям (CERN, Швейцария), были получены убедительные доказательства образования сильно-взаимодействующей кварк-глюонной плазмы (КГП) [1, 2].

Эволюцию КГП успешно описывают гидродинамическими моделями, предполагающими наличие локального теплового равновесия и ряда специфических начальных условий [3, 4]. Столкновение тяжелых релятивистских ядер начинается с первичных



нуклон-нуклонных взаимодействий. Затем наступает предравновесная фаза и образуется КГП. По мере расширения и охлаждения системы, образующейся в столкновениях тяжелых релятивистских ядер, начинается процесс адронизации, в результате которого КГП превращается в бесцветные адроны. Кварки и глюоны оказываются запертыми внутри адронов. Образуется плотный и горячий газ из стабильных адронов и резонансов. Система достигает химической заморозки, при которой неупругие столкновения среди адронов прекращаются, и выходы стабильных частиц фиксируются [5].

После химической заморозки адроны продолжают взаимодействовать между собой посредством упругого или псевдо-упругого (рассеяние через промежуточное состояние) рассеяния, обмениваясь импульсом. Система достигает стадии, когда средняя длина свободного пробега адронов становится значительно больше размера системы, т. е. наступает так называемая кинетическая заморозка. На этом этапе формируется распределение адронов по импульсам, их состав больше не меняется и адроны свободно движутся к детекторным устройствам. Поскольку значения температуры химической заморозки и перехода кварк-адрон близки между собой, фазу между химической и кинетической заморозкой называют адронной [6]. Поздняя адронная фаза столкновения релятивистских тяжелых ядер представляет собой уникальную среду для изучения адронной системы в условиях высоких значений температуры и плотности. Понимание процессов, происходящих в возбужденном адронном газе, имеет первостепенное значение для интерпретации наблюдаемых величин, используемых для характеристики химической и кинетической заморозки, адронной фазы и, в более широком смысле, временной эволюции системы, образующейся в столкновениях релятивистских тяжелых ионов. Свойства адронной фазы исследуют путем регистрации адронных распадов короткоживущих резонансов [7]. Время жизни τ короткоживущих адронных резонансов достаточно мало и сопоставимо с продолжительностью адронной фазы (около 10 фм/с [8]). В этом контексте короткоживущие адронные резонансы являются чувствительными зондами для изучения адронной фазы. Адронные резонансы с самым коротким временем жизни, такие как $\rho(770)$ -мезон ($\tau \approx 1$ фм/с [9]), распадаются во время адронной фазы. Их дочерние частицы могут расseyаться на окружающих их адронах в плотной адронной материи, изменив импульс и направление движения. В результате теряется первоначальная информация о резонансе, из которого они произошли.

Из-за отсутствия корреляции между дочерними частицами резонанс невозможно восстановить с помощью стандартной методики анализа инвариантной массы, и измеренный выход оказывается подавленным, по сравнению с ожидаемым [8]. Также меняются другие наблюдаемые свойства резонансов, такие как форма спектра по поперечному импульсу, масса, ширина и т. п. Ситуация дополнительно осложняется эффектами рекомбинации, при которых адроны адронного газа рекомбинируют, образуя новые резонансы, что приводит к возрастанию выхода, по сравнению с его исходным значением. Интенсивность этих двух процессов зависит от времени жизни адронной фазы, плотности адронной среды, сечения взаимодействия продукта распада резонансов с другими адронами и времени жизни самих резонансов.

Преобладание одного эффекта над другим можно исследовать, если изучать отношения выходов резонансов к выходам долгоживущих адронов с таким же кварковым составом в виде функции от центральности столкновения. Адронные резонансы с большим временем жизни, такие как $\phi(1020)$ -мезон ($\tau \approx 45$ фм/с [9]), вероятнее всего «переживают» адронную фазу и распадаются в вакууме после кинетического замораживания. Данная особенность таких резонансов используется для сравнения с рождением более короткоживущих резонансов в базовых измерениях [10].

Помимо разного времени жизни, адронные резонансы обладают разным кварковым составом, массой, барионным числом и странностью. Поэтому систематическое исследование рождения резонансов позволяет не только изучать свойства адронной фазы и ее развития, но и другие эффекты, свойственные плотной и горячей ядерной среде. Это, например, механизмы адронизации в области промежуточных и больших значений поперечных импульсов, динамика процессов и реакций, формирующих спектры поперечного импульса частиц, избыточный выход барионов по отношению к мезонам, избыточный выход странности и др. [10]. Адронные резонансы рождаются в достаточном количестве.

Дочерние частицы их адронных распадов можно зарегистрировать с помощью детекторных устройств, а их свойства довольно легко восстанавливаются методом инвариантной массы даже для каскадных распадов резонансов.

В систематическом исследовании адронных резонансов особую роль играют следующие резонансы с доминирующими адронными каскадными распадами [9]:

Элементарная частица	Время жизни τ , фм/с
Барион $\Sigma(1385)^-$	$\approx 5,01$,
Барион $\Sigma(1385)^+$	$\approx 5,45$,
Мезон $K^*(892)^+$	$\approx 3,84$,
Мезон $K^*(892)^-$	$\approx 3,83$.

Данные резонансы обладают временами жизни, сравнимыми с временем жизни адронной фазы. Подобно мезонам $K^*(892)^0$ и $\rho(770)$, они распадаются во время адронной фазы. В зависимости от преобладания эффектов перерассеяния или эффектов рекомбинации их выход может быть подавлен или избыточен, по сравнению с базовыми измерениями выхода квазистабильных частиц с близким кварковым составом. Наблюдение экспериментального доминирования того или иного эффекта для широкого круга резонансов позволяет более точно задавать сечения адронных взаимодействий для описания известных адронных процессов при моделировании адронной фазы.

В кварковый состав барионов $\Sigma(1385)^- (uss)$, $\Sigma(1385)^+ (dds)$, а также мезонов $K^*(892)^+ (s\bar{u})$ и $K^*(892)^- (u\bar{s})$ входят странные кварки и, в отличие от ф-мезона, их странность открыта. Указанное свойство этих резонансов позволяет глубже исследовать особенности рождения странности посредством измерения их рождения вместе с рождением ф-мезонов. Разное число夸克ов, входящих в состав рассматриваемых резонансов, также позволяет использовать их для исследования избыточного выхода барионов по отношению к мезонам, механизмы адронизации и т. п.

В ближайшее время, после ввода в эксплуатацию ускорительного комплекса (англ. Nuclotron-based Ion Collider (NICA)) в Объединенном институте ядерных исследований (г. Дубна, Россия), на ускорительном комплексе начнется эксперимент по изучению процессов при столкновениях тяжелых ядер (англ. Multi-Purpose Detector (MPD)) [11]. Ожидается, что в коллайдерном режиме первыми сталкивающимися системами на ускорителе NICA будут ядра атомов висмута ($Bi + Bi$) и ксенона ($Xe + Xe$) при энергии столкновения на нуклон-нуклонную пару в системе центра масс $\sqrt{S_{NN}} = 7,0 - 9,2$ ГэВ.

Систематическое исследование рождения резонансов в столкновениях релятивистских ядер при энергии ускорителя NICA является одной из основных задач эксперимента MPD и станет продолжением исследований рождения резонансов на ускорителях SPS, RHIC и LHC.

В настоящее время проводятся подготовительные работы к пуску ускорительного комплекса. Разрабатываются методики измерений и оцениваются возможно наблюдаемые величины на основе модельных расчетов. Особое внимание уделяется разработке сложных алгоритмов, а их апробация осуществляется на основе модельных расчетов.

Цель настоящего исследования – определить возможность измерения свойств адронных резонансов $\Sigma(1385)^-$ и $\Sigma(1385)^+$ -барионов, а также $K^*(892)^+ (su)$ и $K^*(892)^- (u\bar{s})$ мезонов с помощью экспериментальной установки MPD в ускорителе NICA в столкновениях ядер висмута при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 9,2$ ГэВ в адронных каскадных каналах распада

$$\begin{aligned} \Sigma(1385)^- &\rightarrow \Lambda + \pi^-, \\ \Sigma(1385)^+ &\rightarrow \Lambda + \pi^+ (\Lambda \rightarrow p + \pi^-), \\ K^*(892)^+ &\rightarrow K_s + \pi^+, \\ K^*(892)^- &\rightarrow K_s + \pi^- (K_s \rightarrow \pi^+ + \pi^-) \end{aligned}$$

в области быстрот $|y| < 0,5$ и в зависимости от центральности столкновений.

Экспериментальная установка MPD и методика модельного расчета

Эта установка представляет собой одну из двух крупных детекторных систем на ускорителе NICA, которая оптимизирована для изучения плотной и горячей материи, образующейся в столкновениях релятивистских тяжелых ионов. Установка включает



центральную часть, которая имеет большую время-проекционную камеру, времяпролетный детектор и электромагнитный калориметр (расположены внутри сверхпроводящего магнита). К центральной части спереди и сзади примыкают детекторы, которые используются для отбора событий, измерений вершины и времени взаимодействия, а также центральности столкновения тяжелых ионов. Наиболее подробную информацию о детекторах экспериментальной установки MPD, их параметрах и оценке эффективности можно найти в статье [11]. Описаны возможности время-проекционной камеры (англ. Time Projection Chamber (TPC)) для восстановления треков заряженных частиц и идентификации частиц, а также времяпролетного (англ. Time-Of-Flight (TOF)) детектора для идентификации частиц.

Эксперимент MPD, как и весь ускорительный комплекс NICA, находится в стадии подготовки и планируется к запуску в ближайшие годы. В связи с этим ведется активная работа по надежному моделированию столкновений тяжелых ионов при энергиях, ожидаемых на ускорителе NICA как в коллайдерном варианте столкновений, так и в варианте столкновений с фиксированной мишенью. Также проводится детальное моделирование откликов различных детекторных подсистем, входящих в экспериментальную установку MPD, чтобы оценить возможности экспериментальной установки восстанавливать сигналы от разного рода физических процессов, которые предполагается изучать в эксперименте MPD, в частности, происходящих при столкновениях разных систем при разных энергиях столкновений.

В настоящей работе проведен анализ данных, полученных путем моделирования столкновений ядер висмута Bi при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 9,2$ ГэВ. Для моделирования столкновений Bi + Bi в широком диапазоне значений прицельного параметра использовался генератор событий UrQMD – один из наиболее известных и популярных программных пакетов для надежного моделирования взаимодействий тяжелых ионов в области энергий, ожидаемых на ускорителе NICA. В условиях входных настроек генератора событий изучаемые резонансы были объявлены стабильными частицами.

Поскольку целью данной работы было исследование возможностей будущей экспериментальной установки MPD по восстановлению сигналов от каскадных распадов резонансов, эта настройка использовалась для минимизации искажения получаемых результатов. Искажения возникают вследствие эффектов поздней адронной фазы взаимодействия тяжелых релятивистских ионов (перерассеивание и регенерация дочерних частиц в адронном газе). Смоделированные события (Bi + Bi)-столкновений, полученные генератором UrQMD, затем использовались для моделирования отклика детекторной установки MPD с помощью программного пакета MpdRoot [11]. Этот пакет служит основным инструментом как для моделирования, так и для обработки результатов, полученных на экспериментальной установке MPD. Он содержит в себе наиболее актуальную, точную и детальную геометрию всех детекторных подсистем, описанную с помощью программного пакета Geant, а также инструменты для восстановления треков заряженных частиц, обработки сигналов электромагнитных и адронных калориметров, идентификации частиц и т. п. Также в пакете MpdRoot проводилось моделирование распада изучаемых резонансов в соответствии с их табличными параметрами, с применением программного пакета Geant [9].

В данной работе изучались следующие распады резонансов в каскадных модах распада (с наличием вторичной вершины распада):

$$\begin{aligned} K^*(892)^\pm &\rightarrow K_S + \pi^\pm (K_S \rightarrow \pi^+ + \pi^-), \\ \Sigma(1385)^\pm &\rightarrow \Lambda + \pi^\pm (\Lambda \rightarrow p + \pi^-). \end{aligned}$$

Особенностью изучения подобных распадов является необходимость восстановления вторичной вершины распадов K_S -мезонов и Λ -барионов, прежде чем восстанавливать сигнал от распада изучаемого резонанса. Поскольку на первой ступени эксплуатации экспериментальной установки MPD не предусмотрен монтаж внутреннего трекера (в будущем он позволит более точно восстанавливать вторичные вершины распада), эта работа была направлена на оптимизацию отбора кандидатов (по требуемым критериям) на вторичную вершину от распадов K_S -мезонов и Λ -барионов (в том числе с применением

инструментов, встроенных в программный пакет MpRoot). Было необходимо свести к минимуму уровень фона в получаемых распределениях без значимых потерь полезного сигнала. При этом применялись более эффективные алгоритмы восстановления треков заряженных частиц и выборка данных по ($\text{Bi} + \text{Bi}$)-столкновениям была увеличена до 50 млн. столкновений, по сравнению с описанными в работах [12, 13] (где она составляла 5 млн.), посвященных изучению возможностей экспериментальной установки MPD измерять свойства $K^*(892)^{\pm}$ и $\Sigma(1385)^{\pm}$ -резонансов в ($\text{Au} + \text{Au}$)-столкновениях при энергиях $\sqrt{S_{NN}} = 4,0, 7,7$ и $11,0$ ГэВ [12] и $\text{Bi} + \text{Bi}$ при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 9,2$ ГэВ [13]. Кроме того, детекторные подсистемы экспериментальной установки MPD были описаны более подробно, на основе новых сведений.

Благодаря применению новых оптимизированных алгоритмов и более масштабному исследованию, в настоящей работе впервые удалось получить новые интересные результаты, отражающие зависимости от центральности столкновений (что наиболее важно).

Свойства $K^*(892)^{\pm}$ - и $K^*(892)^{\pm}$ -резонансов, так же как $\Sigma(1385)^{\pm}$ - и $\Sigma(1385)^{\pm}$ -резонансов, близки друг к другу, тогда как их адронные распады различаются зарядом пиона. В настоящей работе, с целью расширения статистики и облегчения восстановления свойств исследуемых резонансов, рассматривались усредненные суммы

$$[K^*(892)^+ + K^*(892)^-]/2 \text{ и } [\Sigma(1385)^+ + \Sigma(1385)^-]/2.$$

В проводимом здесь исследовании из общего набора столкновений отбирались события с восстановленной вершиной взаимодействия в пределах 130 см по оси z от геометрического центра экспериментальной установки. Такое требование связано с необходимостью соблюдать постоянство эффективности триггера по z -координате вершины взаимодействия. Центральность событий оценивалась нами на основе информации о множественности заряженных частиц, восстановленных в детекторе TPC [10].

Для восстановления сигнала от распадов изучаемых резонансов была разработана и усовершенствована комплексная методика, учитывающая топологию изучаемых распадов, параметры и возможности экспериментальной установки MPD, а также возможные фоновые процессы, искажающие восстанавливаемый сигнал. Для каждого события все анализируемые треки заряженных частиц тестировались на соответствие ряду критериев, чтобы отобрать те треки, которые должны быть использованы для восстановления сигнала от распадов изучаемых резонансов. Все треки следовало идентифицировать либо как пионы, либо как протоны (это зависело от того, какой тип частиц отбирался на данной стадии), используя информацию с детекторов TPC и TOF. При этом для отбора рассматривались только наиболее точно восстановленные треки и применялись критерии отбора по минимальному значению числа точек в TPC, использованных для восстановления трека, а также по максимальному значению псевдобыстроты восстановленного трека заряженной частицы.

Для отбора пионов от непосредственного распада $K^*(895)^{\pm}$ - и $\Sigma(1385)^{\pm}$ -резонансов также проверялось расстояние минимального сближения восстановленного трека и первичной вершины взаимодействия.

Отдельной стадией работы был отбор кандидатов и восстановление вторичной вершины распадов K_s -мезонов и Λ -барионов. Помимо критериев отбора треков, описанных выше, для отбора пионов (протонов) применялся критерий минимального значения параметра χ^2 при ассоциации восстановленного трека с первичной вершиной взаимодействия. Отобранные таким образом треки объединялись во все возможные пары $\pi^+\pi^-$ ($p\pi^-$) в случае восстановления вторичной вершины от распада K_s -мезонов (Λ -барионов). Каждая анализируемая пара тестировалась по критериям соответствия дочерним частицам от распада K_s -мезонов или Λ -барионов:

на максимальное значение расстояния между двумя треками во вторичной вершине распада;

на качество восстановления вторичной вершины (максимальное значение χ^2);

на минимальное расстояние между первичной и вторичной вершиной распада;

на максимальное значение угла между вектором, соединяющим первичную и вторичную вершины распада, и вектором восстановленного импульса K_s -мезона (Λ -бариона).



В результате только прошедшие все критерии отбора пары использовались для восстановления инвариантной массы пары $\pi^+\pi^-$ ($p\pi^-$) с целью выделения сигнала от распадов K_S -мезонов (Λ -барионов).

На рис. 1 представлены примеры распределений восстановленных инвариантных масс пар $\pi^+\pi^-$ и $p\pi^-$ до и после применения критериев отбора. Видно, что применение указанных критериев отбора значительно подавляет фоновую составляющую распределений, что позволяет выделять сигналы с минимальной примесью фона от распадов K_S -мезонов и Λ -барионов для дальнейшего анализа.

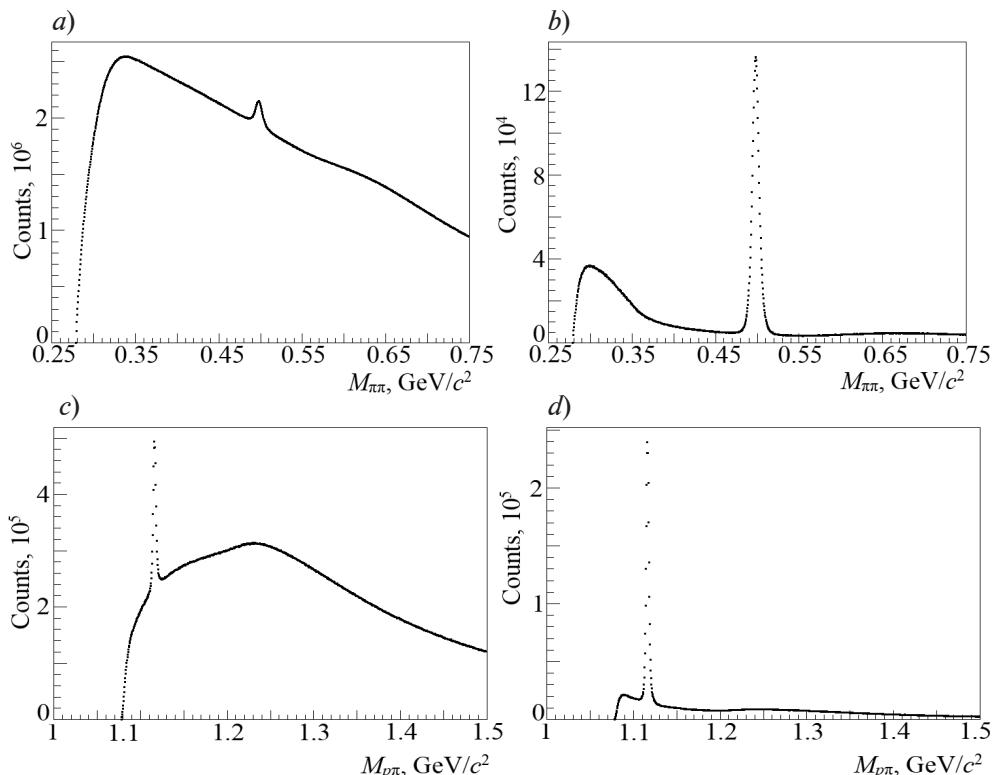


Рис. 1. Спектры инвариантной массы пары противоположно заряженных пионов (п π) (a, b) и пары протон- π^- (c, d) в столкновениях ядер висмута до (a, c) и после (b, d) применения критериев отбора; (Bi + Bi) $\sqrt{s_{NN}} = 9,2 \text{ ГэВ}$. Спектры восстановлены в области поперечных импульсов p_T обеих пар $0,4 < p_T < 0,6 \text{ ГэВ}/c$

С целью дальнейшего анализа, из распределений, представленных на рис. 1, b, d, отбирались кандидаты в распады K_S -мезоны и Λ -барионы, находящиеся в интервале ± 2 среднеквадратичных отклонений от табличной массы K_S -мезона или Λ -бариона. Кандидаты в K_S -мезоны (Λ -барионы), отобранные таким образом, мы комбинировали с заряженными пионами, прошедшими все критерии отбора, и заполняли распределения инвариантных масс пар πK_S ($\pi\Lambda$). Полученные распределения содержали, помимо сигнала от распадов изучаемых резонансов, значительную подложку комбинаторного фона, который оценивался методом смешивания событий. Для оценки комбинаторного фона, для каждого анализируемого события подбирались схожие по значению z -координаты положения вершины столкновения и множественности восстановленных частиц события. Использовалась описанная выше методика по восстановлению инвариантной массы пар $\pi K_S(\pi\Lambda)$, однако пионы для этой пары брались из анализируемого события, а кандидаты в K_S -мезоны (Λ -барионы) – из подобранных схожих событий. Распределение инвариантных масс, полученное методом смешивания событий, нормировалось на анализируемое распределение в области инвариантных масс, где не ожидалось полезного сигнала; затем это распределение вычиталось из анализируемого распределения. На рис. 2 представлены примеры распределений инвариантных масс пар πK_S и $\pi\Lambda$ до и после вычитания комбинаторного фона.

Распределение, сформированное после вычитания комбинаторного фона, аппроксимировалось составной функцией с целью вычисления выходов $K^*(892)^{\pm}$ - и $\Sigma(1385)^{\pm}$ -резонансов в ($\text{Bi} + \text{Bi}$)-столкновениях при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 9,2$ ГэВ, полученных после применения всех критериев отбора.

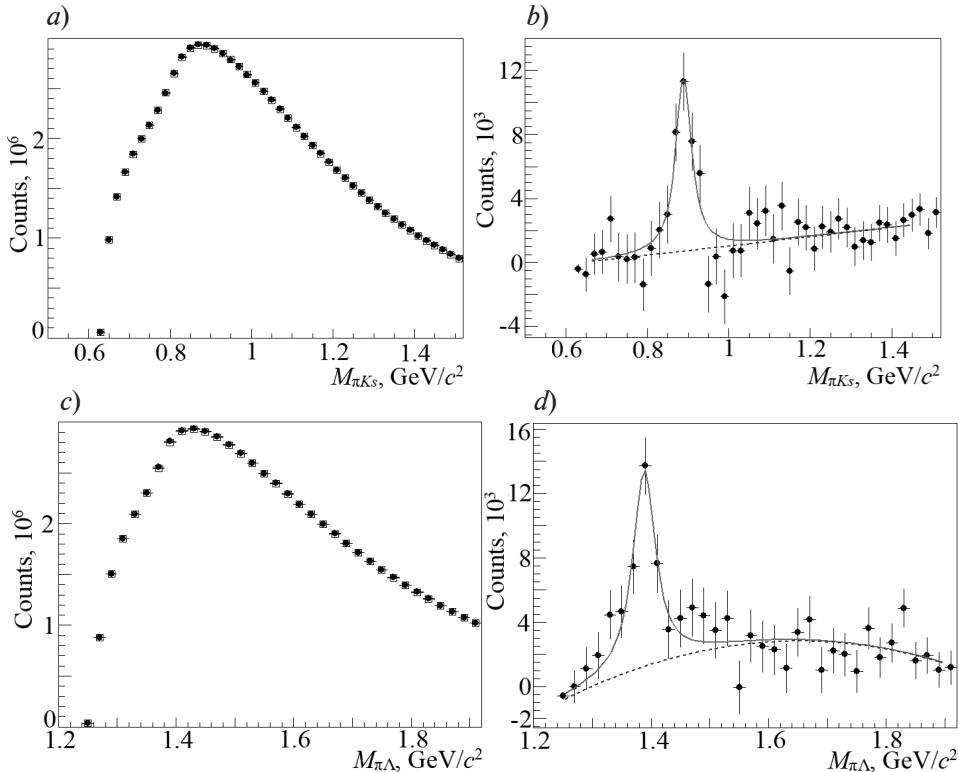


Рис. 2. Спектры инвариантной массы пар πK_S (a, b) и $\pi\Lambda$ (c, d) (черные символы) в столкновениях ядер висмута до (a, c) и после (b, d) вычитания комбинаторного фона (квадраты); ($\text{Bi} + \text{Bi}$) $\sqrt{S_{NN}} = 9,2$ ГэВ.

Спектры восстановлены в областях поперечных импульсов p_T пар πK_S и $\pi\Lambda$ $0,4 < p_T \pi^{K_S} < 0,6$ ГэВ/с и $0,4 < p_T \pi^\Lambda < 0,6$ ГэВ/с соответственно.

Использованы: функция Брейта – Вигнера, свернутая с функцией Гаусса, описывающая пик (сплошная линия), и полиномом второй степени, описывающим коррелированный фон (пунктир)

Функция аппроксимации включает в себя свертку функции Брейта – Вигнера (для описания спектральной формы резонанса) и функции Гаусса (для учета массового разрешения экспериментальной установки MPD), а также полиномом для учета остаточного фона. Интеграл свертки функции Брейта – Вигнера и функции Гаусса брался в качестве значения выхода.

Для оценки массового разрешения для каждого анализируемого диапазона значений поперечного импульса строилось распределение разности значений генерированной и восстановленной массы изучаемого резонанса. Данное распределение аппроксимировалось функцией Гаусса, а ширина, полученная из аппроксимации, принималась за массовое разрешение [10]. На рис. 3 представлены зависимости массового разрешения экспериментальной установки MPD от значения поперечного импульса в случае восстановления распадов

$$K^*(892)^{\pm} \rightarrow K_S + \pi^{\pm} \text{ (a) и } \Sigma(1385)^{\pm} \rightarrow \Lambda + \pi^{\pm} \text{ (b).}$$

На рис. 4 представлены распределения эффективности восстановления распадов

$$K^*(892)^{\pm} \rightarrow K_S + \pi^{\pm} \text{ (a) и } \Sigma(1385)^{\pm} \rightarrow \Lambda + \pi^{\pm} \text{ (b)}$$



в ($\text{Bi} + \text{Bi}$)-столкновениях при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 9,2 \text{ ГэВ}$ в разных диапазонах по центральности столкновений. Распределения получены в виде зависимости от значения поперечного импульса. Если в случае $K^*(892)^\pm$ -мезонов эффективность восстановления в области малых значений поперечного импульса хотя и мала, но все же превышает нулевое значение, то в случае $\Sigma(1385)^\pm$ -барионов эффективность падает вплоть до нуля, что вводит ограничения на значения поперечного импульса, минимально достижимые для восстановления сигнала от распадов барионов. При увеличении поперечного импульса, эффективности восстановления $K^*(892)^\pm$ - и $\Sigma(1385)^\pm$ -резонансов возрастают и достигают значения 0,2, после чего остаются стабильными. Это означает, что максимально достижимые значения поперечного импульса ограничены лишь объемом набранной статистики.

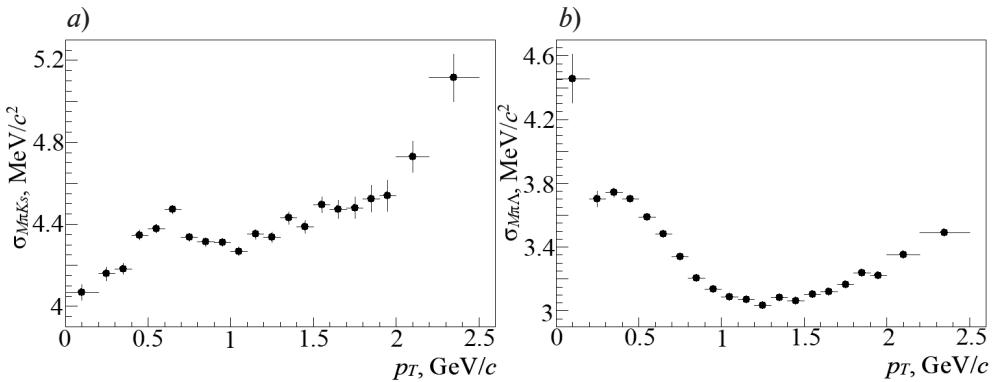


Рис. 3. Зависимости массового разрешения многофункционального детектора MPD ($\sigma_{M\pi K_s}$ и $\sigma_{M\pi\Lambda}$) от поперечного импульса p_T пар πK_s (a) и $\pi\Lambda$ (b) для распадов $K^*(892)^\pm \rightarrow K_s + \pi^\pm$ (a) и $\Sigma(1385)^\pm \rightarrow \Lambda + \pi^\pm$ (b) в ($\text{Bi} + \text{Bi}$)-столкновениях при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 9,2 \text{ ГэВ}$

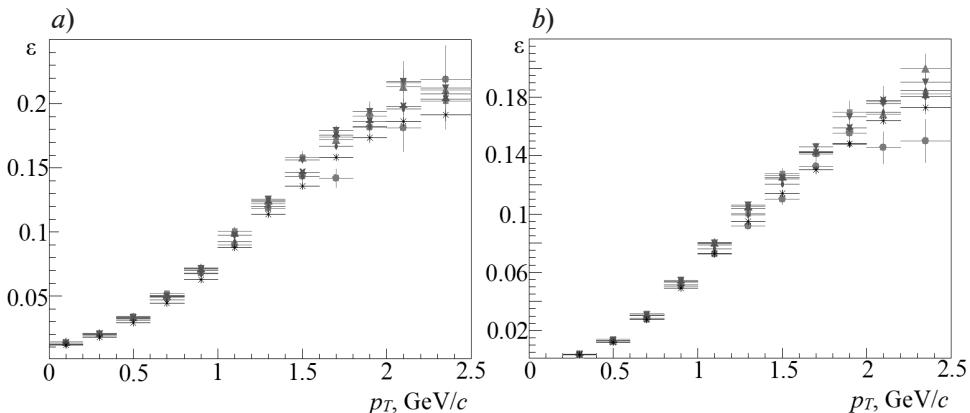


Рис. 4. Зависимости эффективности ϵ регистрации $K^*(892)^\pm$ - и $\Sigma(1385)^\pm$ -резонансов в каналах распада $K^*(892)^\pm \rightarrow K_s + \pi^\pm$ (a) и $\Sigma(1385)^\pm \rightarrow \Lambda + \pi^\pm$ (b) с помощью MPD от поперечного импульса.

Эффективность была вычислена для ($\text{Bi} + \text{Bi}$)-столкновений при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 9,2 \text{ ГэВ}$ для семи интервалов по центральности, %: 0 – 10 (*), 10 – 20 (♦), 20 – 30 (*), 30 – 40 (▼), 40 – 50 (▲), 50 – 60 (■) и 60 – 90 (•).

Результаты расчетов

Для построения зависимости инвариантных выходов от поперечного импульса (так называемого спектра по поперечному импульсу), для каждого из рассматриваемых интервалов по поперечному импульсу и интервалов по центральности ($\text{Bi} + \text{Bi}$)-столкновений дифференциальные выходы были рассчитаны по следующей формуле [10]:

$$\frac{d^2N}{dp_T dy} = \frac{N(p_T)}{N_{ev}\epsilon(p_T)\Delta p_T \Delta y},$$

где $N(p_T)$ – выходы $K^*(892)^{\pm}$ - и $\Sigma(1385)^{\pm}$ -резонансов; N_{ev} – число анализируемых столкновений; p_T , ГэВ/с, – поперечный импульс $K^*(892)^{\pm}$ - и $\Sigma(1385)^{\pm}$ -резонансов; Δp_T , ГэВ/с, – диапазон поперечных импульсов, в пределах которого определяются выходы этих резонансов; Δy – область быстрот от $-0,5$ до $0,5$; $\varepsilon(p_T)$ – эффективность регистрации $K^*(892)^{\pm}$ - и $\Sigma(1385)^{\pm}$ -резонансов, равная геометрическому аксентансу детектора MPD для исследуемых адронных распадов резонансов, умноженному на усредненные вероятности распадов по каналам

$$K^*(892)^{\pm} \rightarrow K_S + \pi^{\pm} \text{ и } \Sigma(1385)^{\pm} \rightarrow \Lambda + \pi^{\pm}.$$

Спектры по поперечному импульсу для $K^*(892)^{\pm}$ - и $\Sigma(1385)^{\pm}$ -резонансов показаны на рис. 5. Спектры получены для различных интервалов по центральности ($\text{Bi} + \text{Bi}$)-столкновений при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 9,2$ ГэВ в области быстрот $|y| < 0,5$. Там же для сравнения представлены реальные спектры по поперечному импульсу $K^*(892)^{\pm}$ - и $\Sigma(1385)^{\pm}$ -резонансов, сгенерированные генератором событий. Видно, что для спектров характерно подобие, что доказывает адекватность разработанной нами методики анализа. Также из полученных спектров по поперечному импульсу видно, что для измерения свойств $K^*(892)^{\pm}$ - и $\Sigma(1385)^{\pm}$ -резонансов в адронных каскадных каналах распада

$$K^*(892)^{\pm} \rightarrow K_S + \pi^{\pm} \text{ и } \Sigma(1385)^{\pm} \rightarrow \Lambda + \pi^{\pm}$$

в зависимости от поперечного импульса и центральности столкновений достаточно выборки, превышающей 50 млн. ($\text{Bi} + \text{Bi}$)-столкновений.

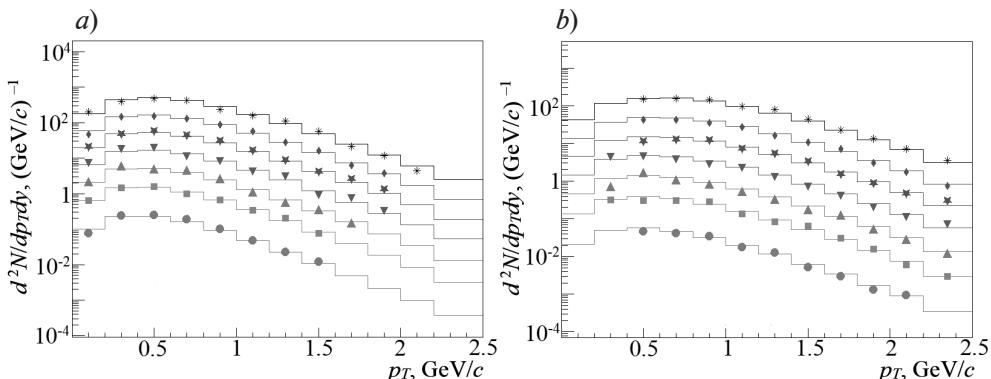


Рис. 5. Восстановленные спектры по поперечному импульсу (символы) и аналогичные спектры, первоначально сгенерированные генератором событий (линии) для $K^*(892)^{\pm}$ - (a) и $\Sigma(1385)^{\pm}$ (b) -резонансов в области быстрот $|y| < 0,5$.

Эти данные относятся к тем же столкновениям и энергии, для тех же интервалов центральности и символик, которые приведены на рис. 4. Для наглядности спектры показаны на одном графике, для чего они соответственно увеличены

Заключение

Таким образом, в статье представлены результаты исследования возможности измерения свойств $K^*(892)^{\pm}$ - и $\Sigma(1385)^{\pm}$ -резонансов в столкновениях ядер висмута при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 9,2$ ГэВ на экспериментальной установке MPD, на ускорителе NICA. Исследование выполнено путем моделирования столкновений ядер висмута и восстановления следующих адронных каскадных распадов:

$$\begin{aligned} \Sigma(1385)^- &\rightarrow \Lambda + \pi^-, \\ \Sigma(1385)^+ &\rightarrow \Lambda + \pi^+ (\Lambda \rightarrow p + \pi^-), \\ K^*(892)^+ &\rightarrow K_S + \pi^+, \\ K^*(892)^- &\rightarrow K_S + \pi^- (K_S \rightarrow \pi^+ + \pi^-). \end{aligned}$$

При этих распадах получены зависимости основных параметров процесса от поперечного импульса для различных интервалов по центральности ($\text{Bi} + \text{Bi}$)-столкновений в



области быстрот от $-0,5$ до $0,5$. Установлено, что накопление более 50 млн. этих столкновений достаточно для восстановления свойств $K^*(892)^{\pm}$ - и $\Sigma(1385)^{\pm}$ -резонансов с удовлетворительной точностью для изучения рождения $K^*(892)^{\pm}$ - и $\Sigma(1385)^{\pm}$ -резонансов в широкой области поперечных импульсов: от 0 для $K^*(892)^{\pm}$ -мезонов и от 0,2 для $\Sigma(1385)^{\pm}$ -барионов до 2,5 ГэВ/с для обоих резонансов и центральностей ($\text{Bi} + \text{Bi}$)-столкновений с интервалом 10 % для центральных и полуцентральных столкновений, а также с интервалом 30 % для периферийных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Adcox K., Adler S. S., Afanasiev S., et al. (PHENIX Collaboration). 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.
2. Aamodt K., Abelev B., Quintana A. A., et al. (ALICE Collaboration). Higher harmonic anisotropic flow measurements of charged particles in Pb-Pb collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 2.76$ TeV // Physical Review Letters. 2011. Vol. 107. No. 3. P. 032301.
3. Schenke B., Shen C., Tribedy P. Hybrid color glass condensate and hydrodynamic description of the relativistic heavy ion collider small system scan // Physics Letters B. 2020. Vol. 803 (10 April) P. 135322.
4. Andronic A., Braun-Munzinger P., Redlich K., Stachel J. Decoding the phase structure of QCD via particle production at high energy // Nature. 2018. Vol. 561. No. 7723. Pp. 321–330.
5. Heinz U. W., Kestin G. Jozso's legacy: Chemical and kinetic freeze-out in heavy-ion collisions // The European Physical Journal Special Topics. 2008. Vol. 155. No. 1. Pp. 75–87.
6. Steinheimer J., Aichelin J., Bleicher M., Stöcker H. Influence of the hadronic phase on observables in ultrarelativistic heavy ion collisions // Physical Review C. 2017. Vol. 95. No. 6. P. 064902.
7. Riabov V. Short-lived resonances as probes of the medium produced in heavy-ion collisions // Particles. 2021. Vol. 4. No. 1. Pp. 1–10.
8. Acharya S., Adamová D., Adler A., et al. (ALICE Collaboration). Evidence of rescattering effect in Pb–Pb collisions at the LHC through production of $K^*(892)^0$ and $\phi(1020)$ mesons // Physics Letters B. 2020. Vol. 802 (10 March) P. 135225.
9. Workman R. L., Burkert V. D., Crede V., et al. (Particle Data Group and Others). Review of particle physics // Progress of Theoretical and Experimental Physics. 2022. Vol. 2022. No. 8. P. 083C01.
10. Бердников Я. А., Иванищев Д. А., Котов Д. О., Малаев М. В., Рябов А. Ю. Возможности измерять свойства $\phi(1020)$ -мезона в столкновениях ядер висмута при энергии 9,2 ГэВ в ускорителе NICA на экспериментальной установке MPD // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2025. Т. 18. № 1. С. 129–141.
11. Abgaryan V., Acevedo Kado R., Afanasyev S. V., et al. Status and initial physics performance studies of the MPD experiment at NICA // The European Physical Journal A. 2022. Vol. 58. No. 7. P. 140.
12. Ivanishchev D., Kotov D., Malaev M., Riabov V., Riabov Y. Resonance reconstruction in the MPD // Particles. 2021. Vol. 4. No. 1. Pp. 29–36.
13. Иванищев Д. А., Котов Д. О., Крышень Е. Л., Малаев М. В., Рябов В. Г., Рябов Ю. Г. Адронные резонансы как пробники поздней адронной фазы в столкновениях тяжелых ионов при энергиях ускорителя NICA // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2023. Т. 54. № 3. С. 461–472.

REFERENCES

1. Adcox K., Adler S. S., Afanasiev S. V., et al. (PHENIX Collaboration), Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus–nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX Collaboration, Nucl. Phys. A. 757 (1–2) (2005) 184–283.
2. Aamodt K., Abelev B., Quintana A. A., et al. (ALICE Collaboration), Higher harmonic anisotropic flow measurements of charged particles in Pb-Pb collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 2.76$ TeV, Phys. Rev. Lett. 107 (3) (2011) 032301.

3. Schenke B., Shen C., Tribedy P., Hybrid color glass condensate and hydrodynamic description of the relativistic heavy ion collider small system scan, *Phys. Lett. B.* 803 (10 April) (2020) 135322.
4. Andronic A., Braun-Munzinger P., Redlich K., Stachel J., Decoding the phase structure of QCD via particle production at high energy, *Nature.* 561 (7723) (2018) 321–330.
5. Heinz U. W., Kestin G., Jozso's legacy: Chemical and kinetic freeze-out in heavy-ion collisions. *Eur. Phys. J. Spec. Top.* 155 (1) (2008) 75–87.
6. Steinheimer J., Aichelin J., Bleicher M., Stöcker H., Influence of the hadronic phase on observables in ultrarelativistic heavy ion collisions, *Phys. Rev. C.* 95 (6) (2017) 064902.
7. Riabov V., Short-lived resonances as probes of the medium produced in heavy-ion collisions, *Particles.* 4 (1) (2021) 1–10.
8. Acharya S., Adamová D., Adler A., et al. (ALICE Collaboration), Evidence of rescattering effect in Pb–Pb collisions at the LHC through production of $K^*(892)^0$ and $\phi(1020)$ mesons, *Phys. Lett. B.* 802 (10 March) (2020) 135225.
9. Workman R. L., Burkert V. D., Crede V., et al. (Particle Data Group and Others), Review of particle physics, *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2022 (8) (2022) 083C01.
10. Berdnikov Ya. A., Ivanishchev D. A., Kotov D. O., et al., Feasibility to measure the properties of $\phi(1020)$ meson in collisions of bismuth nuclei at an energy of 9.2 GeV in the NICA collider using the MPD experimental setup, *St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics.* 18 (1) (2025) 129–141. (in Russian).
11. Abgaryan V., Acevedo Kado R., Afanasyev S. V., et al., Status and initial physics performance studies of the MPD experiment at NICA, *Eur. Phys. J. A.* 58 (7) (2022) 140.
12. Ivanishchev D., Kotov D., Malaev M., et al., Resonance reconstruction in the MPD, *Particles.* 4 (1) (2021) 29–36.
13. Ivanishchev D. A., Kotov D. O., Kryshen E. L., et al., Hadronic resonances as probes of late hadronic phase in heavy-ion collisions at NICA energies, *PEPAN.* 54 (3) (2023) 461–472.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

БЕРДНИКОВ Ярослав Александрович – доктор физико-математических наук, профессор Высшей школы фундаментальных физических исследований Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

yberdnikov1947@gmail.com

ORCID: 0000-0003-0309-5917

ИВАНИЩЕВ Дмитрий Александрович – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Высшей школы фундаментальных физических исследований Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

ivanishchev_da@pnpi.nrcki.ru

ORCID: 0000-0003-3298-3702

КОТОВ Дмитрий Олегович – кандидат физико-математических наук, доцент Высшей школы фундаментальных физических исследований Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

Dmitriy.kotov@gmail.com

ORCID: 0000-0002-3395-0454

МАЛАЕВ Михаил Владимирович – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Высшей школы фундаментальных физических исследований Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

Mmalayev@gmail.com

ORCID: 0009-0001-9974-0169

РЯБОВ Андрей Юрьевич – аспирант Петербургского института ядерной физики имени Б. П. Константина НИЦ «Курчатовский институт», г. Гатчина Ленинградской области, Россия. 188300, Россия, Ленинградская область, г. Гатчина, микрорайон Орлова Роща, 1
andrei.riabov@cern.ch
ORCID: 0009-0007-9874-9819

THE AUTHORS

BERDNIKOV Yaroslav A.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politehnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
yberdnikov1947@gmail.com
ORCID: 0000-0003-0309-5917

IVANISHCHEV Dmitry A.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politehnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
ivanishchev_da@pnpi.nrcki.ru
ORCID: 0000-0003-3298-3702

KOTOV Dmitry O.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politehnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
Dmitriy.kotov@gmail.com
ORCID: 0000-0002-3395-0454

MALAEV Mikhail V.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politehnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
Mmalayev@gmail.com
ORCID: 0009-0001-9974-0169

RIABOV Andrei Yu.

Petersburg Nuclear Physics Institute named by B. P. Konstantinov of NRC “Kurchatov Institute”
1, Orlova Roshcha (Mcr.), Gatchina, Leningrad Region, 188300, Russia
andrei.riabov@cern.ch
ORCID: 0009-0007-9874-9819

*Статья поступила в редакцию 16.02.2025. Одобрена после рецензирования 19.02.2025.
Принята 19.02.2025.*

Received 16.02.2025. Approved after reviewing 19.02.2025. Accepted 19.02.2025.