

АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ Λ И K_S^0 В ЭКСПЕРИМЕНТЕ BM@N

Р. Барак *, *С. П. Мерц* **

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Работа посвящена поиску Λ -гиперонов и короткоживущих нейтральных каонов после столкновения в эксперименте «Baryonic Matter at Nuclotron» (BM@N), реализуемом в Объединенном институте ядерных исследований. Для анализа эффективности алгоритмов восстановления странных частиц было использовано монте-карло-моделирование столкновения пучка Xe с энергией 3,9 ГэВ/нуклон с мишенью CsI. После реконструкции событий и отборов пар-кандидатов получены распределения инвариантных масс и выделены пики, соответствующие Λ -гиперонам и нейтральным каонам. Выведена зависимость эффективности восстановления странных частиц от быстроты и поперечного импульса.

The paper is devoted to the search for Λ hyperons and short-lived neutral kaons after collisions in the Baryonic Matter at Nuclotron (BM@N) experiment, implemented at the Joint Institute for Nuclear Research. To analyze the effectiveness of strange particle reconstruction algorithms, Monte Carlo simulation of the collision of a 3.94 GeV Xe beam with a CsI target was used. After reconstruction of events and selection of candidate pairs, distributions of invariant masses were obtained and peaks corresponding to Λ hyperons and neutral kaons were identified. The dependence of the reconstruction efficiency of strange particles on rapidity and transverse momentum was derived.

PACS: 13.20.Eb; 13.30.-a; 14.20.Jn; 14.40.Aq

ВВЕДЕНИЕ

Статья посвящена исследованию эффективности восстановления Λ и K_S^0 по данным, смоделированным с использованием генератора Монте-Карло DCM-SMM [1], и касается столкновения пучков Xe с мишенью CsI при $E = 3,9$ ГэВ/нуклон. Целью исследования является минимизация различий между физическими характеристиками, полученными с помощью монте-карло-генератора, и характеристиками, наблюдаемыми в эксперименте BM@N. Данная работа является предварительным шагом в этом направлении. В целом, исследования выхода странных частиц позволят лучше понять переход от барионной материи к кварк-глюонной плазме (КГП) в будущем [2–7]. В разд. 1 дан краткий обзор эксперимен-

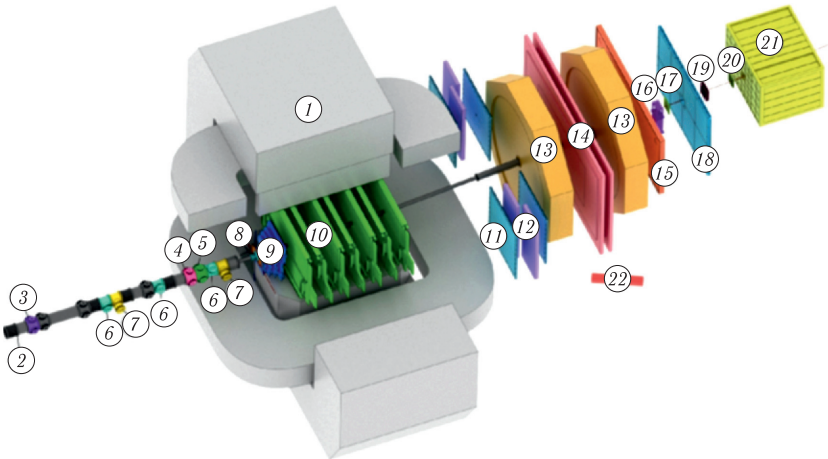
* E-mail: rbarak@jinr.ru

** E-mail: merts@jinr.ru

тальной установки VM@N. Разд. 2 посвящен качественному описанию алгоритма восстановления странных частиц, а разд. 3 представляет результаты. Наконец, в заключении сделаны выводы.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА VM@N

Схема установки VM@N для реализации программы исследования столкновений тяжелых ионов показана на рис. 1. Эксперимент сочетает в себе высокоточное измерение параметров трека и информацию о времени пролета (ToF) для идентификации частиц. Полная энергия измеряется адронным калориметром и используется для анализа центральности столкновения. Для измерения импульса и множественности заряженных треков используется набор из четырех передних кремниевых детекторов (FwdSi) и семи плоскостей двухкоординатных газовых электронных умножителей (GEM). Катодные камеры (CSC) совместно с дрейфовыми камерами (DCH) образуют внешнюю трековую систему, которая необходима для уточнения параметров траекторий заряженных частиц и экстраполяции их к времяпролетным детекторам. Времяпролетные детекторы (ToF) основаны на технологии многозачерной резистивной пластинчатой камеры (mRPC), которая позволяет разделять адроны (π , K , p) и легкие ядра с импульсом до нескольких ГэВ/с. Энергия фрагментов сталкива-



- | | | |
|----------------------------|---------------------|---------------------------|
| ■, 1 – magnet SP-41 | ■, 11 – CSC 1 × 1 m | ■, 17 – small GEM |
| ■, 2 – vacuum beam pipe | ■, 12 – TOF 400 | ■, 18 – CSC 2 × 1.5 m |
| ■, 3–5 – BC1, VC, BC2, | ■, 13 – DCH | ■, 19 – beam profilometer |
| ■, 6, 7 – SiBT, SiProf | ■, 14 – TOF 700 | ■, 20 – FQH |
| ■, 8 – triggers: BD + SiMD | ■, 15 – ScWall | ■, 21 – FHCAL |
| ■, 9, 10 – FSD, GEM | ■, 16 – FD | ■, 22 – HGN |

Рис. 1 (цветной в электронной версии). Схема конфигурации VM@N

ющихся частиц измеряется с помощью калориметра FHCAL. Триггерный детектор (BD), расположенный вокруг мишени, генерирует сигнал для системы сбора данных. Более подробное описание конфигурации можно найти в [8].

2. ВОССТАНОВЛЕНИЕ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ

Λ и K_S^0 являются нестабильными частицами. Их основные каналы распада следующие:

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^-, \quad (1)$$

$$\Lambda \rightarrow n + \pi^0, \quad (2)$$

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-, \quad (3)$$

$$K_S^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0. \quad (4)$$

Поскольку в эксперименте VM@N нейтральные частицы не регистрируются в центральной трековой системе, интерес представляют только распады (1) и (3).

Были разработаны алгоритмы восстановления Λ и K_S^0 , основанные на переборе пар частиц разных знаков, вычислении инвариантной массы и наложении ряда геометрических ограничений на параметры каждой из пар. Некоторые из этих параметров показаны на рис. 2.

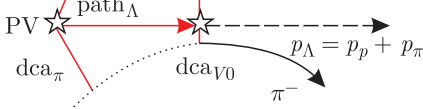


Рис. 2. Схема и геометрические характеристики распада Λ , используемые в алгоритме реконструкции [8]

и наложении ряда геометрических ограничений на параметры каждой из пар. Некоторые из этих параметров показаны на рис. 2.

PV (primary vertex) представляет собой первичную вершину и предполагаемое место, в котором рождается Λ . V_0 представляет вторичную вершину и является предполагаемым местом распада Λ на протон и отрицательный π -мезон. $path_\Lambda$ — это расстояние, пройденное Λ от первичной вершины до точки ее распада. Параболические линии представляют траектории протона и отрицательного π -мезона. dca_{V_0} — расстояние между протоном и отрицательным π -мезоном в точке распада Λ , а dca_p и dca_π — кратчайшие расстояния от протона до вершины и от π -мезона до вершины. Суть метода восстановления странных частиц заключается в отборе пар положительных и отрицательных частиц, вылетевших из PV, для которых на следующем этапе осуществляется подбор ограничений, накладываемых на геометрические характеристики распада. Ситуация с K_S^0 идентична. Геометрические ограничения, выбранные для Λ и K_S^0 , указаны в таблице. В качестве основного критерия успешного восстановления странных частиц использовалось наличие пика в распределении пар по инвариантной массе.

Рис. 2. Схема и геометрические характеристики распада Λ , используемые в алгоритме реконструкции [8]

Далее, полученные распределения по инвариантной массе аппроксимируются сложной функцией, представляющей сумму гауссовой функции (отвечающей за описание сигнала) и произведения экспоненциальной функции и степенной (для описания фона). Вид функции для

Значения геометрических ограничений для Λ и K_S^0

Геометрическое ограничение	Λ	K_S^0
path, см	$5,0 < \text{path} < 20,0$	$1,0 < \text{path} < 20,0$
dca12, см	$0,0 < \text{dca12} < 0,4$	$0,0 < \text{dca12} < 0,3$
dca0, см	$0,0 < \text{dca0} < 0,3$	$0,0 < \text{dca0} < 0,2$
dca1, см	$0,4 < \text{dca1} < 10,0$	$0,05 < \text{dca1} < 3,0$
dca2, см	$0,5 < \text{dca2} < 10,0$	$0,5 < \text{dca2} < 3,0$

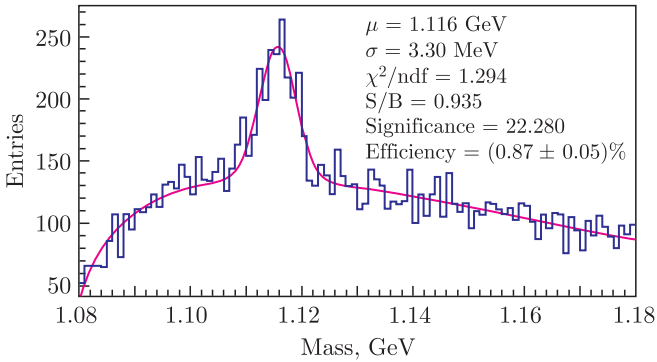


Рис. 3. Массовое распределение и аппроксимация для Λ

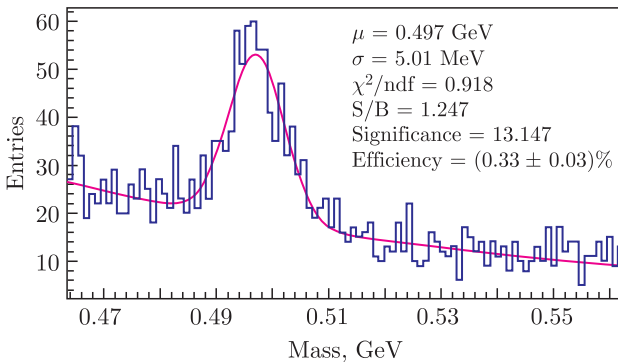


Рис. 4. Массовое распределение и аппроксимация для K_S^0

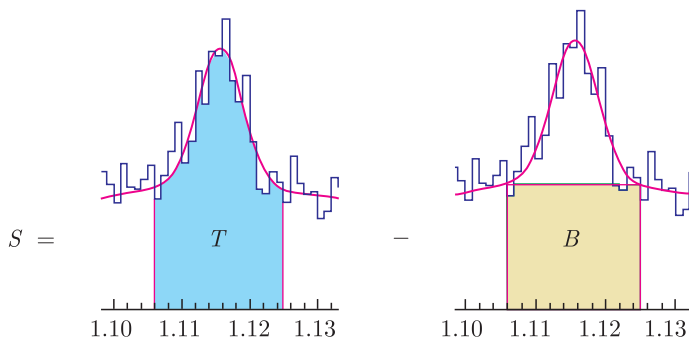


Рис. 5. Схема извлечения сигнала из массового спектра

описания фона:

$$BG = A\sqrt{x - 1,075} \exp(-B(x - 1,075)), \quad (5)$$

где A и B являются двумя свободными параметрами, которые необходимо выбрать в соответствии с присутствующим фоном. Результаты этого процесса показаны на рис. 3 и 4.

Для исследования эффективности восстановления странных частиц необходимо определить их количество в массовом распределении, т.е. оценить величину сигнала Λ и K_S^0 . Это делается после проведения процедуры аппроксимации массового распределения аналитической кривой. Схематически процесс вычисления этой величины показан на рис. 5.

Значение T — это сумма сигнала и фона в области массы, соответствующей табличному значению массы реконструируемой частицы, она вычисляется как сумма значений гистограммы в рассматриваемом диапазоне. Значение B — это оценка фоновых событий, которая определяется как интеграл функции (5), полученной после процесса аппроксимации. Сигнал вычисляется как разница T и B .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Наличие пиков в области табличного значения для Λ и K_S^0 указывает на успешную реконструкцию. Кроме того, для анализа эффективности восстановления странных частиц были получены следующие параметры: отношение хи-квадрат к числу степеней свободы, соотношение сигнал/шум, значимость и эффективность. Первый говорит нам, насколько хорошо было проведено фитирование, второй показывает, насколько сигнал выражен по сравнению с фоном (шумом), а третий — насколько надежны наши результаты. Последний параметр описывает эффективность

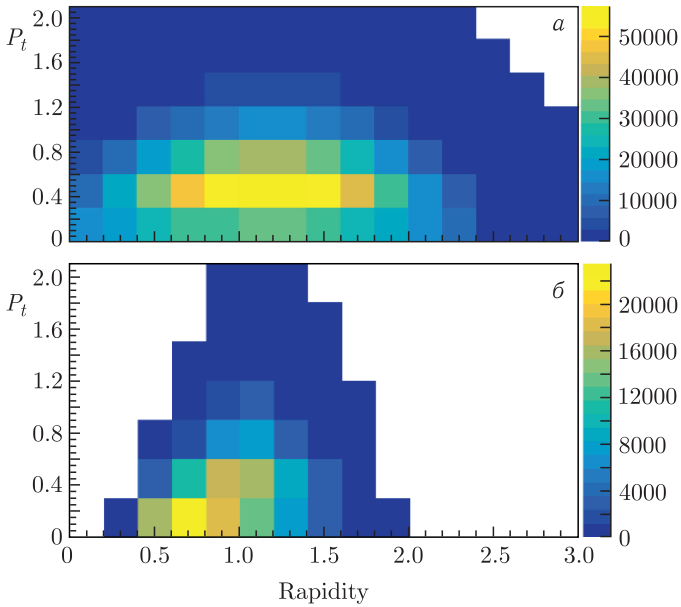


Рис. 6. Распределение количества Λ в фазовом пространстве, основанное на данных, полученных с помощью монте-карло-генератора (а), и на данных, полученных после процесса реконструкции и наложения геометрических ограничений (б)

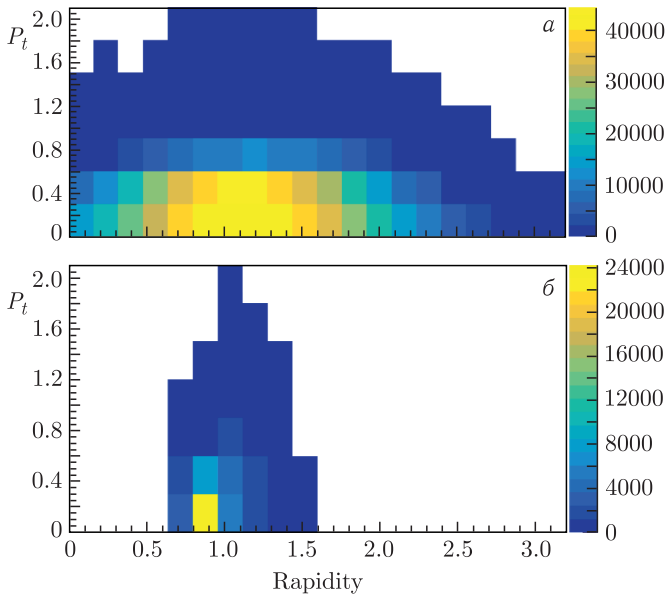


Рис. 7. То же самое, что на рис. 6, для K_S^0

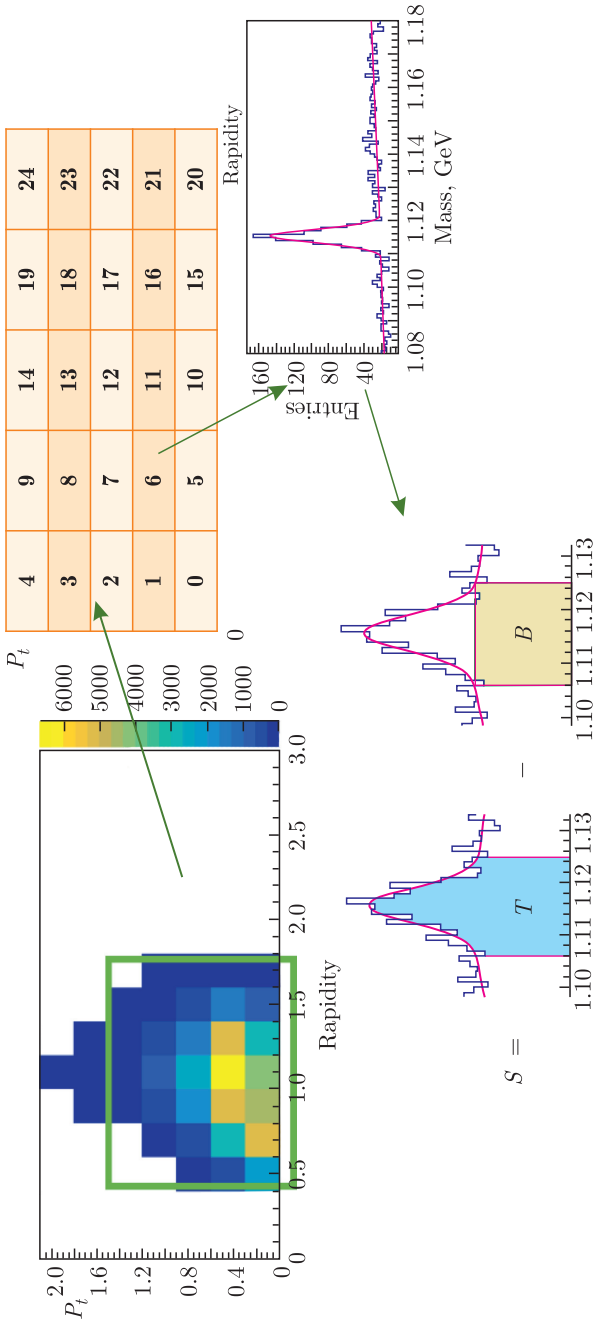


Рис. 8. Графическое изображение проведенного анализа фазового пространства

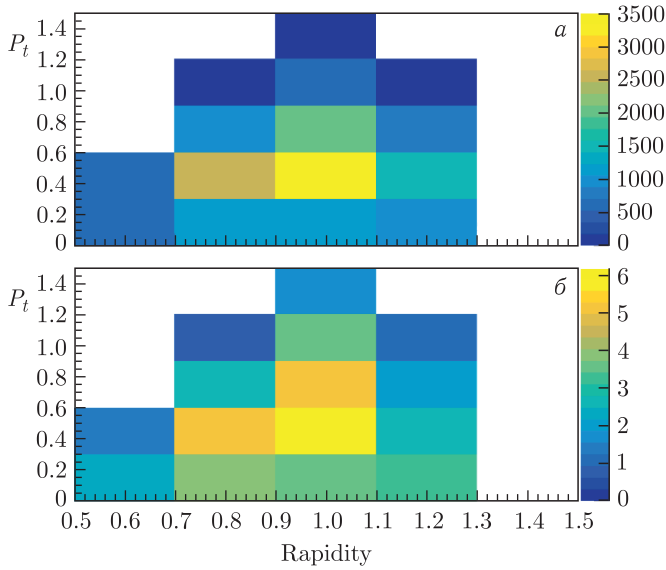


Рис. 9. Распределение количества Λ в фазовом пространстве, основанное на данных, полученных после процесса реконструкции, наложения геометрических ограничений и извлечения сигнала (а), и эффективность восстановления Λ в фазовом пространстве (б)

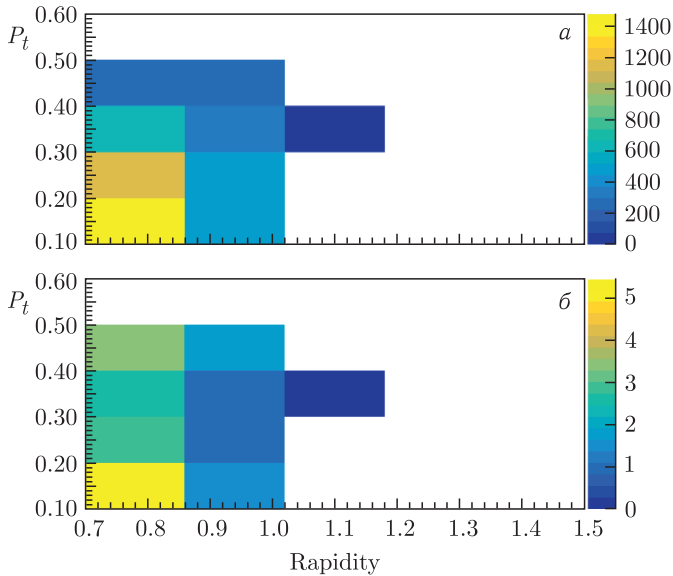


Рис. 10. То же самое, что на рис. 9, для K_S^0

алгоритма реконструкции и математически формулируется следующим образом:

$$\text{Efficiency} = \frac{N_{\text{reconstr}}}{N_{\text{gen}}} \cdot 100\%, \quad (6)$$

где N_{reconstr} — количество реконструированных странных частиц, а N_{gen} — количество смоделированных странных частиц.

Поскольку последний параметр имеет решающее значение для данного исследования, был проведен анализ зависимости эффективности восстановления странных частиц от области фазового пространства (быстрота — поперечный импульс). На рис. 6 показано количество смоделированных Λ и после восстановления сигналов описанным выше алгоритмом в широкой области фазового пространства. Рис. 7 отображает то же самое для случая с K_S^0 .

При сравнении количества смоделированных и реконструированных частиц становится ясно, что высокий процент обеих рассматриваемых странных частиц был потерян. Это может быть обусловлено несколькими факторами: не все смоделированные частицы могут быть зарегистрированы трековой системой установки; алгоритм реконструкции заряженных частиц не обладает высокой эффективностью для определенных областей фазового пространства; эффективность алгоритма восстановления странных частиц не достаточно высока.

На следующем этапе фазовое пространство было разделено на 25 ячеек, как показано на рис. 8. Для каждой из этих ячеек было построено распределение инвариантной массы и извлечен сигнал (аналогично тому, что показано на рис. 3).

Это позволило построить зависимость извлеченного сигнала как функцию фазового пространства. Далее была вычислена эффективность как функция фазового пространства как для Λ , так и для K_S^0 . Результаты показаны на рис. 9 и 10 для Λ и K_S^0 соответственно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной статье показаны результаты проведенного анализа эффективности восстановления Λ и K_S^0 с помощью предложенного алгоритма. Обе частицы были успешно реконструированы, что наглядно показано на распределениях инвариантных масс на рис. 3 и 4. Эффективность восстановления как Λ , так и K_S^0 сильно зависит от области фазового пространства, в котором частица восстановлена, и варьируется от 1 до 6%. Интервалы быстроты в 0,9–1,1 и поперечного импульса в 0,3–0,6 кажутся лучшим вариантом для восстановления Λ , а интервалы в 0,7–0,86 и в 0,1–0,2 для восстановления K_S^0 . Эта гипотеза будет проверена в будущем на экспериментальных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Baznat M., Botvina A., Musulmanbekov G., Toneev V., Zhezher V.* Monte-Carlo Generator of Heavy Ion Collisions DCM-SMM // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2020. V. 17, No. 3. P. 303–324.
2. *Harris J. W., Müller B.* The Search for the Quark-Gluon Plasma // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 1996. V. 46, No. 1. P. 71–107.
3. *Adams J. 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 // *Nucl. Phys. A.* 2005. V. 757, No. 1–2. P. 102–183.
4. *Kapishin M.* Studies of Baryonic Matter at the BM@N Experiment (JINR) // *Nucl. Phys. A.* 2019. V. 982. P. 967–970; *Proc. of the 27th Intern. Conf. on Ultrarelativistic Nucleus–Nucleus Collisions: Quark Matter 2018*; <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947418301337>.
5. *Blume C.* Energy Dependence of Hadronic Observables // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2005. V. 31, No. 4. P. S57; <https://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/31/4/008>.
6. *Andronic A., Braun-Munzinger P., Stachel J., Stöcker H.* Production of Light Nuclei, Hypernuclei and Their Antiparticles in Relativistic Nuclear Collisions // *Phys. Lett. B.* 2011. V. 697, No. 3. P. 203–207.
7. *Steinheimer J., Gudima K., Botvina A., Mishustin I., Bleicher M., Stöcker H.* Hypernuclei, Dibaryon and Antinuclei Production in High Energy Heavy Ion Collisions: Thermal Production vs Coalescence // *Phys. Lett. B.* 2012. V. 714, No. 1. P. 85–91.
8. *LHEP Science and Technology Council.* Studies of Baryonic Matter at the Nuclotron (BM@N): The Report on Project. 2023.