

Тюнинг модели Geant4 FTF используя экспериментальные данные коллаборации NA61/SHINE

А.Галоян^a, В.Ужинский^{b, 1}

Объединенный Институт Ядерных Исследований, 141980 Дубна, Россия

^a Лаборатория Физики Высоких Энергий

^b Лаборатория Информационных Технологий

Модель FTF является реализацией широко известной модели FRITIOF лундского университета. Она используется в пакете Geant4 для моделирования адрон-нуклонных, адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий при высоких энергиях. Поэтому очень важно для различных практических приложений иметь корректные результаты моделирования. Эта цель достигается при тонкой настройке параметров модели. В настоящей работе определяются вероятности рождения странных мезонов при фрагментации кварков и дикварков, и вероятность излучения мезонов дикварками. Достигнуто хорошее описание данных NA61/SHINE о рождении π^\pm мезонов в pp , pC и AA взаимодействиях. Тем не менее, остается проблема описания выходов странных мезонов в ядро-ядерных соударениях. Модель существенно недооценивает выходы K^+ и K^- мезонов в $^{40}\text{Ar} + ^{45}\text{Sc}$ взаимодействиях.

The FTF model is an implementation of the well-known FRITIOF model of the Lund University. It is used in the Geant4 package for simulations of hadron-nucleon, hadron-nucleus and nucleus-nucleus interactions at high energies. Thus, it is very important for various practical applications to have correct simulation results. This aim can be reached at a fine tuning of model parameters. In the presented paper, probabilities of strange meson production at quark and diquark fragmentations are defined, and a probability of meson emission by diquarks. A good description of the NA61/SHINE data on production of π^\pm mesons in pp , pC and AA interactions has been achieved. However, the problem of description of yields of strange mesons in nucleus-nucleus collisions is remaining. The model essentially underestimates yields of K^+ and K^- mesons in $^{40}\text{Ar} + ^{45}\text{Sc}$ interactions.

PACS: 44.25.+f; 44.90.+c

Введение

Основные идеи модели FTF (FRITIOF [1, 2]) достаточно простые:

1. Предполагается, что все адрон-адронные взаимодействия являются бинарными реакциями (см. рис. 1). В каждом неупругом взаимодействии возникают два возбужденных адрона с непрерывным спектром масс. В процессах дифракционной диссоциации один из адронов остается в основном состоянии (см. рис. 1б и 1в);
2. Возбужденные адроны содержат составляющие кварки и антикварки (мезоны), или кварки и дикварки (барионы);

¹E-mail:uzhinsky@jinr.ru

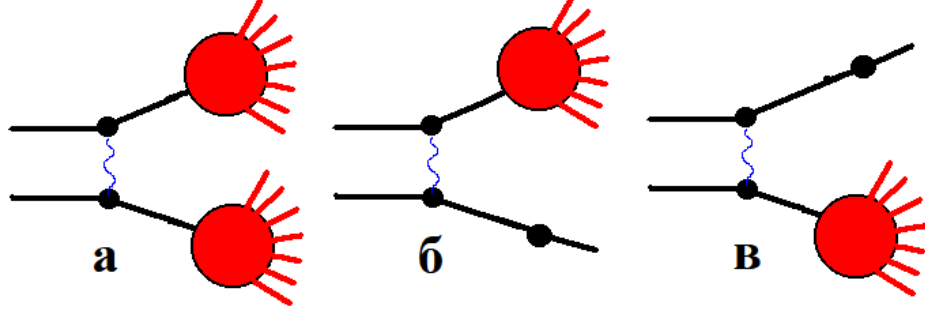


Рис. 1. Диаграммы неупругих адрон-адронных взаимодействий, рассматриваемые в модели FTF (FRITIOF).

3. Возбужденные адроны рассматриваются как кварк-глюонные струны, и к ним применяется лундовский алгоритм фрагментации струн [3].

Ключевым ингредиентом модели является распределение возбужденных адронов по массе. Мы задали это распределение функцией:

$$dW/dM_x^2 = C \frac{1}{M_x^2} \frac{1}{\ln[(s - M_{min}^2)/M_{min}^2]} + (1 - C) \frac{1}{(\sqrt{s} - M_{min})^2},$$

в которой s – квадрат полной энергии в системе центра масс; M_{min} – минимальная масса дифракционно-возбужденного адрона, а C – параметр модели, который мы ввели для правильного описания выходов мезонов в pp взаимодействиях, $C = 0.55$. При $C = 1$ мы имеем оригинальную модель FRITIOF. Более подробное описание модели см. в [4].

Алгоритм фрагментации струн имеет свои параметры. Среди них наиболее важными являются параметры функций фрагментации и вероятность рождения пары странный кварк – странный антикварк из вакуума ($P_{\bar{s}s}$), а также вероятность рождения пары дикварк – анти-дикварк ($P_{\bar{q}qqq}$). Они будут рассмотрены ниже.

1. Выбор $P_{\bar{s}s}$

В стандартном подходе эта вероятность не зависит от массы струны. Однако, рождение двух K мезонов кварк – антикварковой струной невозможно, если ее масса меньше одного ГэВ. Поэтому вероятность должна зависеть от массы струны. В работе [5] мы предложили эту зависимость в виде:

$$P_{\bar{s}s} = P_{\bar{s}s}^{asym} \cdot (1 - M_{th}/M_{str})^{2.5}, \quad (1)$$

в котором $P_{\bar{s}s}^{asym} = 0.12$ – асимптотическое значение, M_{th} – пороговое значение порядка удвоенной массы K мезона, а M_{str} – масса струны.

Функциональный вид зависимости и ее параметры были выбраны при описании выходов K^- мезонов в pp взаимодействиях, представленные в работе [6]. На рис. 2 приведены экспериментальные данные, а также расчеты при $P_{\bar{s}s} = P_{\bar{s}s}^{asym}$ и расчеты по формуле (1). Как и ожидалось,

расчеты с постоянной величиной $P_{\bar{s}s}$ превышают экспериментальные данные. Причем расхождение уменьшается с ростом энергии. Учет же зависимости $P_{\bar{s}s}$ от массы струны позволяет хорошо описать выходы K^- мезонов¹. Сложнее обстоит дело с выходами K^+ мезонов². Четыре процесса

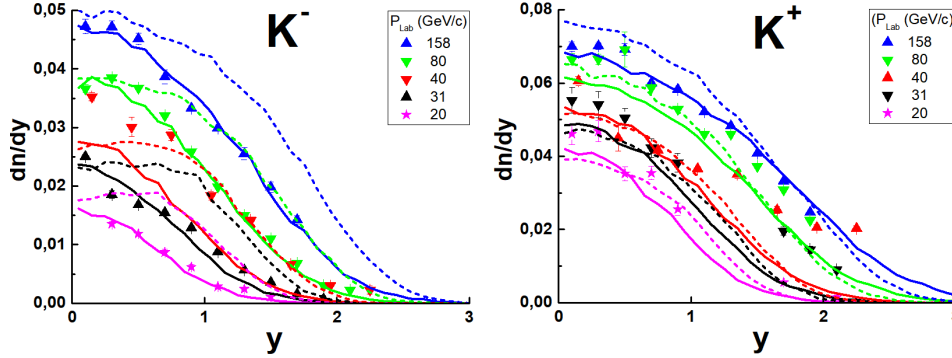


Рис. 2. Распределения K^+ и K^- мезонов по быстрой в pp взаимодействиях при разных импульсах налетающих протонов. Точки – экспериментальные данные [6] с учетом только статистических ошибок. Пунктирные кривые получены при $P_{\bar{s}s} = P_{\bar{s}s}^{asym}$, сплошные кривые – расчеты по формуле (1).

отвечают в модели фрагментации струн за выходы K мезонов (см. рис. 3): а) кварк подхватывает странный антикварк из вакуума и излучает K мезон; б) странный кварк подхватывает легкий кварк из вакуума и излучает K мезон; в) один из кварков дикварка излучает K мезон; г) дикварк излучает барион и переходит в легкий антикварк, который и излучает K мезон. Процесс "в" происходит с некоторой вероятностью P_M , определение которой представляет отдельную задачу. После "грубой" оценки этой вероятности удастся получить качественное согласие с экспериментальными данными. Эти трудности связаны с значительным разбросом экспериментальных точек, и странным поведением спектров K^+ мезонов при больших значениях быстрой при $P_{lab} = 31$ и 40 ГэВ/с.

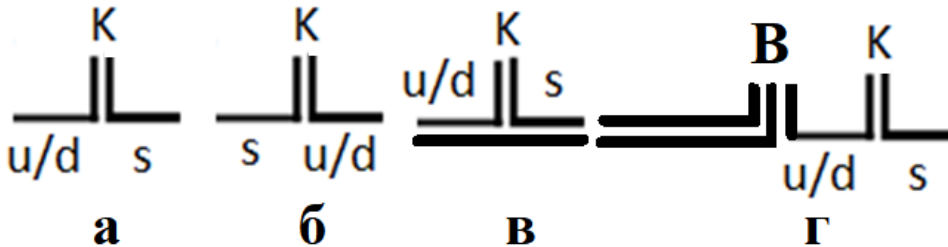


Рис. 3. Процессы образования K мезонов при фрагментации кварков (а, б) и дикварков (в, г).

¹Мы не учитываем странное поведение экспериментальных точек при $P_{lab} = 40$ ГэВ/с.

²Поведение экспериментальных данных при $P_{lab} = 31$ и 40 ГэВ/с также вызывает удивление.

2. Определение вероятности излучения мезона дикварком – P_M

Рассматриваемая вероятность процесса сильно влияет на спектры барионов. При нулевой вероятности можно ожидать повышенный выход быстрых лидирующих барионов, и пониженный выход барионов в центральной области. При значительной величине этой вероятности выход быстрых барионов будет подавлен, а выход в центральной области будет усилен. На рис. 4 показано влияние этой вероятности на спектры протонов.

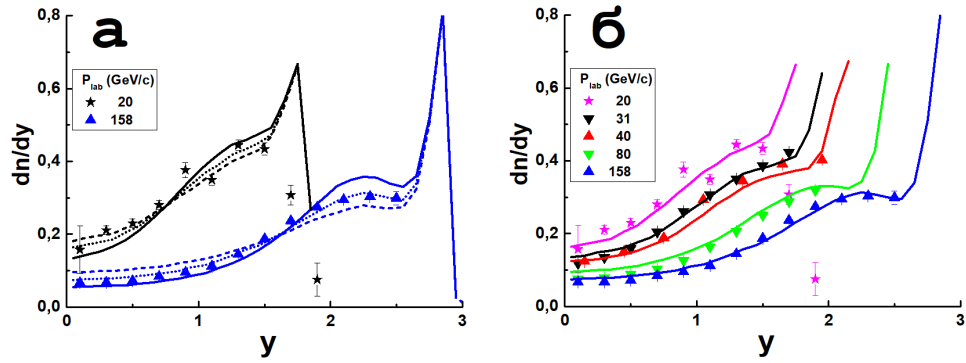


Рис. 4. а) Распределения протонов по быстротам. Точки – экспериментальные данные [6] без учета систематических ошибок. Сплошные, штриховые и пунктирные линии – расчеты при $P_M = 0, 0.5$ и 0.3 , соответственно. б) экспериментальные данные и расчеты при $P_M = 0.3$ при всех рассматриваемых энергиях.

Пики в распределениях при максимально допустимых быстротах при разных энергиях обусловлены процессами дифракционной диссоциации протонов мишени. Спектры протонов в следующей области при уменьшении быстрот отражают недифракционные процессы. Как видно, выход протонов в этих областях довольно чувствителен к изменениям P_M . Следует отметить, что в других моделях в этих областях наблюдаются "горбы", что обусловлено неучетом процессов излучения мезонов дикварками, т.е. дикварки рассматриваются как неделимое целое. Наконец, в центральной области быстрот имеется незначительный вклад от рождения барион-антибарионных пар.

3. Анализ рождения странных частиц в ядро-ядерных взаимодействиях

В работах [7,8] коллаборация NA61/SHINE представила экспериментальные данные о инклюзивных спектрах странных частиц в ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ и ${}^{40}\text{Ar} + {}^{45}\text{Sc}$ взаимодействиях с различной центральностью и при разных энергиях NN соударений. Под центральностью понимается отношение сечений наблюдаемых соударений, выделенных по тем или иным критериям, к неупругому сечению ядро-ядерных взаимодействий. Неупругие сечения практически не измеряются. Вместо них используются сечения,

вычисленные в глауберовском приближении. Сечения выделенных взаимодействий также практически не измеряются. Вместо них используют число зарегистрированных событий взаимодействий. Процедура оценки центральности соударений достаточно хорошо разработана в экспериментах RHIC и LHC. Она основывается на глауберовском приближении и различных параметризациях. Коллаборация NA61/SHINE предложила [9] свою процедуру определения центральности, основанную на показаниях детектора спектаторных фрагментов налетающего ядра (Projectile Spectator Detector, PSD). Предполагалось, что монтекарловские модели могут достаточно хорошо воспроизвести показания этого детектора. Однако, в силу различных причин это не так, что связано как с неточностями моделей, так и с трудностью моделирования фрагментации ядер-остатков. Поэтому мы воспользовались простейшим подходом. А именно, прицельный параметр соударений (b) выбирался по квадратичной мере в пределах $[0 - b_{max}]$. b_{max} выбирался по требованию хорошего описания распределения π мезонов по быстротам при минимальной энергии. На рис. 5 показан пример такого выбора для $^{40}\text{Ar} + ^{45}\text{Sc}$ взаимодействий.

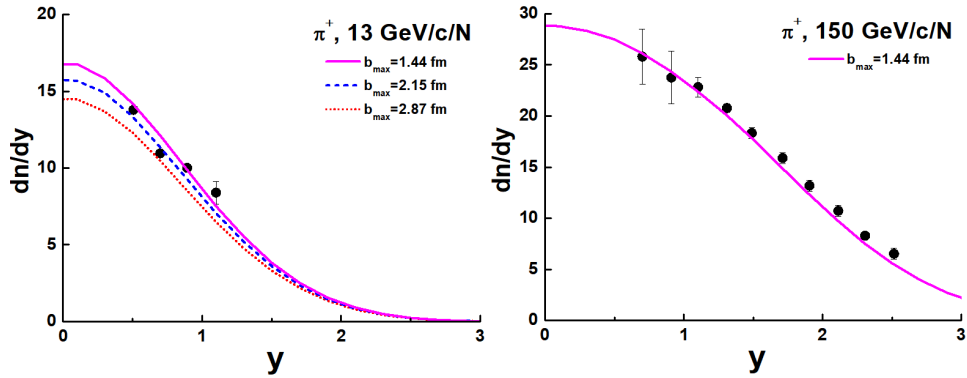


Рис. 5. а) Распределения π^+ мезонов по быстротам в $^{40}\text{Ar} + ^{45}\text{Sc}$ взаимодействиях при двух значений импульсов 13 и 150 ГэВ/с/Н и центральности 0 – 10 %. Точки – экспериментальные данные [8] без учета систематических ошибок. Левый рисунок: сплошные, штриховые и пунктирные линии – расчеты при $b_{max} = 1.44, 2.15$ и 2.87 (фм), соответственно. Правый рисунок: экспериментальные данные при 150 ГэВ/с/Н и расчеты при $b_{max} = 1.44$ (фм).

Аналогичным образом выбирался $b_{max} = 2.4$ (фм) для $^7\text{Be} + ^9\text{Be}$ взаимодействий с центральностью 20 %. При этом достигается хорошее описание распределений π^+ и π^- мезонов по быстротам при всех энергиях¹.

Располагая в настоящий момент удовлетворительным описанием характеристик странных частиц в pp соударениях, представляет большой интерес анализ рождения странных частиц в указанных ядро-ядерных

¹Мы воспроизвели процедуру выделения центральных взаимодействий работы [9], предлагаемую коллаборацией NA61/SHINE, но не заметили существенных изменений конечных результатов при использовании нашей вышеописанной процедуры.

взаимодействиях. На рис. 6, 7 представлены соответствующие экспериментальные данные и расчеты по модели Geant4 FTF.

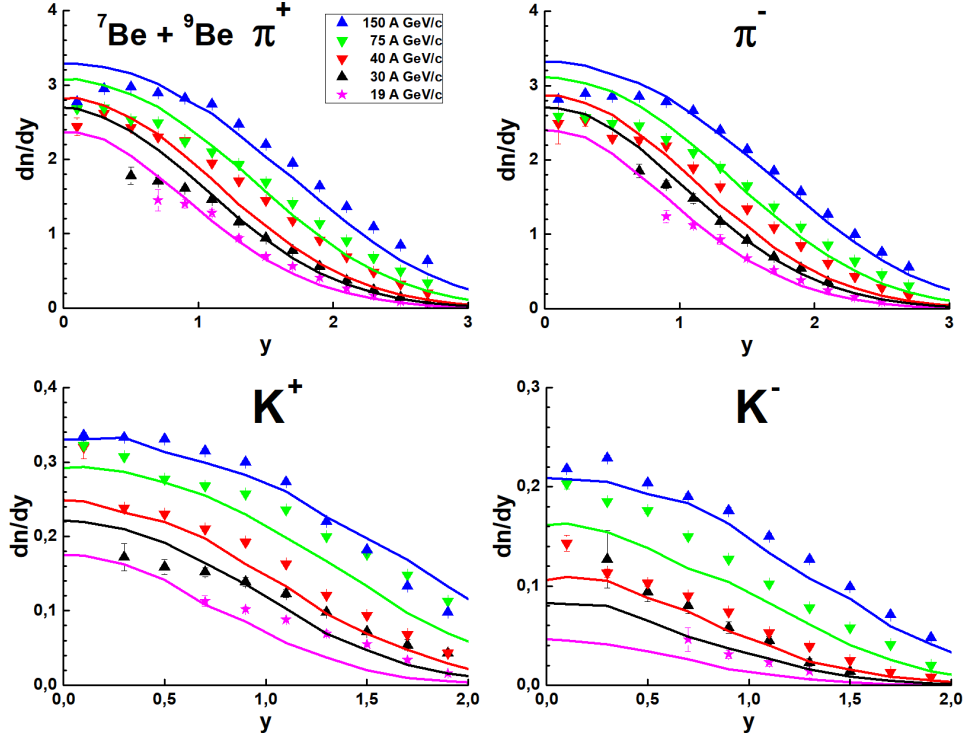


Рис. 6. а) Распределения π^\pm и K^\pm мезонов по быстройтам в ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ взаимодействиях при центральностях 0–20 %. Точки – экспериментальные данные [7] без учета систематических ошибок. Сплошные линии – расчеты по модели Geant4 FTF.

Как видно, распределения π^+ и π^- мезонов по быстройтам описываются достаточно хорошо при всех энергиях. При импульсах 75 и 150 ГэВ/с/А модельные расчеты несколько превышают экспериментальные данные в области $|y| < 1$. При $|y| > 1$ и импульсе 40 ГэВ/с/А модель недооценивает выходы π^+ и π^- мезонов. При меньших импульсах согласие хорошее. Расхождение при импульсе 40 ГэВ/с/А возможно связано с некоторыми особенностями эксперимента, которые мы не знаем, и, соответственно, не учитываем. Тем не менее, уже можно ставить вопрос об учете систематических ошибок.

Предсказания модели для выходов K^+ и K^- мезонов, в целом, несколько меньше экспериментальных данных. Только при импульсе 150*А ГэВ/с предсказания моделей близки к экспериментальным данным. Конечно, для достижения согласия с экспериментом можно несколько увеличить P_{ss} , как это делается в некоторых работах, но нужны четкие теоретические обоснования такого подхода.

Значительно хуже обстоит ситуация с описанием выходов K^+ и K^- мезонов в ${}^{40}\text{Ar} + {}^{45}\text{Sc}$ взаимодействиях (см. рис. 7). Здесь модель существенно недооценивает выходы. Описание можно достичь, увеличив P_{ss}^{asym} до значения 0,24. Можно, конечно, предположить образование кварк-

глюонной плазмы (КГП) в этих взаимодействиях, но не для самых маленьких рассмотренных энергий, поскольку образование КГП ожидается при \sqrt{s} порядка 7 – 10 ГэВ.

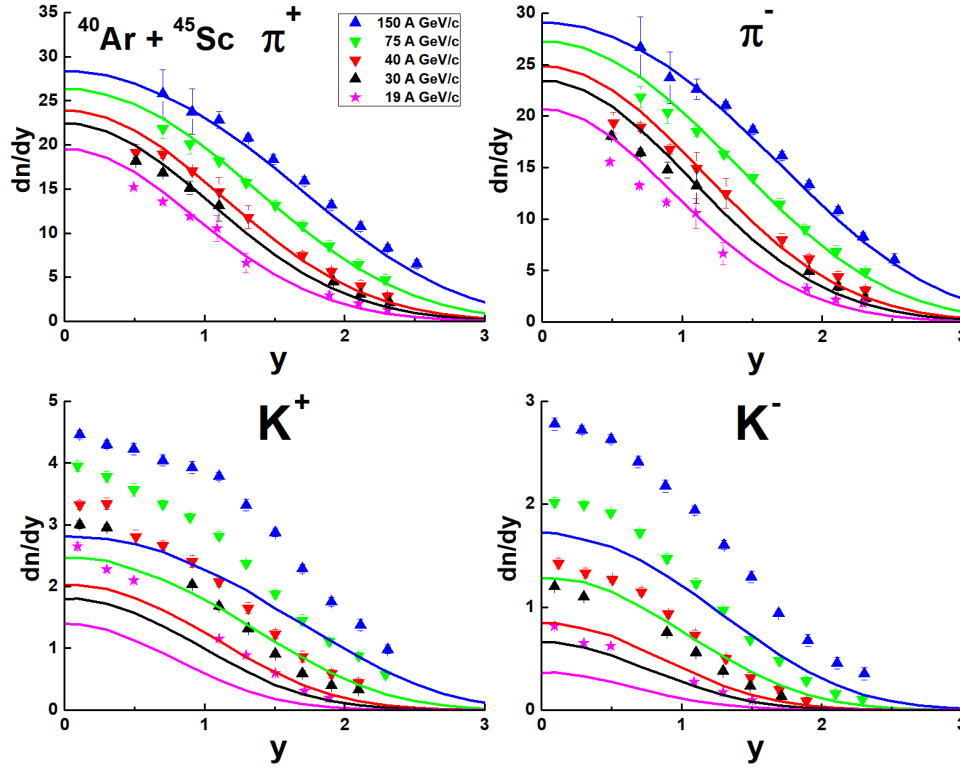


Рис. 7. а) Распределения K^+ и K^- мезонов по быстройтам в $^{40}\text{Ar} + ^{45}\text{Sc}$ взаимодействиях при центральных 0 – 10 %. Точки – экспериментальные данные [8] без учета систематических ошибок. Сплошные линии – расчеты по модели Geant4 FTF.

Вопрос об усиленном рождении странных частиц особенно, в ядро-ядерных взаимодействиях, имеет давнюю историю. Предполагается, что эффект может быть обусловлен взаимодействиями рожденных частиц с spectatorными нуклонами, рождением тяжелых резонансов в элементарных соударениях нуклонов, потенциалом странных частиц в ядерной среде и т.д. Модель FTF не рассматривает взаимодействия вторичных частиц в ядрах, но их можно учесть, присоединив к модели FTF модель бинарного каскада (BIN, см. [4]). Существуют более развитые каскадные модели, например, UrQMD, PHSD, DCM+SMM и т.д.

Заключение

Модель Geant4 FTF удовлетворительно описывает спектры π мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях, представленные NA61/SHINE коллаборацией. Модель существенно недооценивает рождение K мезонов в $^{40}\text{Ar} + ^{45}\text{Sc}$ соударениях.

Литература

1. *Andersson B., Gustafson G., Nilsson-Almqvist B.* A Model for Low p_t Hadronic Reactions, with Generalizations to Hadron - Nucleus and Nucleus-Nucleus Collisions // Nucl. Phys. — 1987. — V. B281. — P. 289–309.
2. *Nilsson-Almqvist B., Stenlund E.* Interactions Between Hadrons and Nuclei: The Lund Monte Carlo, Fritiof Version 1.6 // Comput. Phys. Commun. — 1987. — V. 281. — P. 387.
3. *Andersson B., Gustafson G., Ingelman G., Sjostrand, T.* Parton Fragmentation and String Dynamics // Phys. Rept. — 1983. — V. 97. — P. 31–145.
4. *Allison J. et al.* [Geant4 Collaboration] Geant4 Physics Reference Manual — <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/PhysicsReferenceManual.pdf>.
5. *Galoyan A., Ribon A., Uzhinsky V.* Production of strange particles in hadronic interactions // Nucl. Theor. — 2018. — V. 37. — P. 98–108.
6. *Aduszkiewicz A. et al.* [NA61/SHINE] Measurements of π^\pm , K^\pm , p and \bar{p} spectra in proton-proton interactions at 20, 31, 40, 80 and 158 GeV/c with the NA61/SHINE spectrometer at the CERN SPS // Eur. Phys. J.. — 2017. — V. C77. — P. 671.
7. *Acharya A. et al.* [NA61/SHINE] Measurements of π^\pm , K^\pm , p and \bar{p} spectra in ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ collisions at beam momenta from 19A to 150A GeV/c with the NA61/SHINE spectrometer at the CERN SPS // Eur. Phys. J.. — 2021. — V. C81. — P. 73.
8. *Adhikary, H. et al.* [NA61/SHINE] Measurements of π^\pm , K^\pm , p and \bar{p} spectra in ${}^{40}\text{Ar}+{}^{45}\text{Sc}$ collisions at 13A to 150A GeV/c Eur. Phys. J. — 2023. — arXiv:2308.16683 [nucl-exp].
9. *Acharya A. et al.* [NA61/SHINE] Spectra and mean multiplicities of π^- in central ${}^{40}\text{Ar} + {}^{45}\text{Sc}$ collisions at 13A, 19A, 30A, 40A, 75A and 150/A/GeV/c beam momenta measured by the NA61/SHINE spectrometer at the CERN SPSEur. Phys. J. — Eur. Phys. J.. — 2021. — V. C81. — P. 397.