

ТЮНИНГ МОДЕЛИ GEANT4 FTF С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ КОЛЛАБОРАЦИИ NA61/SHINE

*А. Галоян, В. Ужинский**

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Модель FTF является реализацией широко известной модели FRITIOF Университета Лунда. 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. 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 во взаимодействиях $^{40}\text{Ar} + ^{45}\text{Sc}$.

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. Probabilities of strange meson production at quark and diquark fragmentations are defined, as well as 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 remains. The model essentially underestimates the 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 (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. 1, б и в).

* E-mail: uzhinsky@jinr.ru

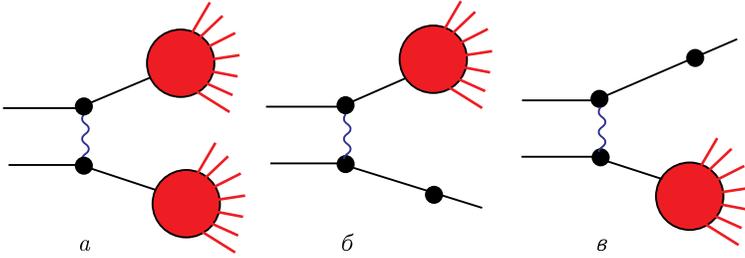


Рис. 1. Диаграммы неупругих адрон-адронных взаимодействий, рассматриваемые в модели FTF (FRITIOF)

2. Возбужденные адроны содержат составляющие кварки и антикварки (мезоны) или кварки и дикварки (барионы).

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

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

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

где 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–антидикварк ($P_{\bar{q}q}$). Они будут рассмотрены ниже.

1. ВЫБОР $P_{\bar{s}s}$

В стандартном подходе вероятность $P_{\bar{s}s}$ не зависит от массы струны. Однако рождение двух K -мезонов кварк-антикварковой струной невозможно, если ее масса меньше 1 ГэВ. Поэтому вероятность должна зависеть от массы струны. В работе [5] мы предложили эту зависимость в виде

$$P_{\bar{s}s} = P_{\bar{s}s}^{\text{asym}} \left(1 - \frac{M_{\text{th}}}{M_{\text{str}}} \right)^{2,5}, \tag{1}$$

где $P_{\bar{s}s}^{\text{asym}} = 0,12$ — асимптотическое значение; M_{th} — пороговое значение порядка удвоенной массы K -мезона, а M_{str} — масса струны.

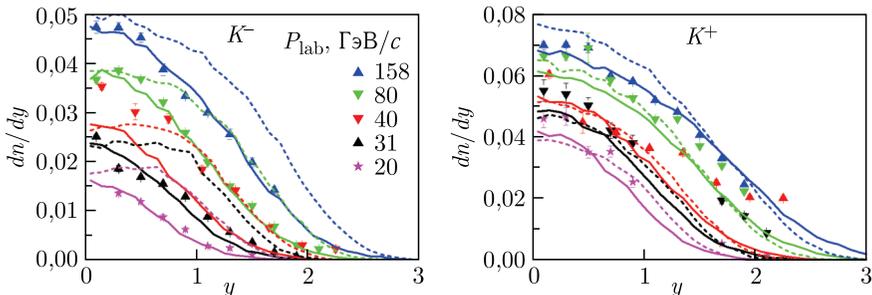


Рис. 2. Распределения K^+ - и K^- -мезонов по быструтам в pp -взаимодействиях при разных импульсах налетающих протонов. Точки — экспериментальные данные [6] с учетом только статистических ошибок. Штриховые кривые получены при $P_{\bar{s}s} = P_{\bar{s}s}^{asym}$, сплошные — расчеты по формуле (1)

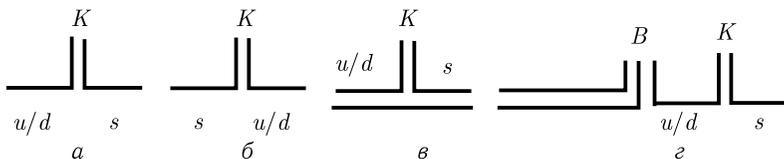


Рис. 3. Процессы образования K -мезонов при фрагментации кварков (а, б) и дикварков (в, з)

Функциональный вид зависимости и ее параметры были выбраны при описании выходов K^- -мезонов в pp -взаимодействиях, представленных 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^- -мезонов*. Сложнее обстоит дело с выходами K^+ -мезонов**. Четыре процесса отвечают в модели фрагментации струн за выходы K -мезонов (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; з — 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

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

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

разбросом экспериментальных точек и странным поведением спектров K^+ -мезонов при больших значениях быстрот при $P_{lab} = 31$ и 40 ГэВ/с.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ МЕЗОНА ДИКВАРКОМ — P_m

Рассматриваемая вероятность процесса сильно влияет на спектры барионов. При нулевой вероятности можно ожидать повышенного выхода быстрых лидирующих барионов и пониженного выхода 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.

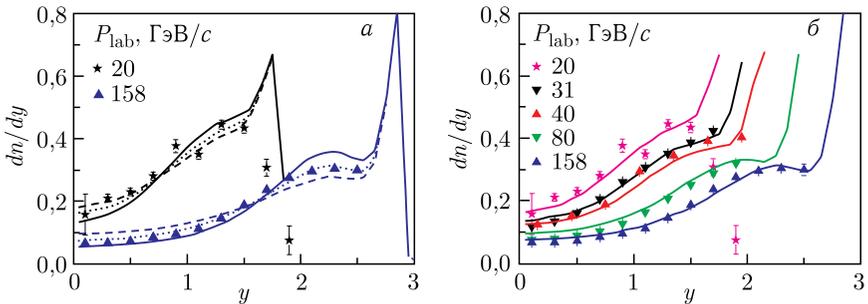


Рис. 4. а) Распределение протонов по быстротам. Точки — экспериментальные данные [6] без учета систематических ошибок. Сплошные, штриховые и пунктирные линии — расчеты при $P_m = 0, 0,5$ и $0,3$ соответственно. б) Экспериментальные данные и расчеты при $P_m = 0,3$ при всех рассматриваемых энергиях

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 об инклюзивных спектрах странных частиц во взаимодействиях ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ и ${}^{40}\text{Ar} + {}^{45}\text{Sc}$ 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 монте-карловские 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 быстройм при минимальной энергии. На рис. 5 показан пример такого выбора для взаимодействий $^{40}\text{Ar} + ^{45}\text{Sc}$.

Аналогичным образом выбирался $b_{\max} = 2,4$ фм для взаимодействий $^7\text{Be} + ^9\text{Be}$ с центральностью 20%. При этом достигается хорошее описание распределений π^+ - и π^- -мезонов по быстройм при всех энергиях*.

На основании удовлетворительного описания характеристик странных частиц в pp -соударениях представляет большой интерес анализ рождения странных частиц в указанных ядро-ядерных взаимодействиях. На рис. 6, 7 представлены соответствующие экспериментальные данные и расчеты по модели Geant4 FTF.

Как видно, распределения π^+ - и π^- -мезонов по быстройм описываются достаточно хорошо при всех энергиях. При импульсах 75 и 150А ГэВ/с модельные расчеты несколько превышают экспериментальные данные в области $|y| < 1$. При $|y| > 1$ и импульсе 40А ГэВ/с модель недооценивает выходы π^+ - и π^- -мезонов. При меньших импульсах согласие хорошее. Расхождение при импульсе 40А ГэВ/с, 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.

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

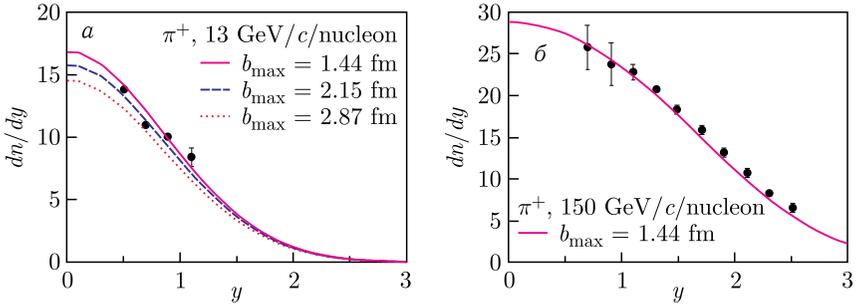


Рис. 5. Распределения π^+ -мезонов по быстротам во взаимодействиях $^{40}\text{Ar} + ^{45}\text{Sc}$ при значениях импульсов 13 и 150 ГэВ/с/нуклон и центральности 0–10%. Точки — экспериментальные данные [8] без учета систематических ошибок. а) Сплошные, штриховые и пунктирные линии — расчеты при $b_{\text{max}} = 1,44, 2,15$ и $2,87$ фм соответственно. б) Экспериментальные данные при 150 ГэВ/с/нуклон и расчеты при $b_{\text{max}} = 1,44$ фм

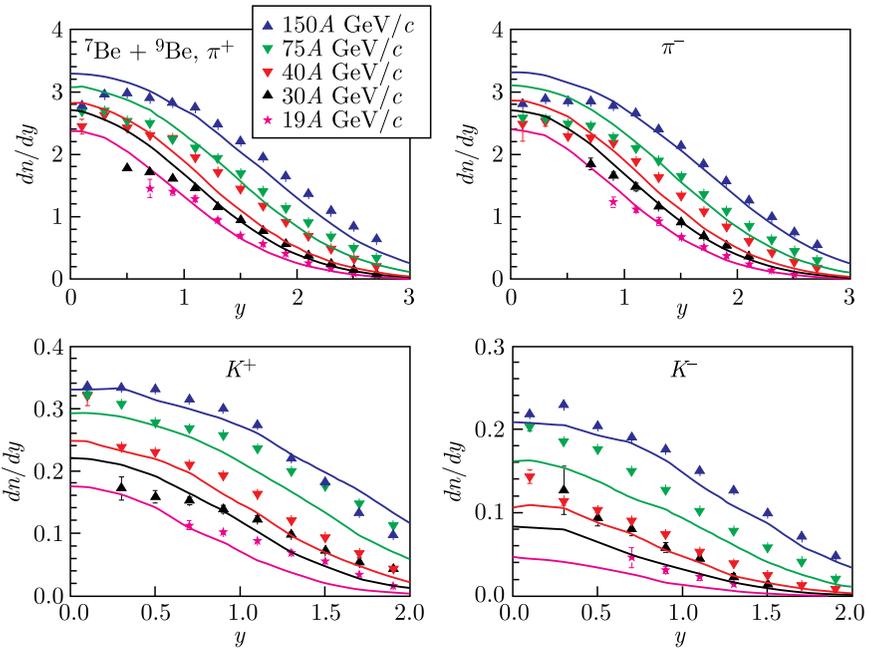


Рис. 6. Распределения π^\pm - и K^\pm -мезонов по быстротам во взаимодействиях $^7\text{Be} + ^9\text{Be}$ при центральностях 0–20%. Точки — экспериментальные данные [7] без учета систематических ошибок; сплошные линии — расчеты по модели Geant4 FTF

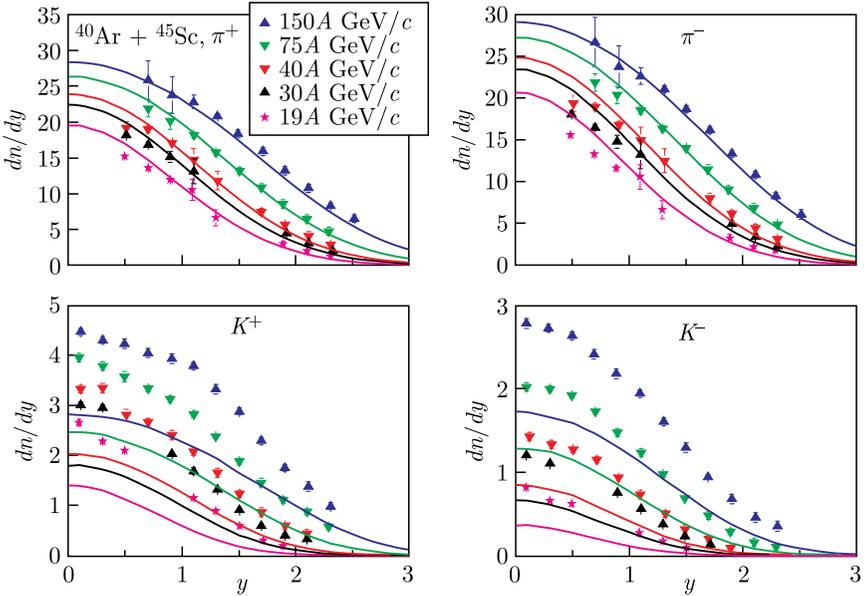


Рис. 7. Распределения π^{\pm} - и K^{\pm} -мезонов по быстротам во взаимодействиях $^{40}\text{Ar} + ^{45}\text{Sc}$ при центральных 0–10%. Точки — экспериментальные данные [8] без учета систематических ошибок; сплошные линии — расчеты по модели Geant4 FTF

Предсказания модели для выходов K^+ - и K^- -мезонов, в целом, несколько меньше экспериментальных данных (см. рис. 6). Только при импульсе 150А ГэВ/с предсказания моделей близки к экспериментальным данным. Конечно, для достижения согласия с экспериментом можно несколько увеличить $P_{\bar{s}s}$, как это делается в некоторых работах, но нужны четкие теоретические обоснования такого подхода.

Значительно хуже обстоит ситуация с описанием выходов K^+ - и K^- -мезонов во взаимодействиях $^{40}\text{Ar} + ^{45}\text{Sc}$ (см. рис. 7). Здесь модель существенно недооценивает выходы. Описания можно достичь, увеличив $P_{\bar{s}s}^{\text{asym}}$ 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.

Вопрос об усиленном рождении странных частиц, особенно в ядроядерных взаимодействиях, имеет давнюю историю. Предполагается, что эффект может быть обусловлен взаимодействиями рожденных частиц со 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 коллаборацией NA61/SHINE. Модель существенно недооценивает рождение K -мезонов в соударениях $^{40}\text{Ar} + ^{45}\text{Sc}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

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. B. 1987. V. 281. 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. Rep. 1983. V. 97. P. 31–145.
4. *Allison J. et al. (Geant4 Collab.).* 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 Collab.).* 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. C. 2017. V. 77. P. 671.
7. *Acharya A. et al. (NA61/SHINE Collab.).* 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. C. 2021. V. 81. P. 73.
8. *Adhikary H. et al. (NA61/SHINE Collab.).* 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. C. 2024. V. 84. P. 416; arXiv:2308.16683 [nucl-exp].
9. *Acharya A. et al. (NA61/SHINE Collab.).* Spectra and Mean Multiplicities of π^- in Central $^{40}\text{Ar} + ^{45}\text{Sc}$ Collisions at 13A, 19A, 30A, 40A, 75A and 150A GeV/c Beam Momenta Measured by the NA61/SHINE Spectrometer at the CERN SPS // Eur. Phys. J. C. 2021. V. 81. P. 397.