

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ МИФИ»  
(НИЯУ МИФИ)

УДК 539.1.01

ОТЧЁТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

**Исследование влияния образования кварк-глюонной плазмы с большим  
угловым моментом на измеряемые характеристики ШАЛ**

Научный руководитель  
проф., д.ф.-м.н.

\_\_\_\_\_ А. А. Петрухин

Студент

\_\_\_\_\_ Р. В. Николаенко

Москва 2022

# ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>Введение</b>	<b>3</b>
Мюонная загадка . . . . .	3
Цель работы . . . . .	6
<b>1 Образование кварк-глюонной плазмы в ядро-ядерных столкновениях в широких атмосферных ливнях</b>	<b>8</b>
1.1 Программа CORSIKA и модели адронных взаимодействий в исследованиях КЛУВЭ . . . . .	8
1.2 Гипотеза об образовании кварк-глюонной материи с большим угловым моментом . . . . .	10
1.3 Предположение об утяжелении спектра вторичных частиц в ядро-ядерных взаимодействиях в КЛУВЭ . . . . .	13
1.4 Применение Pythia8 для расчета взаимодействий релятивистских ядер . . . . .	15
<b>2 Моделирование ШАЛ с образованием тяжелых частиц в ядро-ядерных столкновениях</b>	<b>18</b>
2.1 Интерфейс COPU . . . . .	18
2.2 Сравнение измеряемых характеристик ШАЛ по результатам моделирования . . . . .	23
2.2.1 Моделирование с применением интерфейса COPU со стандартными настройками физических процессов . . . . .	23
2.2.2 Моделирование с образованием тяжелых частиц . . . . .	26
2.3 Обсуждение результатов . . . . .	33
<b>Заключение</b>	<b>35</b>
<b>Список использованных источников</b>	<b>36</b>

# ВВЕДЕНИЕ

## МЮОННАЯ ЗАГАДКА

Для решения проблемы происхождения, ускорения и распространения первичных космических лучей (ПКЛ) высоких и сверхвысоких энергий необходимы сведения об их энергетическом спектре и массовом составе. При энергиях выше  $10^{15}$  эВ единственным источником такой информации являются широкие атмосферные ливни (ШАЛ), формирующиеся в результате взаимодействия частиц ПКЛ с ядрами атмосферных газов и представляющие собой многочисленные каскадные процессы рождения вторичных элементарных частиц. Интерпретация экспериментальных данных основывается на сопоставлении измеренных распределений с результатами численных Монте-Карло расчетов. Такие расчеты неизбежно являются модельно зависимыми, а из-за отсутствия возможности прямого наблюдения адронных взаимодействий при таких высоких энергиях для их описания в моделях используются экстраполяции известных зависимостей на несколько порядков. Таким образом, адронные взаимодействия на ранних стадиях развития ШАЛ являются, по сути, такой же неизвестной функцией, как состав или энергетический спектр ПКЛ.

Данные последних лет, полученные в экспериментах по исследованию мюонной компоненты ШАЛ, при сравнении с результатами расчетов для космических лучей сверхвысоких (КЛСВЭ) и ультра высоких энергий (КЛУВЭ) указывают на наличие большого, растущего с энергией избытка мюонных событий, т.н. "мюонная загадка" (muon puzzle) [1]. Предпосылки к наличию избытка появились еще в ходе экспериментов ALEPH [2] и DELPHI [3] на ускорителе LEP (CERN). А определить зависимость избытка от энергии первичных частиц впервые удалось на экспериментальном комплексе НЕВОД-ДЕКОР [4,5] при помощи нового способа исследования

ШАЛ - метода спектров локальной плотности мюонов (СЛПМ) [5]. Наблюдаемые распределения событий с группами мюонов при средних зенитных углах в сравнении с результатами моделирования указывают на утяжеление массового состава ПКЛ в сторону железа в области энергий  $E_0 \geq 10^{16}$  эВ, а при больших зенитных углах для  $E_0 \approx 10^{18}$  эВ не укладываются даже в рамки предположения о чисто железном составе космических лучей. Позднее эти результаты получили подтверждение на других, в том числе и гигантских, установках, как обсерватория "Пьер Оже" (Pierre Auger Observatory, PAO) [6].

Недавно рабочая группа по адронным взаимодействиям и физике ливней (WHISP: Working group in Hadronic Interactions and Shower Physics) обобщила результаты различных экспериментов, в которых регистрировались группы мюонов [7]. Ввиду совершенно разных условий работы детекторов и методик, применяемых для анализа, прямое сравнение результатов мюонных исследований, осуществленных на разных установках, невозможно. Поэтому экспериментальные данные сравниваются с моделированием, в котором воссоздаются идентичные эксперименту условия. Таким образом, результаты различных установок приводятся к так называемой z-шкале:

$$z = \frac{\ln \langle N_{\mu}^{det} \rangle - \ln \langle N_{\mu,p}^{sim} \rangle}{\ln \langle N_{\mu,Fe}^{sim} \rangle - \ln \langle N_{\mu,p}^{sim} \rangle}, \quad (1)$$

где  $\langle N_{\mu}^{det} \rangle$  — величина, характеризующая поток мюонов, наблюдаемый в эксперименте,  $\langle N_{\mu,p}^{sim} \rangle$  и  $\langle N_{\mu,Fe}^{sim} \rangle$  — та же величина, но полученная из моделирования регистрации ШАЛ от протонов и железа соответственно. Результаты для большого количества экспериментов, полученные для разных моделей, используемых в CORSIKA, представлены на рисунке 1.

Исходя из (1), величина параметра z будет равна нулю в случае наблюдения чисто протонного состава ПКЛ, а в случае чисто железного состава - единице. Экспериментальные данные таким образом должны укладываться строго между этими предельными предположениями, однако, как видно из рисунка, для большинства моделей и экспериментов имеет место значительный избыток многомюонных событий даже в сравнении с железным составом ПКЛ.

Ввиду наличия значительных неопределенностей как в описании ад-

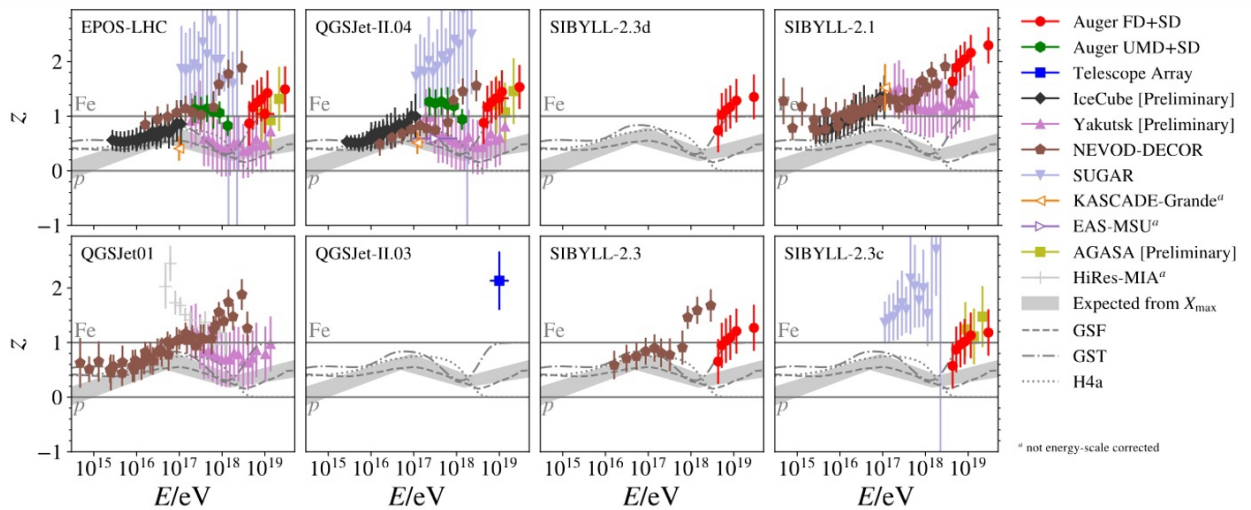


Рисунок 1 — Результаты измерений плотности мюонов, приведенные к  $z$ -шкале согласно (1), для разных моделей адронных взаимодействий

ронных взаимодействий, так и в сведениях о массовом составе, возможны разные варианты решения мюонной загадки: наличие сильных отклонений в массовом составе ПКЛ от ожидаемого по данным более низких энергий, уточнение характеристик известных адронных процессов и введение новой физики в процессы, непосредственное наблюдение которых на ускорительных экспериментах невозможно.

Особое внимание следует уделить последнему варианту в рамках рассмотрения ядро-ядерных взаимодействий, происходящих на первых этапах развития ливня, поскольку столкновения ядер на высоких энергиях менее изучены, чем адрон-адронные, теоретическому описанию поддаются намного хуже, но при этом оказывают значительное влияние на развитие ШАЛ. В моделях, используемых в программах моделирования ШАЛ, наблюдается большой произвол в описании взаимодействия ядер, при этом доступная для пользователей информация об индивидуальных особенностях моделей фактически отсутствует.

Для введения каких-либо изменений в физику ядро-ядерных взаимодействий в процессе моделирования ШАЛ необходимо иметь гибкий генератор, позволяющий пользователю вносить изменения в параметры процессов, добавлять новые или убирать конкретные процессы. В рамках существующих программных решений для моделирования ШАЛ это достаточно трудная задача.

Отдельную сложность представляет также определение экспериментально измеряемых величин, чувствительных не только к самому проявлению мюонной загадки, но и к характерным сигналам, свидетельствующим в пользу того или иного предположения для ее решения. Большинство признаков, благодаря которым возможен отбор событий в ускорительных экспериментах, в случае регистрации ШАЛ теряются вследствие многократных вторичных взаимодействий, распадов и рассеяний частиц, образовавшихся в интересующих нас столкновениях. С этой точки зрения мюоны остаются основным инструментом получения информации о процессах на раннем этапе развития ШАЛ. Например, одной такой важной характеристикой, измеряемой в эксперименте, является средняя энергия мюонов в регистрируемых группах. Следует уделить внимание и отношению мощностей мюонной и электронной компонент ливня. Поскольку мюонная компонента ШАЛ развивается, в основном, в результате распадов заряженных пионов, а электромагнитная компонента во многом порождается распадом нейтральных пионов, с точки зрения избытка мюонов интересен механизм, смещающий отношение двух компонент в сторону роста числа мюонов по сравнению с числом электронов и фотонов. Еще одной важной величиной представляется потерянная энергия ШАЛ. Неправильный расчет энергии ливня, не регистрируемой детекторами, может приводить к неправильным оценкам первичной энергии и, как следствие, к искажению спектра первичных частиц.

## **ЦЕЛЬ РАБОТЫ**

Целью работы является анализ изменений в основных измеряемых характеристиках широких атмосферных ливней - функциях пространственного распределения частиц, приносимой частицами энергии, отношения мощности мюонной и электронных компонент, средней энергии мюонов и т.д. - от введения новых процессов в расчет ядро-ядерных столкновений. Необходимо описать, каким образом внесенные модификации физики взаимодействий отражаются в наблюдаемых экспериментально характеристиках ШАЛ. На основе полученных результатов следует сделать вывод о применимости предположений об альтернативном подходе к расчету ядро-

ядерных взаимодействий и сформулировать четкие требования к разработке модели, способной решить проблему мюонной загадки.

# 1 ОБРАЗОВАНИЕ КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЫ В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ В ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЯХ

## 1.1 ПРОГРАММА CORSIKA И МОДЕЛИ АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ИССЛЕДОВАНИЯХ КЛУВЭ

Наиболее распространенным инструментом для моделирования образования и развития ШАЛ в атмосфере является программа CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KASCADE)[8]. Разработанная изначально для моделирования отклика установки KASCADE [9], CORSIKA основывалась на трех основных программных системах, реализованных в FORTRAN. Первая была создана П.К.Ф. Грейдером в 1970-х и называлась ASICO (Air shower SIMulation and COrrelation) [10]. Эта программа, позднее переименованная CORSIKA, включала простую модель адронных взаимодействий — ISOBAR. Вторая часть — генератор взаимодействий HDPM, наследник модели DPM (Dual Parton Model), описывающей взаимодействия протонов. Третья программа занималась расчетом электромагнитной компоненты ШАЛ — EGS4 (Electron Gamma Shower) [11]. Некоторые процедуры расчета (кулоновское рассеяние, параметризация в сечениях радиационных потерь и образования  $e^+e^-$  пар, модель адронных взаимодействий GHEISHA) были заимствованы из GEANT3 [12]. Совокупность несколько модифицированных программ сформировала первую версию программы CORSIKA в 1989 году.

С тех пор CORSIKA претерпела множество изменений, улучшений



и правок. Структура современной версии CORSIKA выделяет 4 основных части программы. Первая занимается вводом и выводом, трекингом частиц с учетом ионизационных потерь и рассеяния в магнитном поле Земли, осуществляет распад нестабильных частиц. Вторая отвечает за адронные взаимодействия ядер и адронов с ядрами атмосферных газов на высоких энергиях. Третья описывает адронные взаимодействия на низких энергиях, и четвертая — пробег и взаимодействия электронов, позитронов и фотонов. Для управления программой используется система опций, настройка которых задается пользователем в управляющем файле.

В программу были интегрированы модели адронных взаимодействий высоких энергий. Однако до сих пор эти модели сталкиваются со значительными трудностями при описании взаимодействий на больших энергиях. Вообще, основная проблема моделирования ШАЛ заключается в необходимости экстраполировать модели взаимодействия в область энергий и быстрот, недоступных на ускорителях. Энергия столкновений, достигаемая на pp-коллайдерах на порядки ниже той, которая встречается в космических лучах. К тому же, ускорительные эксперименты пока не могут предоставить исчерпывающие данные о передней области взаимодействия (ввиду конструкционных ограничений), которая играет важнейшую роль в развитии ШАЛ.

Стоит также отметить, что выбор модели, которая будет применяться для расчета адронных взаимодействий в ходе моделирования, определяется исключительно решением пользователя.

Все модели адронных взаимодействий, встроенных в CORSIKA, разделяются на две основных категории: модели, применяемые для расчета взаимодействий на низких энергиях ( $\leq 80$  ГэВ/адрон), и модели для высоких энергий.

Для низких энергий на выбор предоставляются три модели: FLUKA (FLUktuating KAscade) [13], GHEISHA (Gamma Hadron Electron Interaction SHower code) [14] и UrQMD (Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics) [15].

Взаимодействия на высоких энергиях в программе CORSIKA последней версии (77420) могут описываться восемью моделями. Это DPMJET-III (Dual Parton Model with JETs) [16, 17], HDPM [18], QGSJET01 [19] и

QGSJET-II-04 (Quark Gluon String model with JETs) [20, 21, 22], SIBYLL-2.3d [23, 24, 25, 26], VENUS (Very Energetic Nuclear Scattering) [27], neXus (NEXt generation of Unified Scattering approach) [28] и EPOS-LHC (Energy conserving quantum mechanical multi-scattering approach, based on Partons, Off-shell remnants and Splitting parton ladders) [29, 30, 31].

## 1.2 ГИПОТЕЗА ОБ ОБРАЗОВАНИИ КВАРК-ГЛЮОННОЙ МАТЕРИИ С БОЛЬШИМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ

Как уже отмечалось ранее, возможным решением мюонной загадки может служить введение новых физических процессов в ядро-ядерные взаимодействия высоких энергий, происходящих на первых этапах развития ШАЛ. Перечислим основные свойства новой модели, необходимой для объяснения наблюдаемых аномальных событий [32, 33, 34]:

- Наличие порога (отклонения появляются при энергиях свыше нескольких ПэВ);
- Большое сечение (для изменения наклона спектра ШАЛ);
- Большой выход лептонов (объясняет наличие т.н. VHE-мюонов (от англ. Very High Energy muons) и потерянную энергию);
- Быстрое развитие ШАЛ (для увеличения отношения  $N_\mu/N_e$  и уменьшения темпов роста  $X_{max}$ ).

В работе [32] показано, что, в принципе, образование сгустка кварк-глюонной материи (СКГМ) позволяет удовлетворить всем перечисленным требованиям. В первую очередь, СКГМ отвечает условию наличия порога: образование кварк-глюонной материи требует достижения определенной плотности энергии при столкновении. Сразу же учитывается и резкое увеличение сечения, ведь в данном случае наблюдается переход от кварк-кварковых взаимодействий к коллективному взаимодействию большого количества кварков и глюонов. Геометрический предел для допустимого значения сечения таким образом меняется

$$\sigma = \pi\lambda^2 \rightarrow \sigma = \pi(\lambda + R)^2 \text{ или } \sigma = \pi(R_1 + R_2)^2, \quad (1.1)$$

где  $R, R_1, R_2$  — размеры фрагментов взаимодействующих ядер.

В [35] было высказано предположение об образовании СКГМ с большим угловым моментом в нецентральных ядро-ядерных столкновениях. Величина полного углового момента  $J$  пропорциональна энергии в системе центра масс  $s$ :  $J \propto s$ . Точнее, для симметричного столкновения двух ядер

$$(A, Z) + (A, Z) \rightarrow X, \quad (1.2)$$

где  $A$  — массовое число,  $Z$  — электрический заряд сталкивающихся ядер, абсолютное значение полного углового момента равно [36]

$$J(b) = 0.5A \frac{b}{\hbar c} \sqrt{s_{NN}} = 0.5A^{4/3} \frac{\zeta}{\hbar c} r_0 \sqrt{s_{NN}}, \quad \zeta = b/R, \quad (1.3)$$

$b$  — прицельный параметр,  $\sqrt{s_{NN}}$  — энергия столкновения в системе центра масс в расчете на нуклон-нуклонную пару,  $R = r_0 A^{1/3}$  — радиус сталкивающихся ядер,  $r_0 = (1.25 \pm 0.05)$  фм. Величина  $s_{NN}$  связана с энергией налетающей частицы в лабораторной системе как

$$s_{NN} = 2m_N \times (E_N + m_N), \quad (1.4)$$

где  $m_N$  — масса нуклона,  $E_N$  — энергия в расчете на нуклон. Рисунок 1.1 демонстрирует зависимости  $J(\zeta)$  от энергии на нуклон  $E_N$  для центральных, полуцентральных и периферических столкновений ядер. Функции домножены на  $A^{-4/3}$  для исключения зависимости от типа ядер. На рисунке 1.2 показаны зависимости  $J(\zeta = 1.0)$  от энергии первичного ядра  $E_0$  для полуцентральных столкновений для нескольких типов ядер. Видно, что для тяжелых ядер величина  $J(b)$  для энергии ядра  $E_0 = 10^{17}$  эВ составляет  $\sim 10^6$  (!).

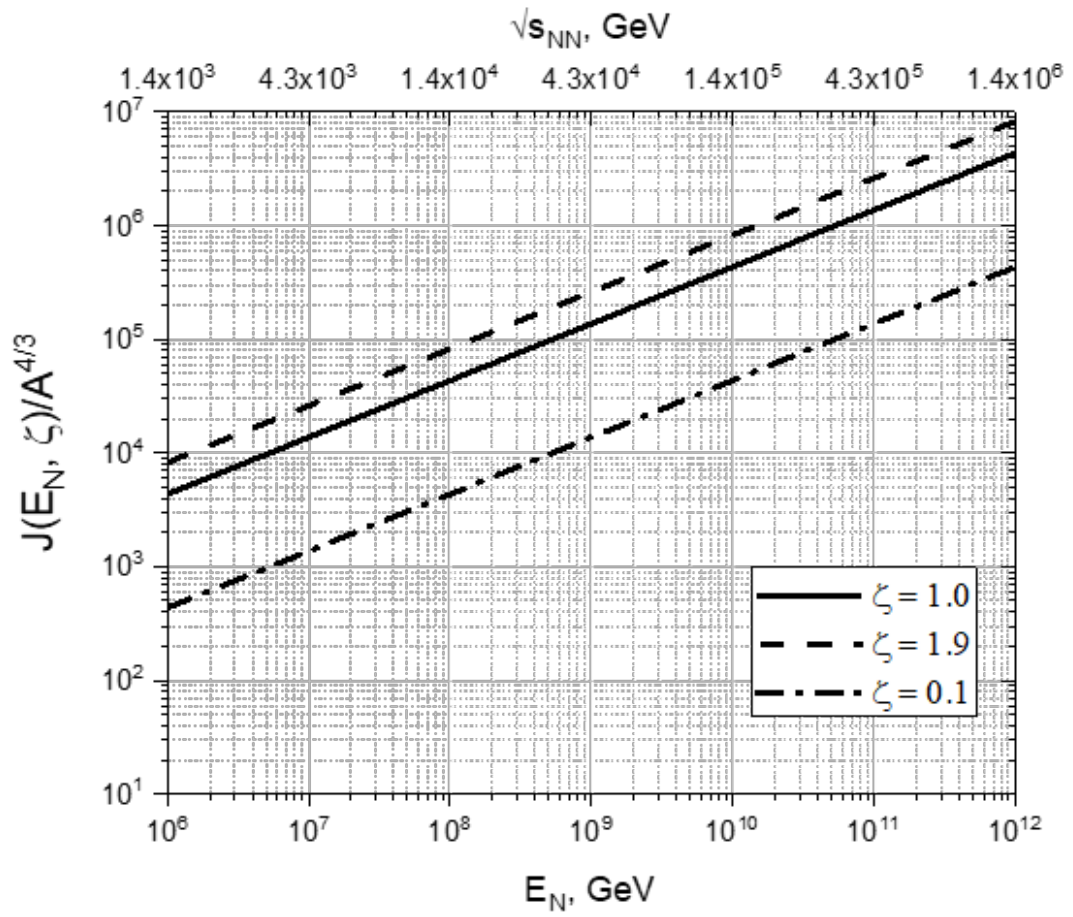


Рисунок 1.1 — Зависимости полного углового момента  $J(\zeta)/A^{4/3}$  для центральных (штрих-пунктирная линия), полуцентральных (сплошная линия) и периферических (штриховая линия) столкновений от энергии на нуклон

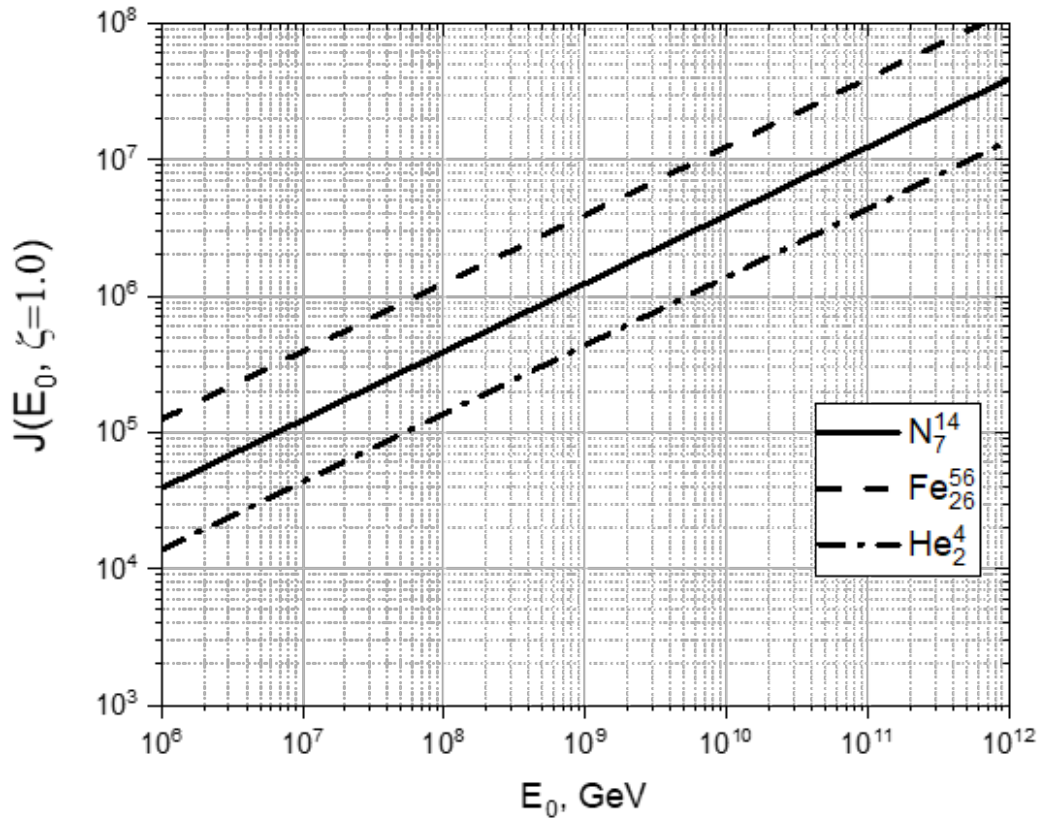


Рисунок 1.2 — Зависимости полного углового момента  $J(\zeta = 1)$  для первичных ядер гелия (штрих-пунктирная линия), азота (сплошная линия) и железа (штриховая линия) от энергии ядра

### 1.3 ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ ОБ УТЯЖЕЛЕНИИ СПЕКТРА ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В КЛУВЭ

Наличие большого углового момента СКГМ приводит к необходимости учитывать центробежный потенциал:

$$V_{\text{ц}} = \frac{\hbar^2 J(J + 1)}{2mr^2}, \quad (1.5)$$

величина которого обратно пропорциональна массе частицы в СКГМ. Соответственно, вероятность преодолеть барьер значительно выше для тяже-

лых частиц.

Данный эффект позволяет объяснить, например, увеличение сечения образования  $c$ -кварков. Конечно, существуют известные эффекты, приводящие к подавлению выхода тяжелых частиц в столкновениях тяжелых ионов, наблюдаемых на ускорителях. К ним относится цветовое экранирование  $s$ - и  $b$ -кварков на стадии кварк-глюонной плазмы, т.н. плавление резонансов и перераспределение частиц на стадии адронного газа. Описание этих эффектов можно найти в [37]. Однако есть ряд предположений, благодаря которым можно надеяться на применимость высказанного предположения в случае КЛУВЭ. Во-первых, исходя из данных других экспериментов, не основывающихся на регистрации мюонной компоненты, следует ожидать, что в космических лучах сверхвысоких энергий преобладают легкие ядра, для которых эффект подавления ниже, чем для тяжелых. Во-вторых, гидродинамические модели взаимодействий ядер хорошо применимы для описания поперечного расширения фаербола (сгустка КГП), но, ввиду экспериментальных ограничений, могут не давать точных предсказаний для продольной компоненты при более высоких энергиях, которая играет основную роль в случае развития ШАЛ. В-третьих, даже при условии последующего перераспределения или распада тяжелого резонанса во время стадии адронного газа, спектры вторичных частиц могут значительно отличаться от взаимодействий без образования тяжелых частиц. Кроме того, распады тяжелых частиц неизбежно приводят к увеличению вклада лептонных и нейтринных мод. Последний случай описывает потерю энергии при регистрации ШАЛ, т.к. нейтрино, образующиеся в данных процессах, не регистрируются детекторами ШАЛ. Энергетический спектр космических лучей, реинтерпретированный с учетом предложенного объяснения потерянной энергии, обсуждается в [33]. Интерес представляет использование процессов образования лептонов и дилептонов для объяснения механизма формирования т.н. VHE-мюонов и событий класса Центавр.

Уменьшение барьера для тяжелых частиц обеспечивает условие для вылета  $s$ -,  $b$ - и даже  $t$ -кварков. Если  $t$ -кварк образуется вблизи поверхности СКГМ, он может вылететь, не успев аннигилировать со своим антипартнером. Вылет  $t$ -кварка может заметно влиять на дальнейшее развитие ШАЛ, в том числе, и обуславливать увеличение числа мюонов на уровне

детектора. Необходимо исследование влияния данного процесса при помощи моделирования ШАЛ, однако, структура программы CORSIKA на сегодняшний день не позволяет вносить изменения в работу генераторов взаимодействий. Требуется гибкий генератор, с возможностью отключать, изменять физические процессы или добавлять новые.

Стоит отметить, что помимо моделей, основанных на предположении об образовании равновесного состояния кварк-глюонной материи в столкновениях релятивистских ядер, существует множество других, которые, однако, также используют гипотезу о более тяжелом составе вторичных частиц ядро-ядерных взаимодействий. Вопрос заключается в том, является ли это предположение достаточным для объяснения избытка мюонов.

## 1.4 ПРИМЕНЕНИЕ PYTHIA8 ДЛЯ РАСЧЕТА ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

PYTHIA [38] представляет собой Монте-Карло генератор событий столкновений в физике высоких энергий. Она описывает взаимодействия при высоких энергиях между электронами, протонами, фотонами и тяжелыми ядрами. Возможность моделировать взаимодействия ядер появилась в программе относительно недавно и основана на модели Angantyr. PYTHIA позволяет детально изучать все аспекты взаимодействий, включать и выключать различные процессы и рассчитывать их вклад в общую картину события. Таким образом, данный генератор может использоваться для модифицированного описания ядро-ядерных взаимодействий, происходящих в ходе развития широкого атмосферного ливня.

Переключение на процедуры для генерации событий взаимодействий ядер происходит в программе PYTHIA автоматически при задании соответствующего идентификатора (`id`) для пучка первичных частиц. По умолчанию в PYTHIA заданы лишь несколько ядер и для добавления, например, азота необходимо вручную задать его командой:

```
Pythia8::Pythia pythia;
```

*pythia.particleData.addParticle(1000070140, "14N", "14Nbar", 3, 21, 0, 13.1448);*

Первое число в скобках представляет собой новый id, с которым будет ассоциироваться ядро азота и который содержит информацию о массовом числе, заряде и спине ядра. Важно отметить, что при задании энергии ядра, необходимо использовать ее величину в отношении на нуклон. Для реализации столкновений, происходящих в системе детекторов ШАЛ, то есть, в системе, где ядро атмосферного газа (ядро-мишень) покоится, а ядро от космических лучей (ядро-снаряд) налетает с заданной энергией, используется опция "Beams:frameType=2", в которой задаются энергии двух налетающих друг на друга строго вдоль оси z пучков. В общем случае, было бы удобнее для моделирования ШАЛ использовать третий режим столкновений, а не второй, в котором импульсы сталкивающихся частиц задаются покомпонентно; однако, к сожалению, данная опция недоступна на данный момент для столкновений ионов.

Некоторое представление о применимости PYTHIA для расчета ядро-ядерных взаимодействий при моделировании ШАЛ можно получить на основе сравнения генератора с моделями [5, 6-8, 9], используемыми в CORSIKA. В таблице 1.1 представлены средние множественности некоторых типов вторичных частиц, полученные для азот-азотных взаимодействий при энергии ядра-снаряда  $E_0 = 10^{18}$  эВ. Модели программы CORSIKA рассматривались на примере первого адронного взаимодействия, для чего использовалась опция "OUTFILE".



Таблица 1.1 — Средние множественности вторичных частиц различных типов, образованные во взаимодействиях азот-азот при энергии  $E_0 = 10^{18}$  эВ для PYTHIA и разных моделей в CORSIKA

Тип частиц	Средняя множественность			
	EPOS- LHC	QGSJET- II-04	SIBYLL	PYTHIA
$\gamma$	293	592	153	437
Лептоны	$\sim 10^{-4}$	0	$\sim 10^{-5}$	4.36
$\pi^+, \pi^-$	295	571	137	367
$K^+, K^-$	39.7	68.1	28.9	40.1
Нуклоны	33.6	41.3	38.6	34.1
Ядра ( $A > 1$ )	0.37	1.42	1.03	1.96

Видно, что значения от PYTHIA близки к модели QGSJET-II-04. Заметным отличием PYTHIA является сильно большее среднее число вторичных ядер, но это объясняется в предположении об исключении ядер-осколков мишени моделями CORSIKA ввиду их крайне низких энергий. Также показателен значительно больший выход лептонов.

## 2 МОДЕЛИРОВАНИЕ ШАЛ С ОБРАЗОВАНИЕМ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

### 2.1 ИНТЕРФЕЙС CORSY

Использование внешнего генератора для ядро-ядерных взаимодействий в CORSIKA без вмешательства в сам код программы возможно благодаря опции “INFILE ”. Если эта опция включена, CORSIKA не разыгрывает первое взаимодействие, с которого начинается ливень, а использует список частиц, взятый из указанного файла, и моделирует дальнейшее развитие каскадов. Таким образом, в основе интерфейса лежит идея моделирования ливней от всех произошедших ядро-ядерных взаимодействий по отдельности с последующим объединением частиц, достигших поверхности, в один список. Упрощенная блок-схема интерфейса показана на рисунке 2.1.

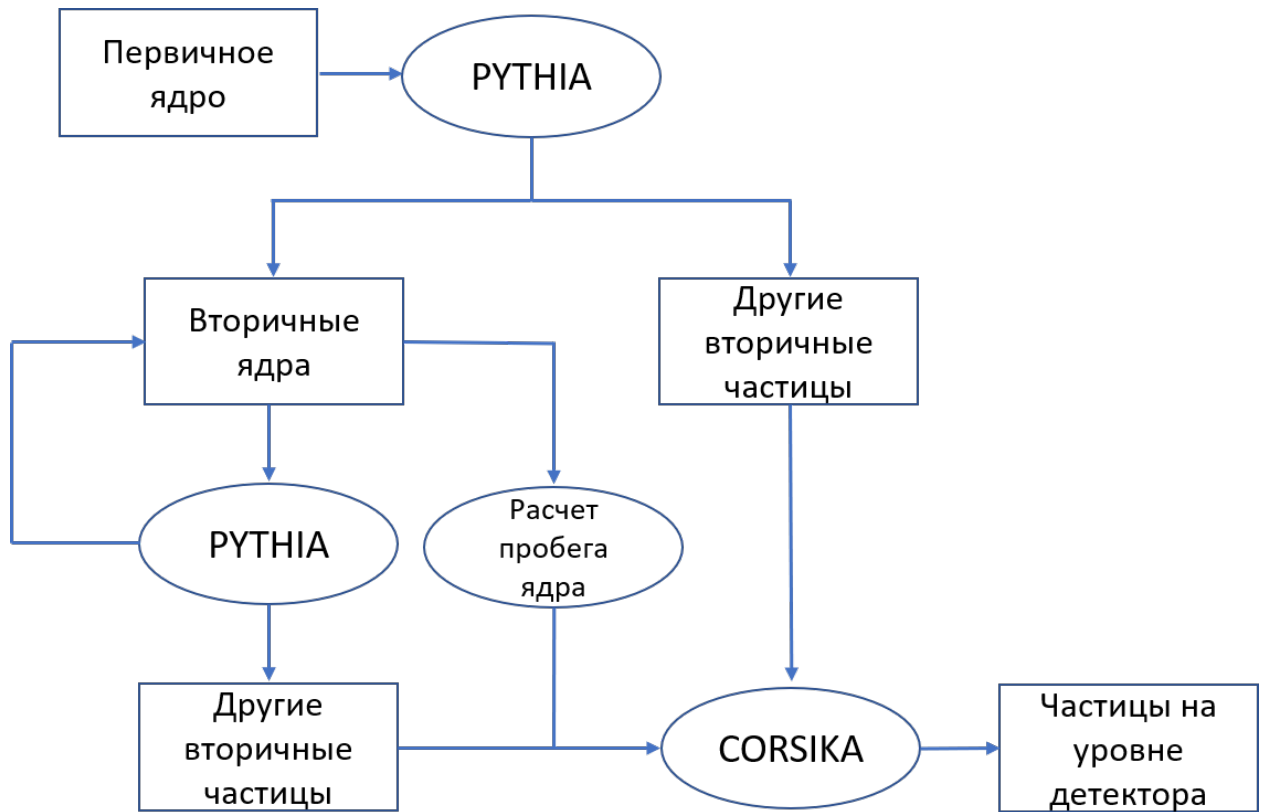


Рисунок 2.1 — Упрощенная блок-схема интерфейса CORSIKA-PYTHIA

Необходимым условием корректной работы интерфейса является расчет пробега образовавшихся вторичных ядер до следующего взаимодействия. Представляется разумным взять зависимости сечения от энергии ядер из моделей, используемых в программе CORSIKA, также как и параметризацию атмосферы. Однако явный вид зависимостей сечений не предоставляется в описании CORSIKA или ее моделей. Поэтому зависимости были получены из информации о первом взаимодействии, предоставляемой программой. Запускались ядра с массовым числом  $A$  ( $1 \leq A \leq 56$ ) и энергией от 10 ГэВ до  $10^{10}$  ГэВ. Некоторые полученные зависимости показаны на рисунке 2.2.

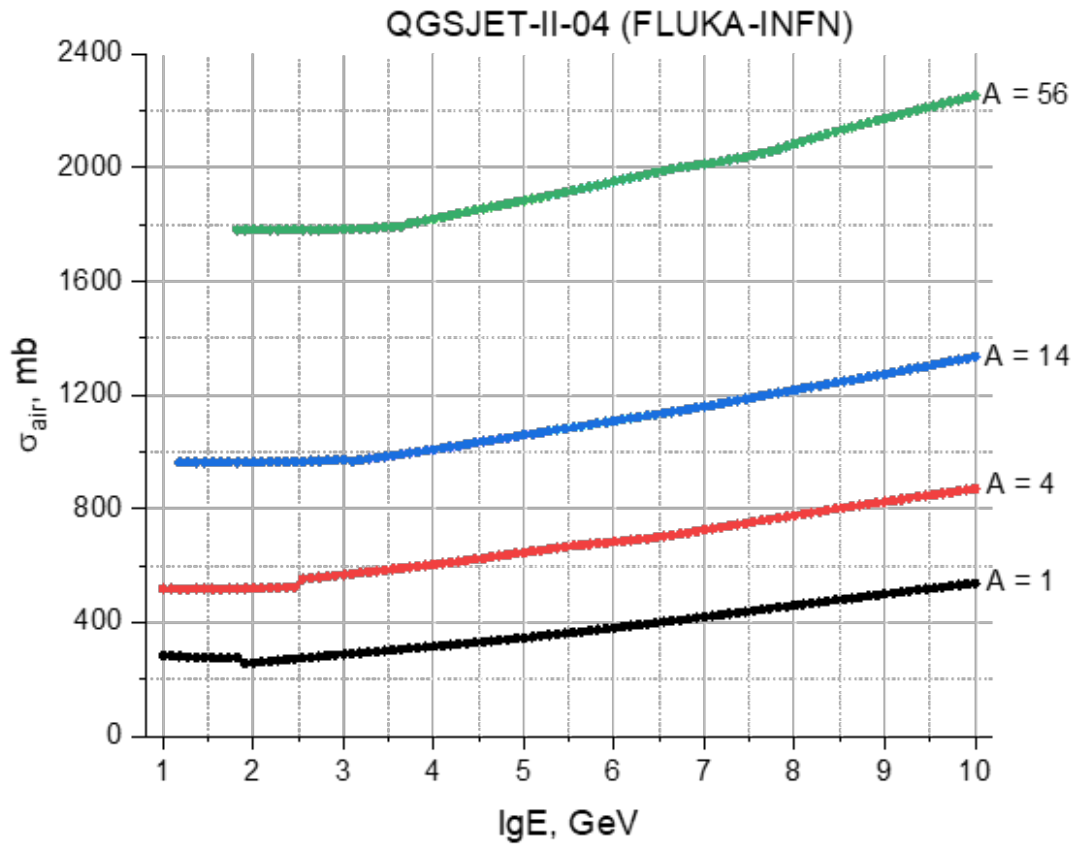


Рисунок 2.2 — Зависимость полного сечения взаимодействия ядра с воздухом от энергии согласно моделям QGSJET-II-04 и FLUKA-INFN2020 для нескольких значений массового числа  $A$

При вычислении пробега ядра величина сечения определяется из линейной интерполяции по двум точкам на кривой, между которыми лежит значение энергии ядра. Атмосфера задается пятислойной параметризацией, используемой в CORSIKA (рисунок 2.3) - параметризацией Линсли.

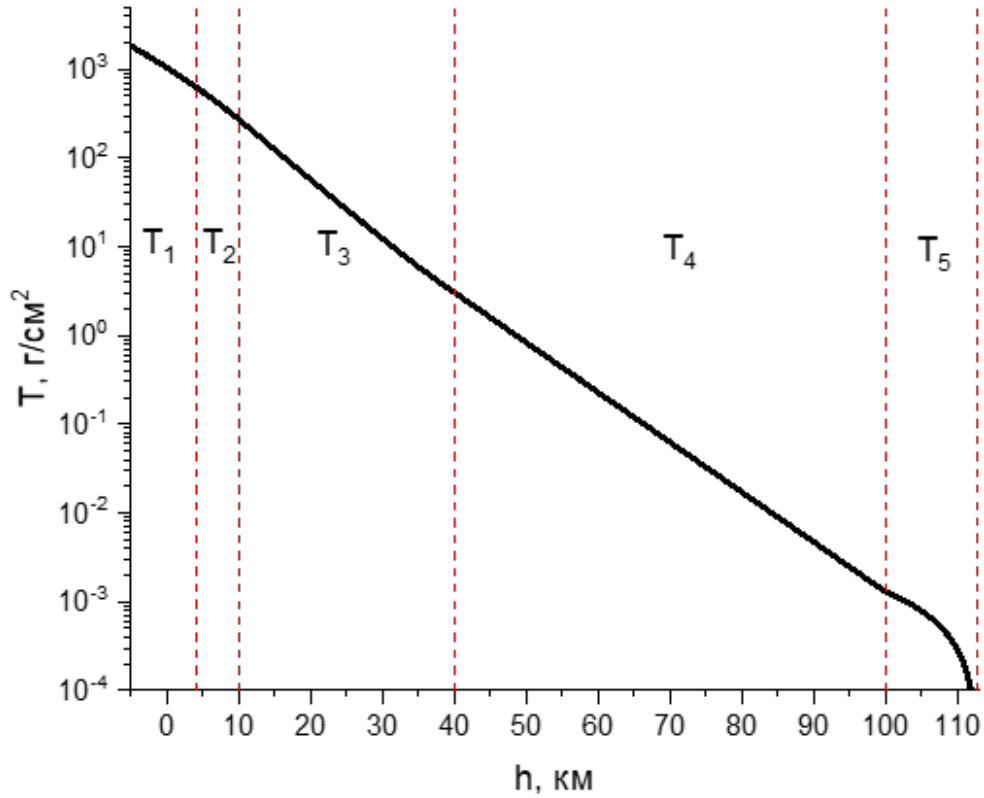


Рисунок 2.3 — Функция толщины атмосферы  $T$  в  $\text{г} \cdot \text{см}^{-2}$  от высоты  $h$  в км

Где

$$\begin{aligned}
 T_1(h) &= -186.556 + 1222.7 \cdot \exp(-h/9.9419), & -5.8 \leq h \leq 4, \\
 T_2(h) &= -94.9190 + 1144.9 \cdot \exp(-h/8.7815), & 4 \leq h \leq 10, \\
 T_3(h) &= 0.612890 + 1305.6 \cdot \exp(-h/6.3614), & 10 \leq h \leq 40, \\
 T_4(h) &= 540.18 \cdot \exp(-h/7.7217), & 40 \leq h \leq 100, \\
 T_5(h) &= 0.0112829 - h \cdot 10^{-4}, & 100 \leq h \leq 112.8.
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

Используя обратные функции, можно получить средний пробег ядра по формуле

$$\lambda = h_0 - h(T), \quad T = \frac{m_{air}}{\sigma(E) \cdot N_A}, \tag{2.2}$$

где  $h_0$  - высота, на которой образовалось ядро,  $m_{air} = 14.485$  - молярная масса воздуха в г/моль,  $E$  - энергия ядра,  $N_A$  - число Авогадро.

Работа интерфейса продолжается, пока не перестанут образовываться-

ся энергичные ядра-осколки. В процессе исследования наблюдались ядра 7-8 поколения, уносящие значительную ( $\geq 10\%$ ) долю всей энергии взаимодействия. Для описания других адронных взаимодействий во всех дальнейших случаях используются модели QGSJET-II-04 для высоких энергий и FLUKA-INFN2020 для низких.

## 2.2 СРАВНЕНИЕ ИЗМЕРЯЕМЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ШАЛ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Ниже будут представлены результаты сопоставления характеристик ШАЛ, полученных моделированием развития ливней при помощи стандартных средств программы CORSIKA и при помощи интерфейса CORU со стандартными настройками и с измененным спектром вторичных частиц. Для расчета всех адронных взаимодействий, за исключением столкновений ядер, в последних случаях использовалась модель QGSJET-II-04, как наиболее близкая по своим характеристикам к Pythia. Статистика набиралась для ливней от первичного ядра азота, с фиксированной мишенью первого взаимодействия - ядром атмосферного азота. Первичная энергия была выбрана равной  $E_0 = 10^{17}$  эВ, как оптимальное значение: избыток мюонов уже четко виден при этой энергии, а время расчетов позволяет выполнить нужную настройку и проверки в разумное время. Рассматривались только вертикальные ливни.

### 2.2.1 МОДЕЛИРОВАНИЕ С ПРИМЕНЕНИЕМ ИНТЕРФЕЙСА CORU СО СТАНДАРТНЫМИ НАСТРОЙКАМИ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

Рассмотрим сначала моделирование, где не были введены пользовательские изменения в физику процессов. На рисунке 2.4 представлены зависимости отношения плотностей частиц ШАЛ на уровне Земли от логарифма расстояния до оси ливня. Значения, полученные в результате моделирования с применением интерфейса CORU делятся на аналогичные величины для стандартного расчета.

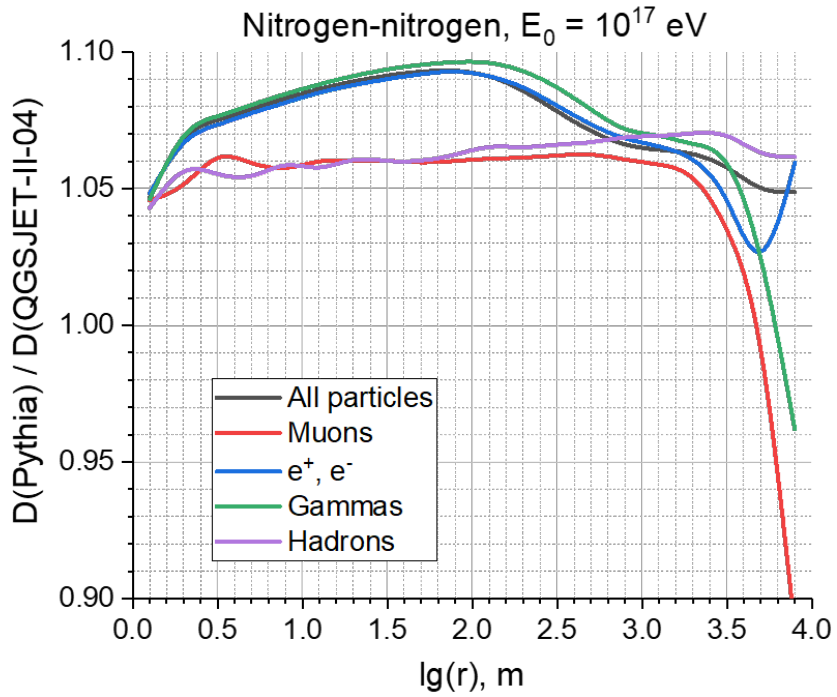


Рисунок 2.4 — Отношения плотностей частиц ШАЛ в зависимости от расстояния до оси

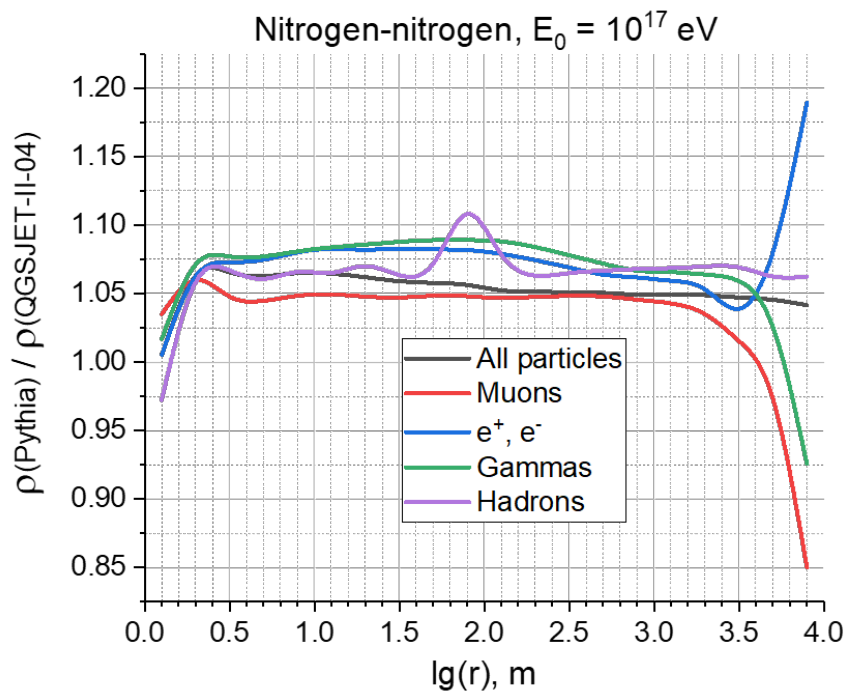


Рисунок 2.5 — Отношения поверхностной энергии ШАЛ в зависимости от расстояния до оси



Стоит отметить, что одно только использование генератора Pythia для столкновений ядер дает примерно на десять процентов больше частиц. Электромагнитная компонента увеличилась в мощности больше, чем мюонная и адронная; возможно, это связано с возросшим выходом лептонов в столкновениях ядер.

Рисунок 2.5 демонстрирует аналогичное сравнение, но для поверхностной энергии ШАЛ. Наблюдается средний прирост в 5%-10%.

Рассмотрим другую важную с экспериментальной точки зрения характеристику ШАЛ: отношение числа мюонов и электронов. На рисунке 2.6 представлено сравнение этих отношений в зависимости от расстояния до оси ливня. Как уже говорилось выше, рост числа электронов при использовании Pythia более значительный, чем мюонов, поэтому величина отношения уменьшилась, но всего на пару процентов. В целом, использование генератора Pythia со стандартными настройками не изменяет представлений об отношении числа мюонов и электронов.

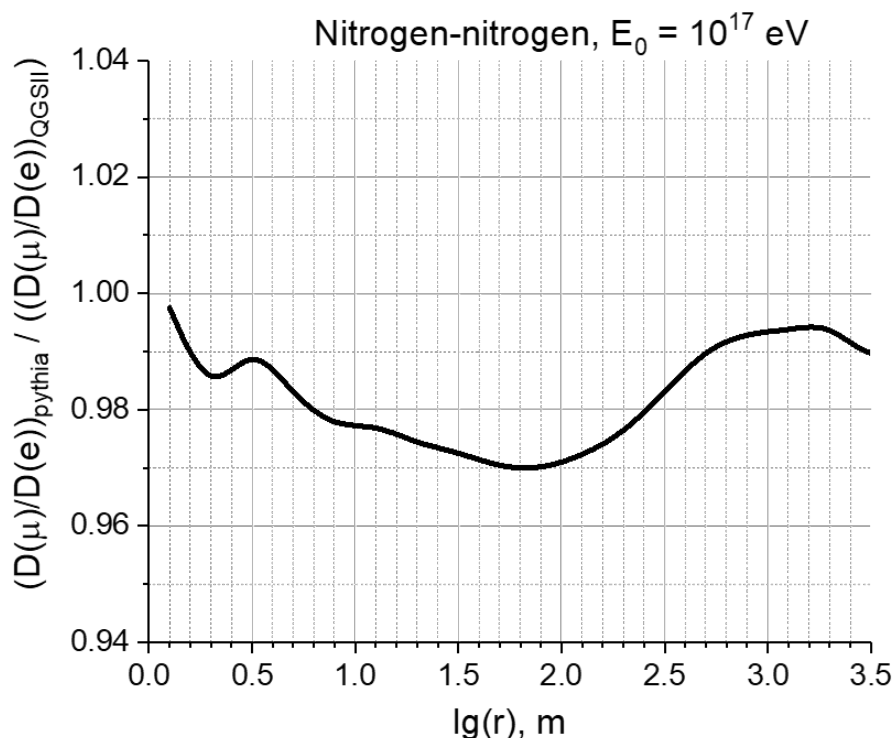


Рисунок 2.6 — Сравнение отношений плотности мюонов к плотности электронов в зависимости от расстояния до оси

Напоследок рассмотрим изменение средней энергии мюонов в ШАЛ.

Как видно из рисунка 2.7, с применением Pythia средняя энергия мюонов уменьшилась, на 1-2 процента, на расстояниях более нескольких метров от оси. Интересно, что мюоны в самом стволе ШАЛ согласно расчету с интерфейсом CORU имеют немного большую энергию, чем при стандартном расчете.

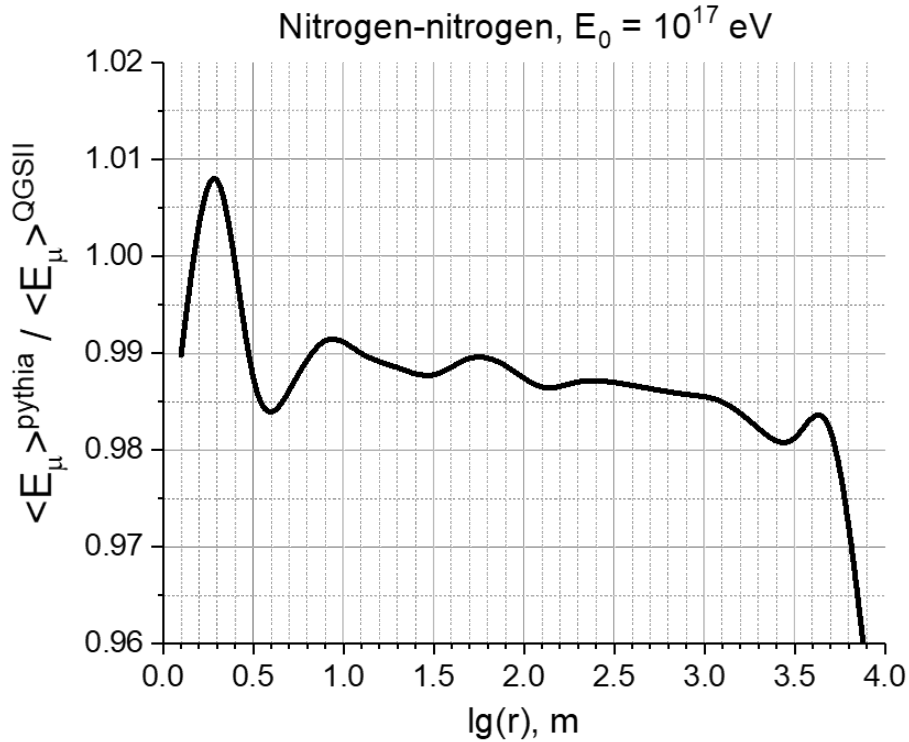


Рисунок 2.7 — Отношение средней энергии мюонов ШАЛ в зависимости от расстояния до оси

В целом, расчет с использованием генератора Pythia дает весьма схожие результаты с обычным моделированием. Однако наблюдаются и характерные отличия.

### 2.2.2 МОДЕЛИРОВАНИЕ С ОБРАЗОВАНИЕМ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ

Приступим теперь к моделированию развития ШАЛ с внесенными изменениями в спектр вторичных частиц. Для получения представлений о перспективах, которые открываются с применением предположения о более тяжелом составе вторичных частиц в ядро-ядерных взаимодействиях,

обратимся к предельному случаю: образованию  $t$ -кварков, самых тяжелых частиц. Сам по себе  $t$ -кварк практически не важен, но в результате его распада возможно образование множества других тяжелых частиц:  $W$ - и  $Z$ -бозонов, тау-лептонов,  $b$ -струй и т.д. Поэтому было проведено моделирование ряда ШАЛ, в которых в первом ядро-ядерном столкновении в генераторе Pythia было включено образование  $t$ -кварка (по любому возможному процессу). Сравнение результатов начнем, опять же, с плотности частиц на уровне Земли.

Оно представлено на рисунках 2.8 и 2.9. На первом результаты расчета сравниваются с обычным моделированием, во втором - с моделированием с применением Pythia без внесенных изменений в физику процессов. Как видно, добавление таких тяжелых частиц не оправдывает наши надежды: частиц и, самое главное, мюонов в том числе становится меньше, чем до включения образования  $t$ -кварков. Плотность мюонов стала даже меньше, чем в обычном моделировании без Pythia. Возможно, это объясняется из кинематических соображений: поперечный разлет частиц при распадах более тяжелых материнских частиц увеличивается из-за изменения кинематических ограничений на углы вылета.

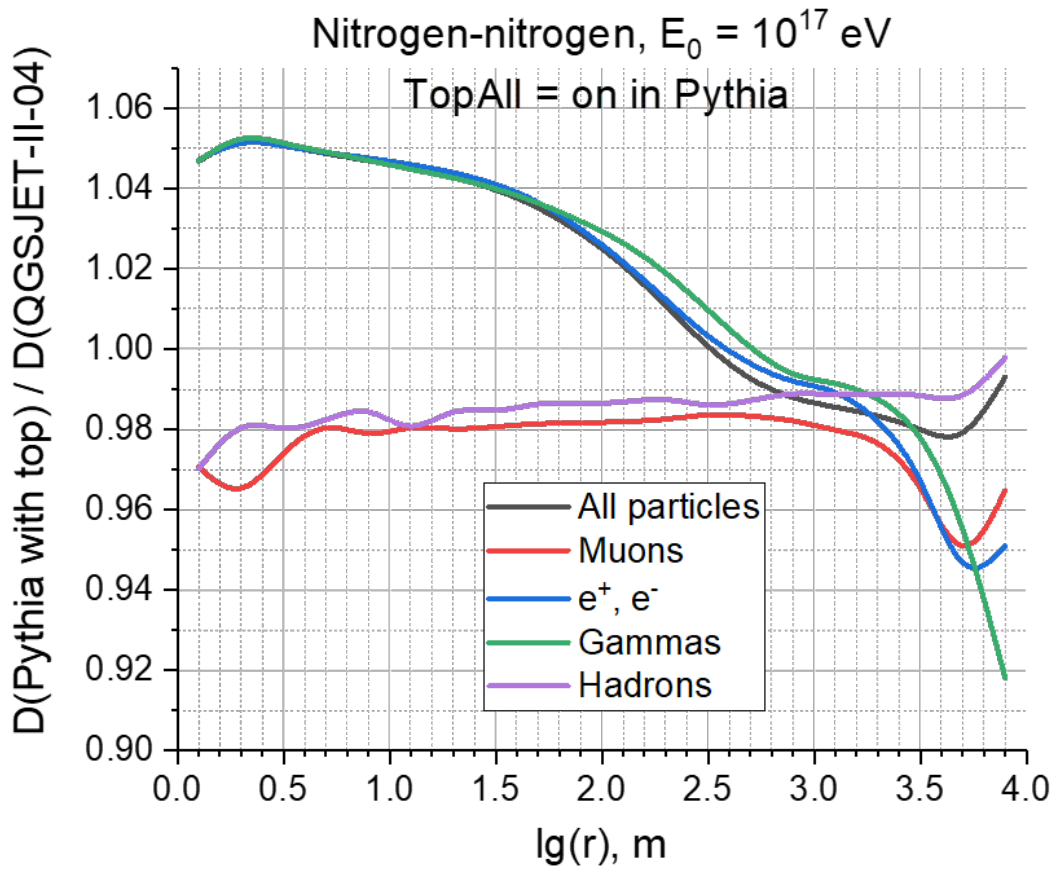


Рисунок 2.8 — Отношения плотностей частиц ШАЛ в зависимости от расстояния до оси. Сравнивается расчет по интерфейсу СОРУ с образованием  $t$ -кварков с обычным расчетом.

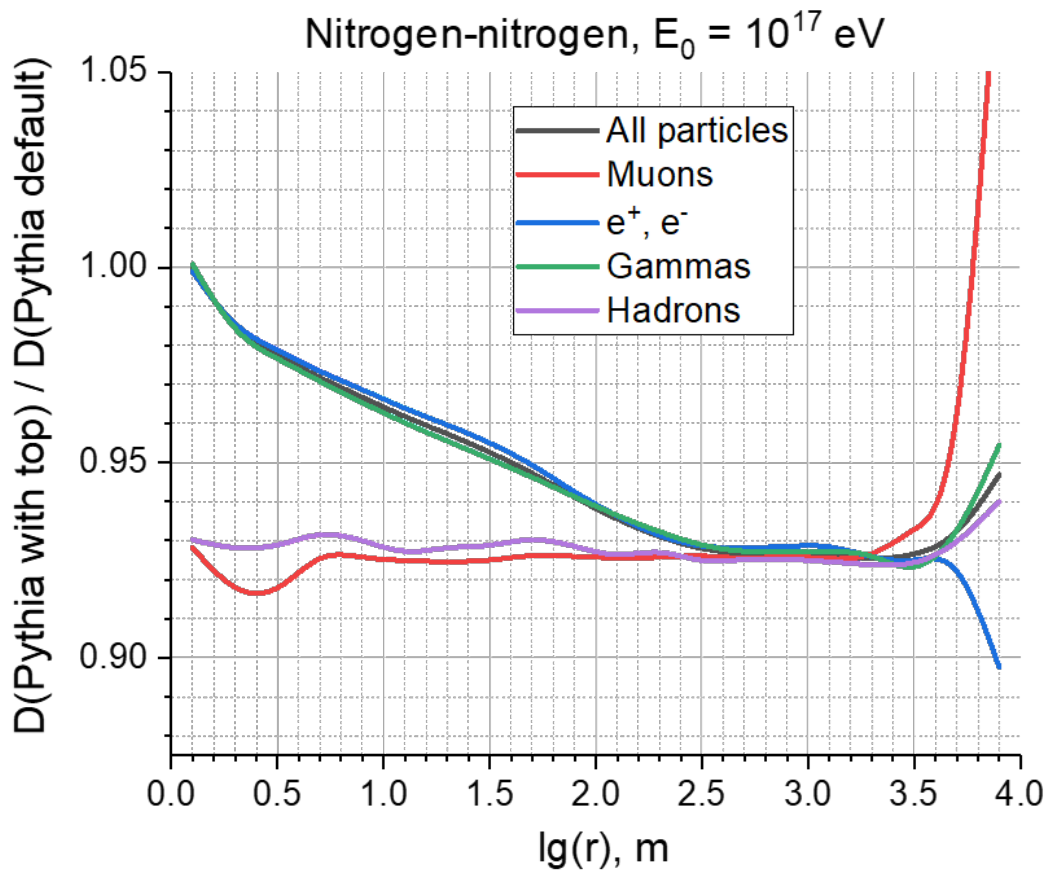


Рисунок 2.9 — Отношения плотностей частиц ШАЛ в зависимости от расстояния до оси. Сравнивается расчет по интерфейсу СОРУ с образованием  $t$ -кварков с СОРУ без внесенных изменений.

В сравнении поверхностной энергии наблюдается схожая картина. Как видно из рисунков 2.10 и 2.11, отношение энергии ливня с  $t$ -кварком в первом взаимодействии к энергии ливня, рассчитанному без изменений, уменьшается с ростом расстояния до оси.

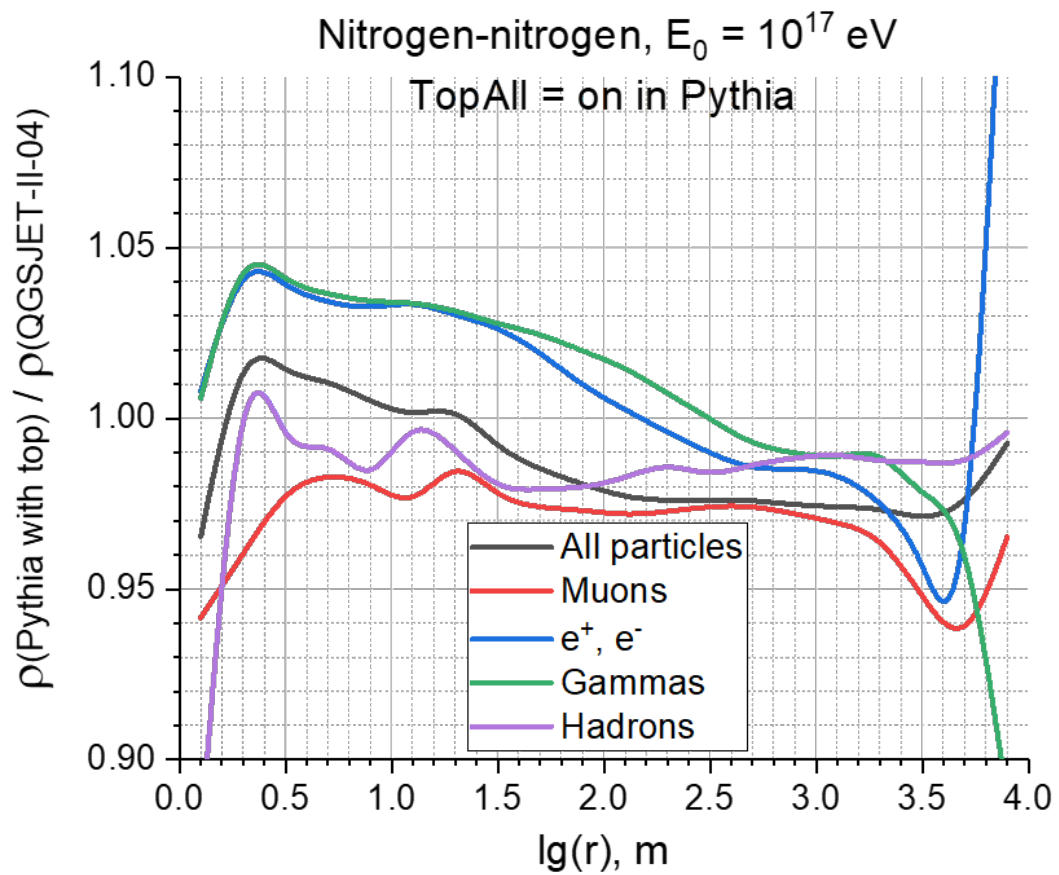


Рисунок 2.10 — Отношения поверхностной энергии ШАЛ в зависимости от расстояния до оси. Сравнивается расчет по интерфейсу СОPY с образованием  $t$ -кварков с обычным расчетом.

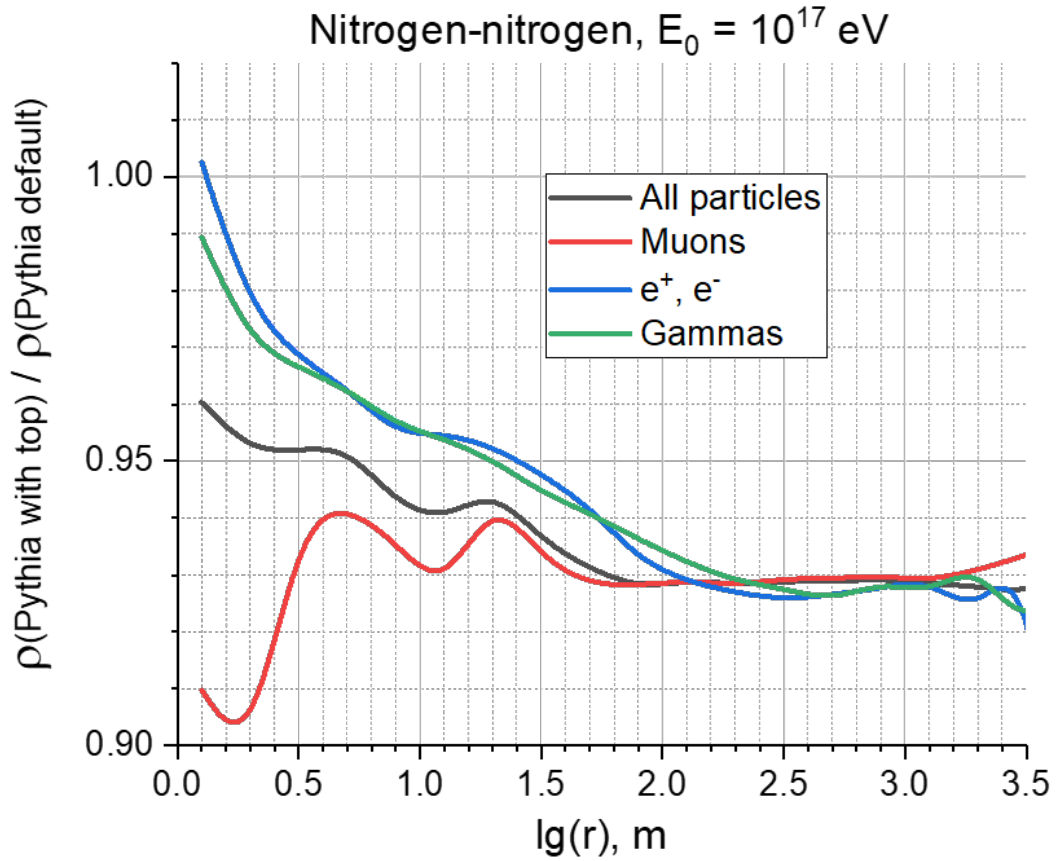


Рисунок 2.11 — Отношения поверхностной энергии ШАЛ в зависимости от расстояния до оси. Сравняется расчет по интерфейсу СОРУ с образованием t-кварков с СОРУ без внесенных изменений.

Рассмотрим теперь, что происходит с отношением числа мюонов и электронов. Для удобства введем величину  $\eta = D_\mu/D_e$ . На рисунке 2.12 изображены отношения параметров  $\eta$  в зависимости от расстояния до оси для разных конфигураций моделирования. Количество мюонов по отношению к количеству электронов для расчета с t-кварком оказалось все равно меньше, чем в обычном моделировании, но, при этом все же больше, чем в моделировании с Pythia без внесенных изменений. Однако этот эффект вряд ли стоит рассматривать как возможную интерпретацию экспериментальных данных.

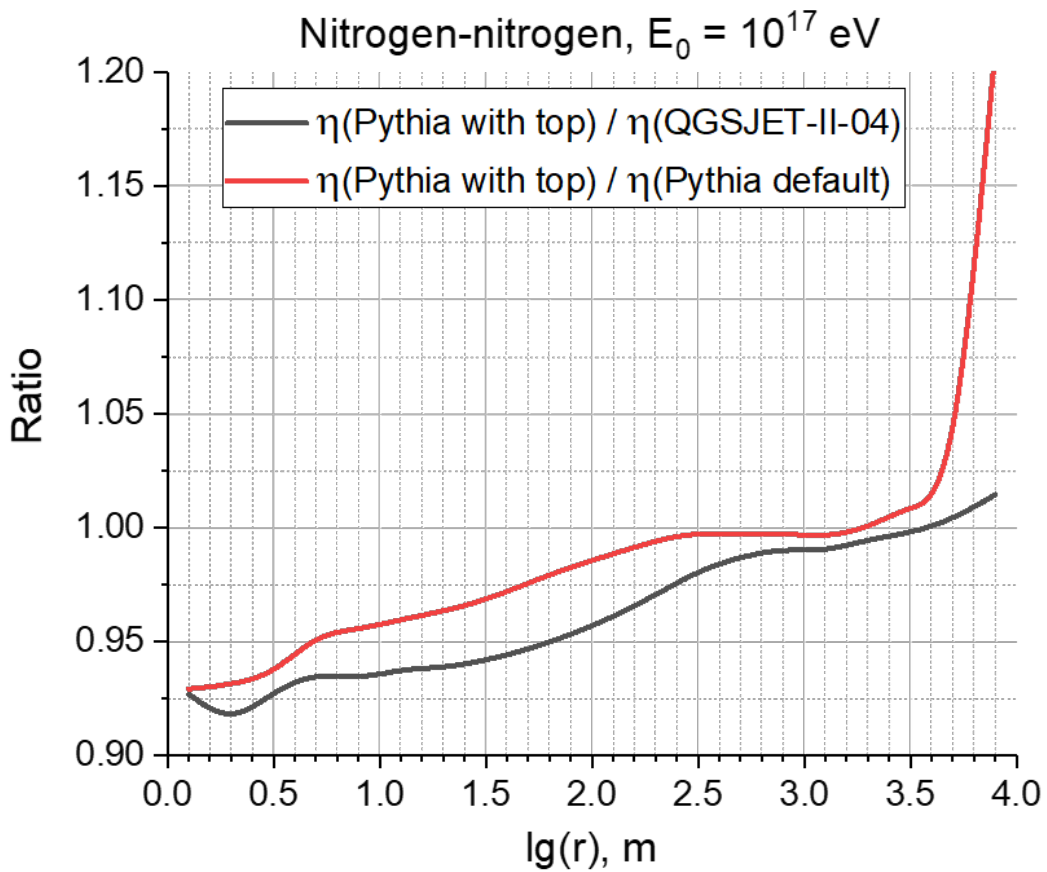


Рисунок 2.12 — Зависимости отношений параметра  $\eta$  от расстояния до оси

В некоторых работах предполагается, что новые процессы ядро-ядерных взаимодействиях приведут к росту средней энергии мюонов ШАЛ. Исходя из рисунка 2.13, энергия мюонов действительно увеличивается по сравнению с моделированием с Pythia без внесения изменений, но эффект проявляется на уровне пары процентов.



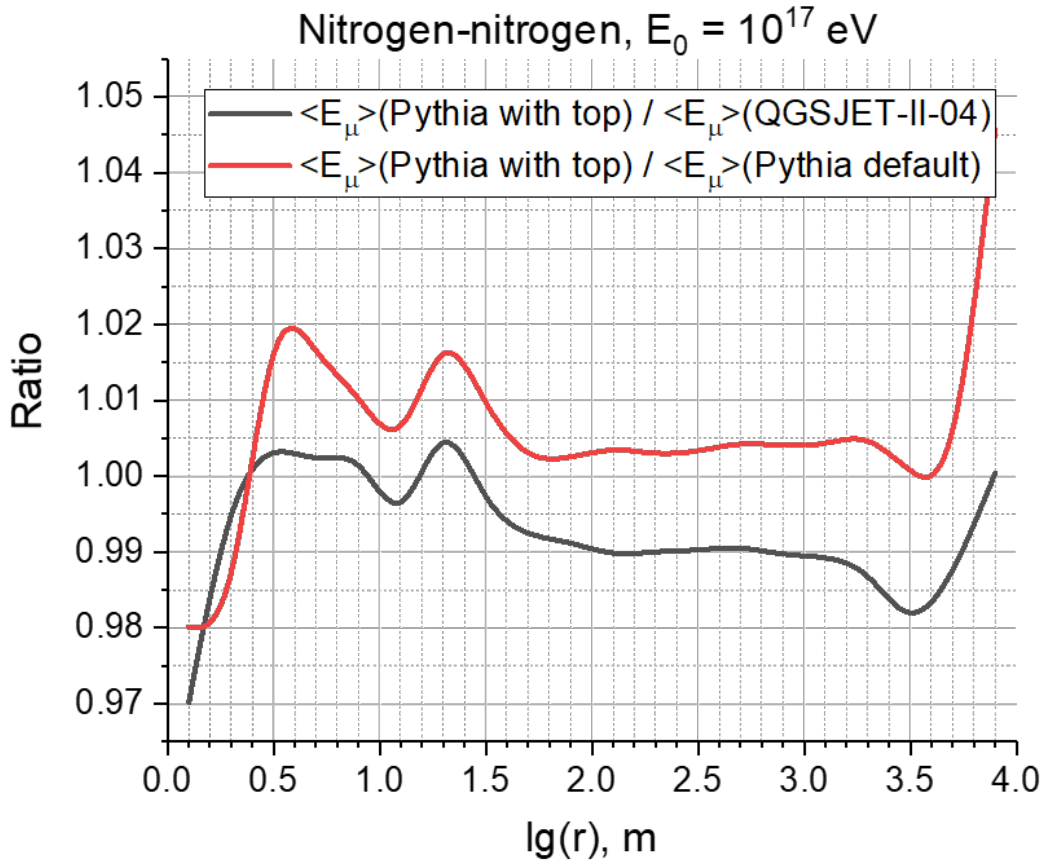


Рисунок 2.13 — Отношения средней энергии мюонов ШАЛ в зависимости от расстояния до оси.

## 2.3 ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведенные расчеты не дают столь желаемых результатов - причин для наблюдения серьезного избытка мюонов при таком подходе нет. Проявляются некоторые ожидаемые изменения в поведении экспериментально измеряемых зависимостей, но далеко не в требуемых масштабах. Стоит сказать, что вместе с образованием более тяжелых частиц в фазе кварк-глюонной материи следует вводить и другие изменения. Наиболее существенным из них может оказаться анизотропия вылета вторичных частиц. Учитывая, что большое количество частиц ШАЛ не долетает до детектора попросту из-за значительного рассеяния от ствола ШАЛ, угловые характеристики взаимодействий могут оказать гораздо большее влияние, чем сам спектр частиц.

В тоже время интересно наблюдать заметную разницу при смене генератора. Возможно, более точный учет жестких и мягких процессов в Pythia позволяет сделать некоторые шаги в сторону увеличения числа мюонов в ШАЛ. Но, не следует забывать о влиянии и других характеристик взаимодействия: важную роль может играть и вопрос фрагментации ядер-осколков.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенная работа позволила получить важные представления о том, как изменение процессов, происходящих в ядро-ядерных взаимодействиях, влияет на измеряемые экспериментально характеристики ШАЛ. Результаты применения интерфейса COPY (CORSIKA–PYTHIA) демонстрирует большой потенциал в использовании сторонних генераторов для моделирования ШАЛ.

Показано, что избыток мюонов затруднительно объяснить в рамках используемых моделей, исходя лишь из предположения об утяжелении массового состава вторичных частиц ядро-ядерных столкновений. Поэтому не стоит говорить о решении столь серьезной проблемы, как мюонная загадка, с позиции значительных, но локальных правок существующих моделей. Разумно использовать модели, применяющие совершенно другой подход к расчету столкновений релятивистских ядер, а именно гидродинамические модели. Внесение предполагаемых изменений в такие модели могут привести к сильно отличающимся результатам.

Особое внимание следует уделить другим следствиям образования равновесного состояния кварк-глюонной материи в ядро-ядерных столкновениях: анизотропии импульсов вторичных частиц, как механизму изменения функций пространственного распределения частиц ШАЛ, приводящему к росту числа мюонов по кинематическим причинам, более интенсивному образованию фотонов и дилептонов, что может приводить к существенным изменениям в развитии электрон-фотонной компоненты ШАЛ.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. A.A. Petrukhin. Muon puzzle in cosmic ray experiments and its possible solution. *Nuclear Instruments and Methods in Physics*, 742, P 228-231 (2014).
2. V. Avati et al. Cosmic multi-muon events observed in the underground CERN-LEP tunnel with the ALEPH experiment. *Astroparticle Phys.* 19, 513-523 (2003).
3. J. Abdallah et al. Study of multi-muon bundles in cosmic ray showers detected with the DELPHI detector at LEP. *Astroparticle Phys.* 28, 273-286 (2007).
4. I.I. Yashin et al. NEVOD — An experimental complex for multi-component investigations of cosmic rays and their interactions in the energy range 1–1010 GeV. *JINST* 16 T08014 (2021).
5. А.Г. Богданов и др. Исследование характеристик потока и взаимодействия космических лучей сверхвысоких энергий с помощью метода спектров локальной плотности мюонов. *Ядерная физика*, 73, № 11, с. 1904-1920 (2010).
6. J. Abraham et al. (PAO Collab.), *Phys. Rev. Lett.* 101, 061101 (2008).
7. H.P. Dembinski et al. Report on tests and measurements of hadronic interaction properties with air showers. *EPJ Web Conf.* 210, 02004 (2019).
8. D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw, *CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers*, FZKA 6019 (Forschungszentrum Karlsruhe, 1998).

9. P. Doll et al., The Karlsruhe Cosmic Ray Project KASCADE, Report KfK 4686 (1990), Kernforschungszentrum Karlsruhe; Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 14A (1990) 336
10. P.K.F. Grieder, Report INS–J125 (1970), Inst. for Nuclear Studies, Univ. of Tokyo; P.K.F. Grieder, Proc. 16 th Int. Cosmic Ray Conf., Kyoto, 9 (1979) 161.
11. W.R. Nelson, H. Hirayama and D.W.O. Rogers, Report SLAC 265 (1985), Stanford Linear Accelerator Center.
12. R. Brun et al., GEANT3, Report CERN DD/EE/84–1 (1987), CERN, Geneva.
13. A. Ferrari, P.R. Sala, A. Fassò, and J. Ranft, Report CERN-2005-10 (2005); INFN/TC 05/11; SLAC-R-773 (2005); G. Battistoni et al., Annals of Nuclear Energy 82 (2015) 10-18; <http://www.fluka.org/>
14. Application Software Group, GEANT, CERN Program Library (1994).
15. S.A. Bass et al., Prog. Part. Nucl. Phys. 41 (1998) 225; M. Bleicher et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 25 (1999) 1859; <http://urqmd.org/>
16. S. Roesler, R. Engel and J. Ranft, in Proceedings Monte Carlo 2000 Conference, Lisbon, Portugal, 2000, Ed. by A. Kling et al. (Springer, Berlin, 2001), p. 1003 [S. Roesler et al., arXiv:hep-ph/0012252, 2000].
17. A. Fedynitch and R. Engel, in Proceedings of the 14th International Conference on Nuclear Reaction Mechanisms, Varenna, Italy, 2015, Ed. by F. Cerutti et al. (CERN, Geneva, 2015), p. 291.
18. J. Knapp, D. Heck, and G. Schatz, Report FZKA 5828 (1996), Forschungszentrum Karlsruhe; <https://web.ikp.kit.edu/heck/publications/>; J. Knapp, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 75A (1999) 89; D. Heck et al. (KASCADE Collaboration), Proc. 27 th Int. Cosmic Ray Conf., Hamburg (Germany), (2001) 233; J. Knapp et al., Astropart. Phys. 19 (2003) 77; D. Heck, M. Risse, and J. Knapp, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 122 (2003) 40.

19. N.N. Kalmykov and S.S. Ostapchenko, *Yad. Fiz.* 56 (1993) 105; *Phys. At. Nucl.* 56 N3 (1993) 346; N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, and A.I. Pavlov, *Izv. RAN Ser. Fiz.* 58 (1994) N12 p.21; N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, and A.I. Pavlov, *Bull. Russ. Acad. Science (Physics)* 58 (1994) 1966; N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, and A.I. Pavlov, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 52B (1997) 17; S.S. Ostapchenko, private communications (2001).
20. N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, and A.I. Pavlov, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 52B, 17 (1997).
21. S. Ostapchenko, *Phys. Rev. D* 83, 014018 (2011).
22. S. Ostapchenko, *Phys. Rev. D* 89, 074009 (2014).
23. R.S. Fletcher, T.K. Gaisser, P. Lipari, and T. Stanev, *Phys. Rev. D* 50, 5710 (1994).
24. J. Engel, T.K. Gaisser, P. Lipari, and T. Stanev, *Phys. Rev. D* 46, 5013 (1992).
25. E.-J. Ahn, R. Engel, T.K. Gaisser, P. Lipari, and T. Stanev, *Phys. Rev. D* 80, 094003 (2009)
26. F. Riehn et al., arXiv: 1912.03300 [astro-ph], 2019.
27. K. Werner, *Phys. Rep.* 232 (1993) 87.
28. H.J. Drescher et al., *Phys. Rep.* 350 (2001) 93.
29. K. Werner, F. M. Liu, and T. Pierog, *Phys. Rev. C* 74, 044902 (2006).
30. T. Pierog and K. Werner, *Nucl. Phys. (Proc. Suppl.)* 196, 102 (2009)
31. T. Pierog, Iu. Karpenko, J. M. Katzy, E. Yatsenko, and K. Werner, *Phys. Rev. C* 92, 034906 (2015).
32. A. A. Petrukhin, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* 175–176, 125 (2008).
33. A. A. Petrukhin, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* 212–213, 235 (2011).
34. A. A. Petrukhin, A. G. Bogdanov. Nucleus-nucleus interactions in very-high-energy cosmic ray experiments. *EPJ Web Conf.*, 158 (2017) 01003

35. Zuo-Tang Liang and Xin-Nian Wang: Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 1023
36. В. А. Окороков, частные сообщения.
37. В. М. Емельянов, С. Л. Тимошенко, М. Н. Стриханов. Введение в релятивистскую ядерную физику. ФИЗМАТЛИТ, 2004.
38. Т. Sjöstrand, S. Mrenna, P. Z. Skands, A brief introduction to PYTHIA 8.1, Comput. Phys. Commun. 178 (2008) 852, arXiv:0710.3820 [hep-ph].