

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«АЛТАЙСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»  
ИНСТИТУТ ЦИФРОВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, ЭЛЕКТРОНИКИ И ФИЗИКИ  
Кафедра радиофизики и теоретической физики

## МОДИФИКАЦИЯ АТМОСФЕРНОГО БЛОКА КОДА CORSIKA

Выпускная квалификационная работа  
(бакалаврская работа)

«Допустить к защите»  
Заведующий кафедрой РФиТФ  
д.ф.-м.н., профессор  
\_\_\_\_\_ А. А. Лагутин

«\_\_\_\_\_» июня 2020 г.

Выполнил студент  
4 курса 561 группы  
Дюсембаев Ерлан Болатулы

Научный руководитель  
к.ф.-м.н., доцент

\_\_\_\_\_ Н. В. Волков

Выпускная квалификационная  
работа защищена «\_\_\_\_\_» июня 2020 г.  
Оценка \_\_\_\_\_

Председатель ГЭК  
д.т.н., профессор

\_\_\_\_\_ В. Я. Федянин

# Реферат

## выпускной квалификационной работы «Модификация атмосферного блока кода CORSIKA».

Квалификационная работа состоит из введения, двух глав, заключения, приложения и списка литературы. Объем работы 44 страницы. Содержит 12 рисунков и 3 таблицы. Список литературы включает 22 наименования.

Ключевые слова: код CORSIKA, широкие атмосферные ливни, электромагнитные взаимодействия, модели атмосферы, модификация атмосферного блока, радиальное распределение, продольное распределение.

Объектом исследования являются атмосферные модели программного кода CORSIKA, предназначенного для численного моделирования методами Монте-Карло процессов развития широких атмосферных ливней, инициированных в атмосфере Земли высокоэнергичными гамма-квантами, протонами, ядрами и другими элементарными частицами. Цель работы — модификация атмосферного блока кода CORSIKA для проведения расчетов с использованием американской стандартной модели атмосферы US76 и изотермической модели атмосферы.

Основными источниками информации при решении задач работы являются документация к пакету CORSIKA, а также руководство пользователя с описанием физических процессов, учитываемых в программном коде.

Главным результатом работы является полностью сконфигурированная и настроенная для проведения расчетов рабочая среда, включающая модифицированные атмосферные файлы кода CORSIKA. Модифицированная версия может быть использована для оценки температурного эффекта электронов ШАЛ.

# Содержание

<b>Введение</b>	<b>4</b>
<b>Глава 1. Физическая модель кода CORSIKA</b>	<b>8</b>
1.1. Распространение частиц . . . . .	8
1.2. Ионизационные потери . . . . .	10
1.3. Кулоновское многократное рассеяние . . . . .	10
1.4. Мольеровское рассеяние . . . . .	11
1.5. Кулоновское рассеяние . . . . .	13
1.6. Отклонение в магнитном поле Земли . . . . .	13
1.7. Распад $\pi^0$ -мезонов . . . . .	14
1.8. Распад $\pi^\pm$ -мезонов . . . . .	15
1.9. Распад мюона . . . . .	16
1.10. Результаты главы . . . . .	17
<b>Глава 2. Модификация атмосферного блока</b>	<b>18</b>
2.1. Атмосферные модели . . . . .	18
2.1.1. Однородная атмосфера . . . . .	18
2.1.2. Изотермическая атмосфера . . . . .	21
2.1.3. Международная стандартная атмосфера . . . . .	22
2.1.4. Стандартная американская атмосфера . . . . .	25
2.2. Атмосферный блок кода CORSIKA . . . . .	26
2.3. Модификация атмосферного блока кода CORSIKA . . . . .	29

2.4. Влияние моделей атмосферы на распределение электронов ШАЛ . . . . .	30
2.4.1. Радиальное распределение электронов ШАЛ . . . . .	30
2.4.2. Продольное распределение электронов . . . . .	34
2.5. Результаты главы . . . . .	37
<b>Заключение</b>	<b>38</b>
<b>Приложение А. Пример входного файла</b>	<b>40</b>
<b>Литература</b>	<b>42</b>

# Введение

**Актуальность проблемы.** В начале XX века в физике был совершен ряд принципиальных открытий, которые не укладывались в рамки принятой на тот момент научной картины мира. Среди таких открытий было явление радиоактивности, которое быстро связали с возможностью некоторых химических элементов, присутствующих в недрах Земли, испускать радиоактивное излучение.

Наряду с радиацией земного происхождения почти сразу появились указания на возможность существования ионизирующего излучения внеземного происхождения. Первые эксперименты, подтвердившие этот факт, были проведены в 1911–1912 гг. Радиацию внеземной природы назвали *космическими лучами*.

Долгое время после открытия космических лучей, методы их регистрации не отличались от методов регистрации частиц в ускорителях. Но данный подход не позволяет вести систематические наблюдения частиц, обладающих очень высокой энергией. Такие космические лучи появляются достаточно редко, а пространство, в котором регистрирующий прибор может вести наблюдения, ограничено его размерами.

Современные астрофизические эксперименты основаны на других принципах работы. Когда высокоэнергетичная частица входит в атмосферу, она, взаимодействуя с атомами воздуха на первых  $100 \text{ г/см}^2$ , рождает целый шквал частиц, в основном пионов и мюонов, которые, в свою очередь, рождают другие частицы, и так далее. Образуется конус из частиц, который называют *широким атмосферным ливнем* (ШАЛ). Такие ча-

стицы двигаются со скоростью, превышающей скорость света в воздухе, благодаря чему возникает черенковское свечение, регистрируемое телескопами. Такая методика позволяет следить за областями неба площадью в сотни квадратных километров.

Однако, само проектирование таких экспериментов, а в последствии и интерпретация получаемых данных требуют привлечения масштабных теоретических моделей для описания явлений, происходящих в ШАЛ. На сегодняшний день одним из самых развитых и широко используемых в области физики космических лучей сверхвысоких энергий инструментов моделирования является программный код CORSIKA [1].

Программный комплекс CORSIKA (COsmic Ray Simulation for KASCADE) позволяет с использованием численных методов Монте-Карло изучать эволюцию ШАЛ в атмосфере Земли, инициируемых первичными фотонами, протонами, ядрами или другими частицами. Первоначально разработанный для интерпретации данных эксперимента KASCADE [2] код CORSIKA сегодня применяется крупнейшими коллаборациями Pierre-Auger, Telescope-Array, IceCube, TAIGA и др.

Популярность кода обусловлена учетом гигантского объема данных, полученных на современных ускорителях, при расчетах сечений взаимодействия, детальной проработкой блоков описания электромагнитной, адронной и мюонной компонент ШАЛ, учитывающей все известные процессы, которые могут оказать заметное влияние на количественные характеристики ШАЛ. Все это позволяет исследователю восстанавливать не только достоверные средние значения наблюдаемых величин, но и воспроизводить их флуктуации от среднего значения.

Очевидно, что свойства атмосферы, в которой происходит развитие ШАЛ, изменяются в зависимости от времени года. Такие изменения обусловлены в первую очередь вариациями температуры. По большому счету, учет вариаций температурного профиля атмосферы следует про-

водить ежедневно. Незаменимым источником информации здесь могут стать данные радиометров, вынесенных на космические платформы.

Другой подход по учету влияния вариаций температурного профиля атмосферы на характеристики ШАЛ предложен в Алтайском государственном университете [3,4]. Он основан на использовании функциональной теории чувствительности для оценки так называемых дифференциальных коэффициентов чувствительности. Использование результатов этой теории в расчетах характеристик ШАЛ требует модификации атмосферного блока кода CORSIKA, добавления в него изотермической модели.

**Целью работы** является модификация атмосферного блока программного комплекса CORSIKA для проведения расчетов с использованием американской стандартной модели атмосферы US76 и изотермической модели атмосферы.

**Решаемые задачи:**

1. Изучение физической модели кода CORSIKA.
2. Верификация параметров атмосферного блока кода по известным распределениям давления.
3. Подготовка данных по профилям изотермической модели атмосферы и модели US76 для включения их в код.
4. Модификация атмосферного блока кода CORSIKA. Добавление американской стандартной модели атмосферы US76 и изотермической модели атмосферы.
5. Расчет функции пространственного распределения электронов в ШАЛ для изотермической модели атмосферы и модели US76.
6. Расчет функции продольного распределения электронов в ШАЛ для изотермической модели атмосферы и модели US76.

7. Анализ полученных результатов, формулировка выводов.

**Структура и объем работы.** Квалификационная работа состоит из введения, двух глав, заключения, приложения и списка литературы. Объем работы 44 страницы.

**Во введении** формулируется исследуемая проблема, обсуждается актуальность работы, ее цель и решаемые задачи.

**Первая глава** посвящена описанию физической модели кода CORSIKA. Обсуждаются параметризации процессов электромагнитного взаимодействия частиц ШАЛ с атмосферой Земли. Приводятся сведения об основных каналах рождения электронов и гамма-квантов (электронно-фотонных каскадов).

**Во второй главе** обсуждается модификация атмосферного блока. Приводятся характеристики основных моделей атмосферы, принятых в научных исследованиях. Показан основной подход к определению плотности атмосферы, принятый в коде CORSIKA. Проводятся расчеты параметров для изотермической модели атмосферы и модели US76. Обсуждаются подходы по добавлению в код дополнительных параметров для двух моделей атмосферы.

**В заключении** сформулированы основные результаты и выводы работы.

**В приложении** показан пример входного файла, который используется для запуска расчетов.



# Глава 1

## Физическая модель кода CORSIKA

Глава посвящена описанию физической модели кода CORSIKA. Обсуждаются параметризации процессов электромагнитного взаимодействия частиц ШАЛ с атмосферой Земли. Приводятся сведения об основных каналах рождения электронов и гамма-квантов (электронно-фотонных каскадов).

### 1.1. Распространение частиц

Как отмечено во введении, когда первичная частица космических лучей входит в атмосферу Земли, она, взаимодействуя с атомами воздуха на первых  $100 \text{ г/см}^2$ , рождает целый шквал вторичных частиц, в основном пионов и мюонов, которые, в свою очередь, рождают другие частицы, и так далее. Ширина ливня у поверхности Земли может достигать сотен и тысяч метров, площадь — десятков квадратных километров. Для получения характеристик первичной частицы (в первую очередь, ее энергии), исследователи используют самые современные теоретические модели, которые по характеристикам вторичных частиц позволяют восстановить параметры первичного излучения.

В атмосферном слое происходят самые разнообразные процессы. Большинство из них учитываются в коде CORSIKA [5, 6].

- Зоопарк частиц. В базе данных кода CORSIKA поддерживается около 200 частиц, лептонов, адронов, резонансов.

- Координатная система модели позволяет восстанавливать характеристики не только вертикальных, но и наклонных ливней с учетом влияния магнитного поля Земли.
- Имеется около 20 встроенных модели атмосферы, а также пользователю предоставляется возможность задать модель атмосферы самостоятельно.
- При распространении частиц принимаются во внимание все типы потерь энергии: кулоновские, ионизационные, тормозные.
- Сечения рождения мюонов, пионов, каонов и других адронов учитывают результаты последних исследований в ускорительных экспериментах.
- Имеются отдельные модули для моделирования адронных взаимодействий при сравнительно низких энергиях, а также экстраполяционные модели для сверхвысоких энергий.
- Для описания электромагнитной компоненты ШАЛ реализовано два подхода: прямое Монте-Карловское моделирование с использованием модели EGS4 [7] или с использованием более быстрого алгоритма расчета, основанного на аналитическом приближении Нишимуры-Каматы-Грейзена [8].
- Код позволяет исследовать черенковское излучение.

Процесс распространения частиц между двумя точками взаимодействия, их пространственные и временные координаты, а также их энергия непрерывно изменяются. Для электронов и фотонов это реализуется в программном модуле EGS4 [7]. Заряженные частицы теряют энергию в результате ионизации, тогда как нейтральные частицы переносятся без потерь энергии. Из-за большой глубины проникновения  $\mu^\pm$  учитываются

потери вследствие многократного кулоновского рассеяния. Эти процессы не учитываются для заряженных адронов.

Траектории всех заряженных частиц искривляются в магнитном поле Земли. Обновление времени происходит для всех частиц в один и тот же момент. Если частица пересекает уровень наблюдения до следующей точки взаимодействия, ее пространственные, импульсные и временные координаты вычисляются для текущего уровня наблюдения и переносятся в выходной файл.

## 1.2. Ионизационные потери

Потеря энергии заряженной частицей на ионизацию при прохождении слоя вещества толщиной  $\lambda$ , описывается формулой Бете-Блоха [9]

$$\begin{aligned} dE_i &= \frac{\lambda z^2}{\beta^2} k_1 (\ln(\gamma^2 - 1) - \beta^2 + k_2) = \\ &= \frac{\lambda \gamma^2 z^2}{\gamma^2 - 1} k_1 (\ln(\gamma^2 - 1) - \beta^2 + k_2), \quad (1.1) \end{aligned}$$

где  $\beta = v/c$  — скорость частицы в лаборатории в единицах скорости света,  $\gamma$  — ее Лоренц-фактор,  $z$  — заряд ионизирующей частицы в единицах  $e$ ,  $k_1 = 0.153287$  МэВ  $\text{г}^{-1} \text{см}^2$  и  $k_2 = 9.386417$  — табличные постоянные.

Выражение (1.1) используется для расчета потерь энергии ионизации вдоль траектории частицы. Мюоны высоких энергий с Лоренц-фактором  $\gamma > 2 \cdot 10^4$  испытывают дополнительные потери энергии в результате тормозного излучения и прямого образования  $e^+e^-$ -пар.

Как только для какой-либо частицы после пересчета энергии соответствующий Лоренц-фактор оказывается ниже предельного значения, частица отбрасывается из расчета.

## 1.3. Кулоновское многократное рассеяние

Заряженные частицы рассеиваются преимущественно в электрическом кулоновском поле ядер в воздухе. Поскольку эти ядра, как правило, на-

много более массивны, чем рассеиваемые частицы, то изменяется только направление полета, а не энергия. В коде CORSIKA [5, 6] процесс многократного кулоновского рассеяния рассматривается только для мюонов и только один раз для каждого свободного пробега в его середине. В конфигурационном файле кода CORSIKA выбирается два режима расчета углового распределения многократного рассеяния: описывается теорией Мольера или может быть аппроксимировано нормальным (гауссовым) распределением. Установлено, что только около 2% событий с большим углом рассеяния происходят чаще, чем предсказывает гауссово распределение. Процедура выбора угла рассеяния взята из кода моделирования GEANT [10–13]. Для тяжелых частиц при высоких энергиях многократное рассеяние не имеет значения. Многократное рассеяние электронов подробно учтено в модели EGS4 [7].

#### 1.4. Мольеровское рассеяние

Количество рассеяний  $\Omega_0$  вдоль пройденного вещества толщиной  $\lambda$  вычисляется в соответствии с формулой

$$\Omega_0 = 6702.33 \frac{\lambda}{\beta^2 m_{air}} \frac{Z_s}{Z_s} e^{(Z_e - Z_x)/Z_s},$$

где  $\beta$  — скорость мюона в единицах скорости света, а  $m_{air} = 14.54$  — средний атомный вес воздуха. Величины  $Z_s$ ,  $Z_e$  и  $Z_x$  зависят от атомных долей  $n_i$  атомов типа  $i$  с зарядовым числом  $Z_i$  в воздухе

$$Z_s = \sum_{i=1}^3 n_i Z_i (Z_i + 1), \quad (1.2)$$

$$Z_e = \sum_{i=1}^3 n_i Z_i (Z_i + 1) \ln Z_i^{-2/3}, \quad (1.3)$$

$$Z_x = \sum_{i=1}^3 n_i Z_i (Z_i + 1) \ln(1 + 3.34(Z_i \alpha)^2). \quad (1.4)$$

В формулах (1.2)–(1.4)  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры. Индекс  $i$  представляет 3 компоненты воздуха. Если число рассеиваний мало, т.е.

$\Omega_0 \leq 20$ , полный угол рассеяния принимается в качестве геометрической суммы отдельных углов рассеяния, которые рассчитываются, как в параграфе 1.5. В противном случае полярный угол рассеяния  $\mu$  выбирается из выражения

$$f(\theta)\theta d\theta = \sqrt{\frac{\sin \theta}{\theta}} f_r(\eta) d\eta \quad (1.5)$$

В выражении (1.5) для функции  $f_r(\eta)$  берутся первые три слагаемых ряда Бете

$$f_r(\eta) = f_r^{(0)}(\eta) + f_r^{(1)}(\eta)B^{(-1)} + f_r^{(2)}(\eta)B^{(-2)}.$$

Табличные значения трех функций  $f_r^{(k)}$  содержатся в коде CORSIKA для диапазона  $0 \leq \eta \leq 13$  приведенного угла  $\eta$ , который определяется как

$$\eta = \frac{\theta}{\chi_c \sqrt{B}}$$

Величина  $B$  оценивается из равенства

$$B - \ln B = \ln \Omega_0.$$

Критический угол  $\chi_c$  определяется как

$$\chi_c = \frac{0.00039612 \sqrt{Z_s}}{\beta^2 E \sqrt{m_{air}}} \sqrt{\lambda}.$$

Фактическое значение  $f_r$  получается путем четырехточечной интерполяции между табличными значениями. Углы рассеяния с  $\mu > 2$  отбрасываются.

В результате всех выкладок вычисляется радиальное отклонение от прямой траектории, а азимутальный угол выбирается случайным образом из равномерного распределения. Затем траектория частиц аппроксимируется двумя прямыми линиями, направленными к средней точке данного отрезка пути и следующего за ним отрезка пути.

## 1.5. Кулоновское рассеяние

Если число рассеиваний малое, то тогда теория Мольера неприменима. В таком случае, мы предполагаем, что число рассеяния Пуассона  $j$  событий вокруг  $\Omega_0$ . Предполагая сечение Резерфорда  $\sigma$  для однократного упругого рассеяния в материи с зарядом  $Z$ , имеем

$$f(\theta)\theta d\theta = \frac{d\sigma}{\theta d\theta} \frac{1}{\sigma} \theta d\theta \quad \frac{d\sigma}{\theta d\theta} = 2\pi \left( \frac{2Ze^2}{E\beta^2 c} \right)^2$$

с углом экранирования  $\chi_\alpha$ , который рассчитывается из выражения

$$\chi_\alpha^2 = \frac{0.00039612 \sqrt{Z_s m_{air}}}{1.167 E^2 \beta^2 6702.33 Z_s e^{(Z_e - Z_x)/Z_s}} \quad .$$

Для каждого отдельного случая рассеяния  $\theta_j$  вычисляется из распределения

$$f(\theta_j)\theta_j d\theta_j = \chi_\alpha^2 \frac{2\theta_j d\theta_j}{(\theta_j^2 + \chi_\alpha^2)^2} \quad .$$

Используя генератор случайных чисел  $RD$ , получаем

$$\theta_j = \sqrt{\chi_\alpha^2 \left( \frac{1}{RD} - 1 \right)}.$$

Чтобы получить полный угол полярного рассеяния, выбираются равномерно распределенные случайные азимутальные углы  $\phi_j$ , а затем их проекции  $\theta_j$  на плоскость  $x$  и  $y$  суммируются.

## 1.6. Отклонение в магнитном поле Земли

Магнитное поле Земли характеризуется напряженностью  $B_E$ , углом склонения  $\delta$  и углом наклона  $\vartheta$ . Для географического положения эксперимента KASCADE эти значения следующие

$$B_E = 47.80 \mu T \quad \delta = -9' \quad \vartheta = 64^\circ 44'.$$

Соответствующие компоненты

$$B_x = 20.40 \mu T \quad B_z = -43.23 \mu T,$$

в то время как  $B_y = 0$ . Из-за малого значения  $\delta$ , отклонением направления  $x$  от географического севера можно пренебречь.

Частица с зарядом  $Z$  и импульсом  $\vec{p}$ , движущаяся вдоль направления  $l$  в магнитном поле  $\vec{B}$ , испытывает отклонение в направлении перпендикулярном плоскости векторов  $\vec{B}$  и  $\vec{p}$ . Направление изменяется на угол  $\alpha$ , который для малых углов отклонения приближенно равен

$$\alpha \approx lZ \frac{\vec{p} \times \vec{B}}{p^2} .$$

### 1.7. Распад $\pi^0$ -мезонов

Нейтральные пионы распадаются преимущественно (с вероятностью 98,8%) на 2 фотона

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma.$$

Этот распад изотропен в системе центра масс  $\pi^0$ . В этой системе энергия фотона  $E_{\gamma_{cm}} = m_{\pi^0}/2$ , а угол относительно направления движения в лабораторной системе равен  $\theta_{cm}$ . В лабораторной системе, которая движется с Лоренц-фактором  $\beta_{\pi^0}$  относительно  $cm$ -системы, энергии и углы фотонов могут быть найдены преобразованием Лоренца

$$E_{\gamma_{lab}}^i = \frac{1}{2} \gamma_{\pi^0} m_{\pi^0} (1 \pm \beta_{\pi^0} \cos \theta_{cm})$$

$$\cos \theta_{lab}^i = \frac{\beta_{\pi^0} \pm \cos \theta_{cm}}{1 \pm \beta_{\pi^0} \cos \theta_{cm}} \quad i = 1, 2.$$

Значения  $\cos \theta_{cm}$  и угла  $\phi$  вдоль направление движения пиона равномерно распределены по всему телесному углу.

Распад в канале Далитца [14]

$$\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$$

происходит только в 1.2% случаев. Он происходит сложнее, чем распад на два фотона, потому что энергии частиц в  $cm$ -системе не фиксированы,

а изменяются в кинематически допустимом диапазоне. Однако сохранение импульса и энергии ограничивает три вторичные частицы, чтобы они лежали в одной плоскости и обменивались энергией.

Энергии рассчитаны с использованием диаграммы Далитца [14], которая определяет функцию плотности вероятности для распада в зависимости от переменных  $p_{12}$ ,  $p_{13}$ , где  $p_{ik} = p_i + p_k = -p_l$  — суммы импульсов двух частиц. Эта функция плотности вероятности напрямую зависит от матричного элемента  $|M|^2$  распада. Поскольку мы не знаем этот матричный элемент для распада  $\pi^0$ , мы принимаем постоянное значение. Энергии вторичных частиц берутся случайным образом из этого распределения.  $Ст$ -значения  $\cos \theta$  и угла  $\phi$  первой вторичной частицы выбираются случайным образом равномерно в полном телесном угле. Угол  $\psi$  плоскости реакции вокруг первого направления частиц также выбирается случайным образом. На последнем этапе кинематические параметры частиц преобразуются в лабораторную систему.

### 1.8. Распад $\pi^\pm$ -мезонов

Распад

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$$

является изотропным распадом двух тел в  $ст$ -системе пиона. Следовательно,  $\cos \theta_{ст}$  и  $\phi_{ст}$  мюона берутся из равномерного распределения, а энергия распределяется между мюоном и нейтрино таким образом, что их  $ст$ -импульсы в сумме дают ноль. Это приводит к выражению

$$E_{\mu ст} = \frac{m_\pi^2 + m_\mu^2}{2m_\pi} = m_\mu \gamma_{\mu ст} = 1.039m_\mu$$

и после преобразования Лоренца в лабораторную систему

$$\gamma_{\mu lab} = \gamma_\pi (\gamma_{\mu ст} + \beta_\pi \cos \theta_{\mu ст} \sqrt{\gamma_{\mu ст}^2 - 1})$$

$$\cos \theta_{\mu lab} = \frac{\gamma_\pi \gamma_{\mu lab} - \gamma_{\mu ст}}{\gamma_\pi \beta_\pi \sqrt{\gamma_{\mu lab}^2 - 1}} .$$



Мюон имеет продольную поляризацию

$$\xi = \frac{1}{\beta_\mu} \left( \frac{E_{\pi lab}}{E_{\mu lab}} \frac{2r}{1-r} - \frac{1+r}{1-r} \right) ,$$

где  $r = (m_\mu/m_\pi)^2$ . Далее рассчитывается направление вращения мюона относительно лабораторной системы отсчета и предполагается, что это направление сохраняется до распада мюона. Расчет нейтринных кинематических параметров не является обязательным и дает

$$E_{\nu lab} = m_\pi \gamma_\pi - m_\mu \gamma_\mu$$

$$\cos \theta_{\nu lab} = \frac{\beta_\pi - \cos \theta_{\mu cm}}{1 - \beta_\pi \cos \theta_{\mu cm}} .$$

## 1.9. Распад мюона

В конце своего пути мюон может распадаться только по каналу

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e + \nu_\mu .$$

Распределение электронов по энергии в  $cm$ -системе определяется выражением

$$\frac{dN_e}{dE_{e cm}} \propto 3 \frac{m_\mu^2 + m_e^2}{2m_\mu} E_{e cm}^2 - 2E_{e cm}^3$$

из которого  $cm$ -энергия электрона  $E_{e cm}$  берется случайным образом. Направление корреляции этого распада трех тел определяется продольной поляризацией мюона. Направление эмиссии электронов относительно спина мюона определяется из равномерно распределенных углов  $\cos \delta$  и с  $\zeta = \mp 1$ . Для  $\mu^\pm$  получаем

$$\cos \theta_{e cm} = \zeta \frac{\sqrt{1 + A(2 \cos \delta + A)} - 1}{A} \quad A = \frac{1 - 2x}{2x - 3}$$

где  $x$  — отношение энергии электрона к его максимальному значению

$$x = \frac{2m_\mu E_{e cm}}{m_\mu^2 + m_e^2} .$$

При угловом сложении с направлением поляризации мюона получаем угол электронной эмиссии  $\theta_{e\,cm}^*$  относительно направления полета мюона. Преобразование Лоренца в лабораторную систему, движущуюся со средней скоростью  $\beta_\mu$  приводит к лабораторной энергии и направлению

$$E_{e\,lab} = m_e \gamma_{e\,lab} = \gamma_\mu (E_{e\,cm} + \beta_\mu p_{e\,cm} \cos \theta_{e\,cm}^*)$$

$$\cos \theta_{e\,lab} = \frac{\gamma_\mu}{m_e \sqrt{\gamma_{e\,lab}^2 - 1}} (p_{e\,cm} \cos \theta_{e\,cm}^* + \beta_\mu E_{e\,cm}) \quad .$$

## 1.10. Результаты главы

Основные результаты главы заключаются в следующем:

- Изучена физическая модель программного комплекса CORSIKA.
- Изучен блок программных модулей, описывающих электромагнитные взаимодействия.
- Показаны основные каналы рождения электронов и гамма-квантов (в электронно-фотонных каскадах).

## Глава 2

# Модификация атмосферного блока

Обсуждается модификация атмосферного блока. Приводятся характеристики основных моделей атмосферы, принятых в научных исследованиях. Показан основной подход к определению плотности атмосферы, принятый в коде CORSIKA. Проводятся расчеты параметров для изотермической модели атмосферы и модели US76. Обсуждаются подходы по добавлению в код дополнительных параметров для двух моделей атмосферы.

### 2.1. Атмосферные модели

#### 2.1.1. Однородная атмосфера

Предположим, что в пределах всей атмосферы плотность воздуха не изменяется с высотой

$$\rho = \rho_0 = \text{const},$$

где  $\rho_0$  — плотность воздуха при  $h = 0$ . В таком случае, такая атмосфера называется *однородной* [15, 16]. Не учитывая зависимость ускорения свободного падения от высоты, получаем барометрическую формулу однородной атмосферы

$$p = p_0 - g\rho_0 h. \quad (2.1)$$

В этой формуле мы видим, что давление в однородной атмосфере убывает с высотой по линейному закону. Формула (2.1) дает далекое от реальных условий распределение давления. Однако для гидросферы, у которой плотность воды близка к  $1 \text{ г/см}^3$ , изменения происходят в очень

узких пределах. Формула (2.1) дает вполне удовлетворительные результаты, тем самым ее можно назвать барометрической формулой гидросферы (высота в этом случае отсчитывается от дна моря или океана).

Сформулируем вопрос о высоте однородной атмосферы, т.е. такой высоте, на которой  $p = 0$ . Обозначим эту высоту через  $H$ .

Согласно (2.1), имеем

$$0 = p_0 - g\rho_0 H \quad \text{или} \quad H = p_0 / g\rho_0 \quad (2.2)$$

Поскольку в соответствии с уравнением  $p_0/\rho_0 = R_c T_0$  ( $T_0$  — температура воздуха при  $h = 0$ ), формула (2.2) принимает вид

$$H = \frac{R_c T_0}{g} = \frac{273 R_c}{g} (1 + \alpha t_0).$$

Отсюда следует, что высота однородной атмосферы конечна и зависит только от температуры воздуха на поверхности Земли. При  $T = 0^\circ\text{C}$  она составляет

$$H_0 = \frac{273 R_c}{g} = \frac{273 \cdot 287}{9.81} \approx 7990 \text{ м} \approx 8 \text{ км.}$$

Так как плотность в однородной атмосфере постоянна, а давление быстро убывает с высотой, ее температура имеет вид

$$T = p / R_c \rho_0. \quad (2.3)$$

Возьмем теперь производную по высоте от левой и правой части формулы (2.3)

$$\frac{dT}{dh} = \frac{1}{R_c \rho_0} \frac{dp}{dh}.$$

Далее из основного уравнения статики атмосферы, находим выражение для вертикального градиента температуры  $\gamma_A$  в однородной атмосфере

$$\gamma_A = -\frac{dT}{dh} = \frac{g}{R_c}, \quad \text{или} \quad \gamma_A = 3.42^\circ\text{C}/100 \text{ м}$$

В итоге мы получаем, что в однородной атмосфере температура убывает с высотой по линейному закону

$$T = T_0 - \gamma_A h,$$

где скорость понижения температуры (градиент) значительно больше среднего значения  $\gamma$  в пределах тропосферы.

Теперь, рассмотрим вопрос об изменении плотности воздуха с высотой в общем случае. Чтобы ответить на этот вопрос, сначала нужно прологарифмировать, а затем продифференцировать по высоте левую и правую части уравнения состояния

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dh} = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dh} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dh}.$$

С помощью основного уравнения статики атмосферы, заменяем  $dp/dh$ . Далее подставляем в полученное выражение  $p$  и получим

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dh} = -\frac{1}{T} \left( \frac{g}{R_c} + \frac{dT}{dh} \right), \quad \text{или} \quad \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dh} = \frac{1}{T} (\gamma - \gamma_A). \quad (2.4)$$

Формула (2.4) справедлива для любого распределения температуры воздуха по высоте. Так же по ней можно сделать выводы относительно изменения плотности воздуха с высотой. Возможны три различных случая.

- Если плотность воздуха возрастает с высотой. Вертикальные градиенты температуры  $\gamma$ , которые превышают  $3.42^\circ/100$  м, в реальных условиях атмосферы могут наблюдаться только летом в дневные часы в приземном слое атмосферы. В таких условиях плотность в этом слое увеличивается с высотой.
- Если плотность воздуха не изменяется с высотой. Это случай однородной атмосферы.
- Если плотность воздуха убывает с высотой. Этот случай является абсолютно преобладающим в условиях атмосферы, так как в приземном слое случаи  $\gamma < \gamma_A$  наблюдаются также значительно чаще, чем случаи  $\gamma > \gamma_A$ .

На рисунке 2.1 показаны вертикальные профили температуры, плотности и давления для однородной атмосферы.

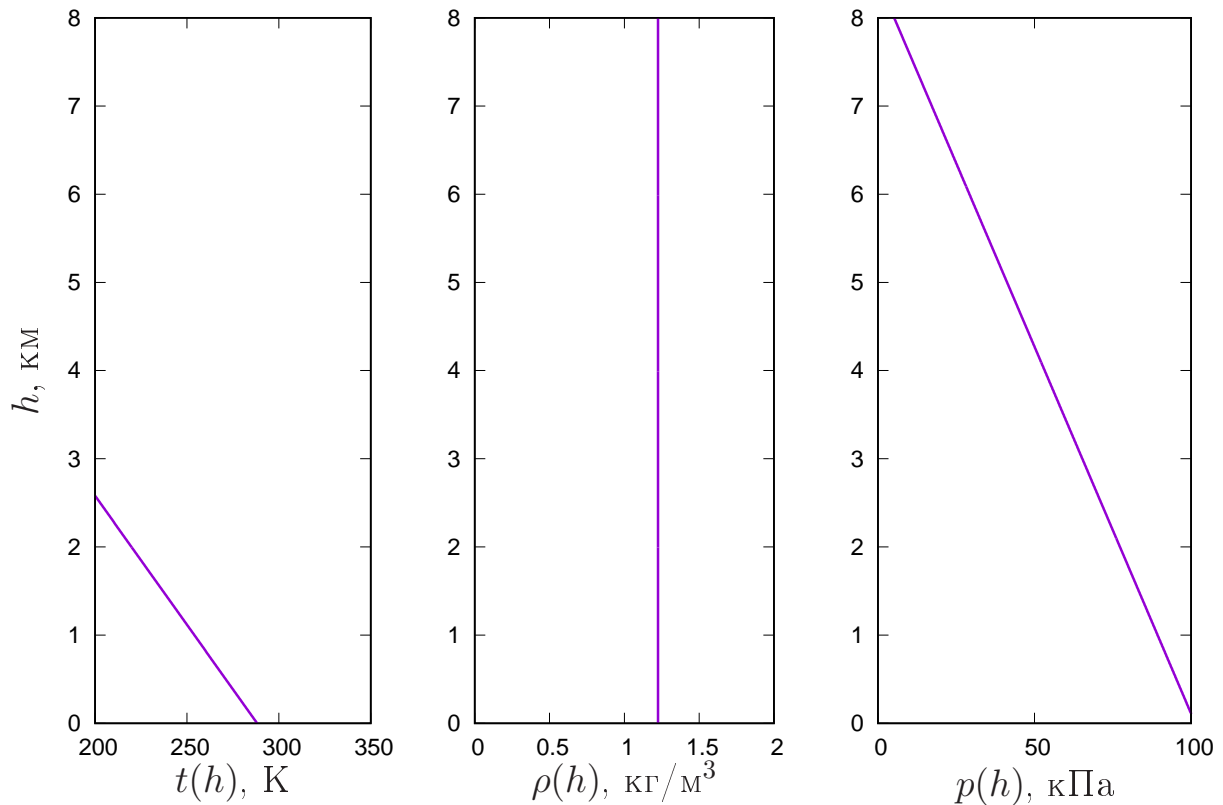


Рис. 2.1. Вертикальные профили температуры, плотности и давления для однородной атмосферы

### 2.1.2. Изотермическая атмосфера

Атмосфера называется изотермической, если температура не изменяется с высотой, т. е.  $T = T_0 = \text{const}$ , где  $T_0$  — температура на уровне моря или поверхности Земли [15, 16].

Изотермическая атмосфера противоположна однородной атмосфере по своим свойствам. Будем считать атмосферу сухой, а так же пренебрегать зависимостью ускорения свободного падения от высоты. Тогда получаем барометрическую формулу изотермической атмосферы

$$\ln p = \ln p_0 - \frac{gh}{R_c T_0}, \quad \text{или} \quad p(h) = p_0 \exp\left(-\frac{gh}{R_c T_0}\right).$$

В изотермической атмосфере давление убывает с высотой по экспоненциальному закону. Зависимость давления от высоты в изотермической атмосфере изображена рисунке 2.2.

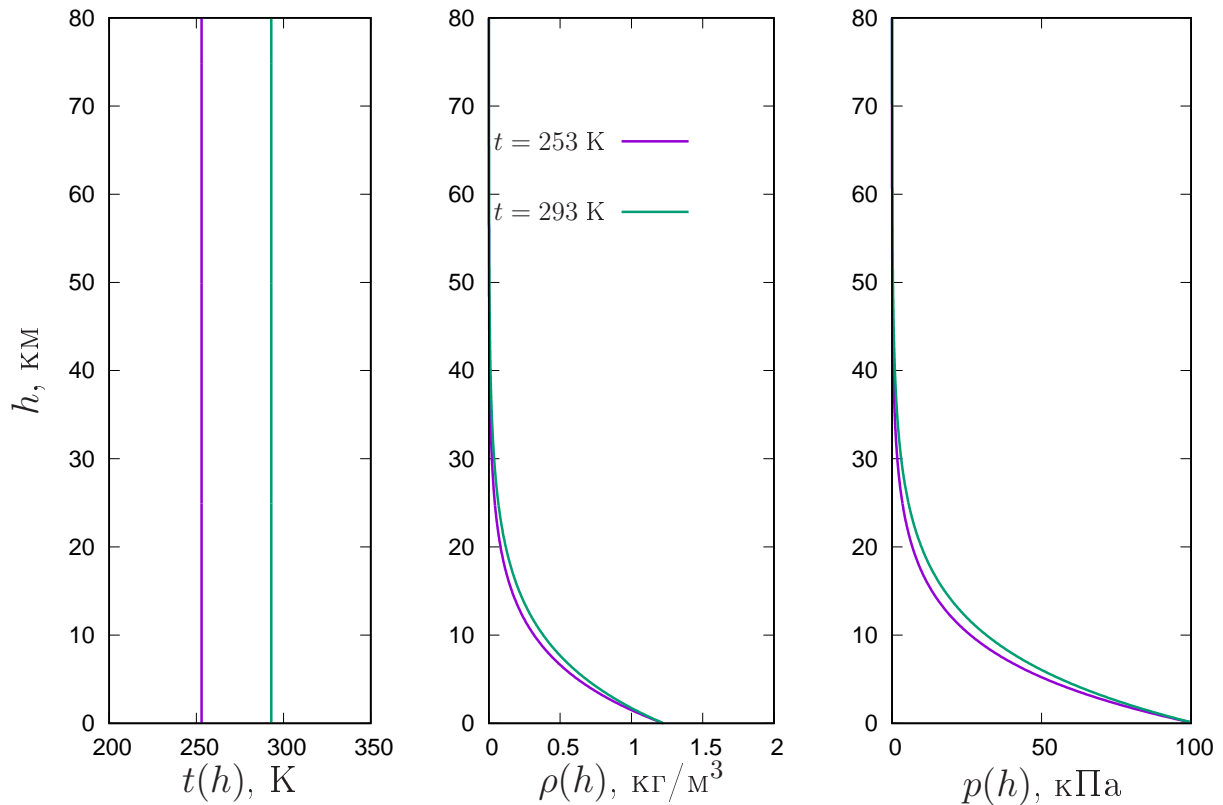


Рис. 2.2. Вертикальные профили температуры, плотности и давления для изотермической атмосферы

Формулу для плотности воздуха можно получить через уравнение состояния, согласно которому

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{p}{p_0} \frac{T_0}{T}. \quad (2.5)$$

Так как в изотермической атмосфере  $T/T_0 = 1$ , то по формуле (2.5) получаем

$$\rho(h) = \rho_0 \exp\left(-\frac{gh}{R_c T_0}\right),$$

где  $\rho/\rho_0 = \delta$  — относительная плотность.

### 2.1.3. Международная стандартная атмосфера

Нормальным распределением основных метеовеличин называют стандартной атмосферой. Это понятие ввели, чтобы была возможность сравнивать результаты испытания летательных аппаратов в различных атмосферных условиях. Если их реальное распределение всегда отличается

от стандартного, то в показания прибора вводятся поправки, учитывающие отклонение реальных условий от стандартных [15, 16].

Наша атмосфера разделена на пять слоев, в каждом из которых вертикальный градиент молекулярной температуры  $T_\mu$  сохраняет постоянное значение, а сама  $T_\mu$  — линейная функция геопотенциальной высоты  $\Phi$

$$\gamma_\mu = -\partial T_\mu / \partial \Phi = \text{const}; \quad T_\mu = (\mu_0 / \mu) T,$$

где  $\mu_0$  — молекулярная масса воздуха на уровне моря.

Распределение давления считается по барометрическим формулам политропной и изотермической атмосфер. Уравнение  $-\frac{dp}{p} = \frac{gdh}{RT}$  (уравнение статики) после введения геопотенциала  $d\Phi = \left(\frac{g}{g_0}\right) dh$  и молекулярной температуры  $T_\mu = \left(\frac{\mu_0}{\mu}\right) T$  принимает вид

$$-\frac{dp}{p} = g_0 \frac{d\Phi}{R_0 T_\mu},$$

где  $R_0 = R^* / \mu_0$  — удельная газовая постоянная сухого воздуха на уровне моря. Здесь  $\mu = \mu_0$ ,  $R = R_0$  и  $T_\mu = T$ , так как в пределах гомосферы молекулярная масса постоянна за счет сохранения относительного состава воздуха. Так как ускорение свободного падения уменьшается с высотой, то градиенты

$$\gamma = -\partial T / \partial h \quad \gamma_\mu = -\partial T_\mu / \partial \Phi$$

различны в гомосфере.

За счет увеличения концентрации атомного кислорода, в гетеросфере молекулярная масса уменьшается с высотой. В этом случае,  $T_\mu$  и  $\gamma_\mu$  существенно отличаются от  $T$  и  $\gamma$ .

При линейной зависимости  $T_\mu$  от  $\Phi$

$$T_\mu(\Phi) = T_\mu(0) - \gamma_\mu \Phi \tag{2.6}$$



интеграл уравнения (2.6) будет иметь вид

$$p(\phi) = p(0) \left( \frac{T_\mu(0) - \gamma_\mu \Phi}{T_\mu(0)} \right)^{g_0/R_0\gamma_\mu},$$

где  $T_\mu(0)$  и  $p(0)$  — температура и давление воздуха на нижней границе слоя, от которой отсчитывается высота  $\Phi$ .

В изотермическом слое, когда  $\gamma_\mu = 0$ , барометрическая формула будет выглядеть так

$$p(\Phi) = p(0) \exp\left(-\frac{g_0\Phi}{R_0T_\mu(0)}\right).$$

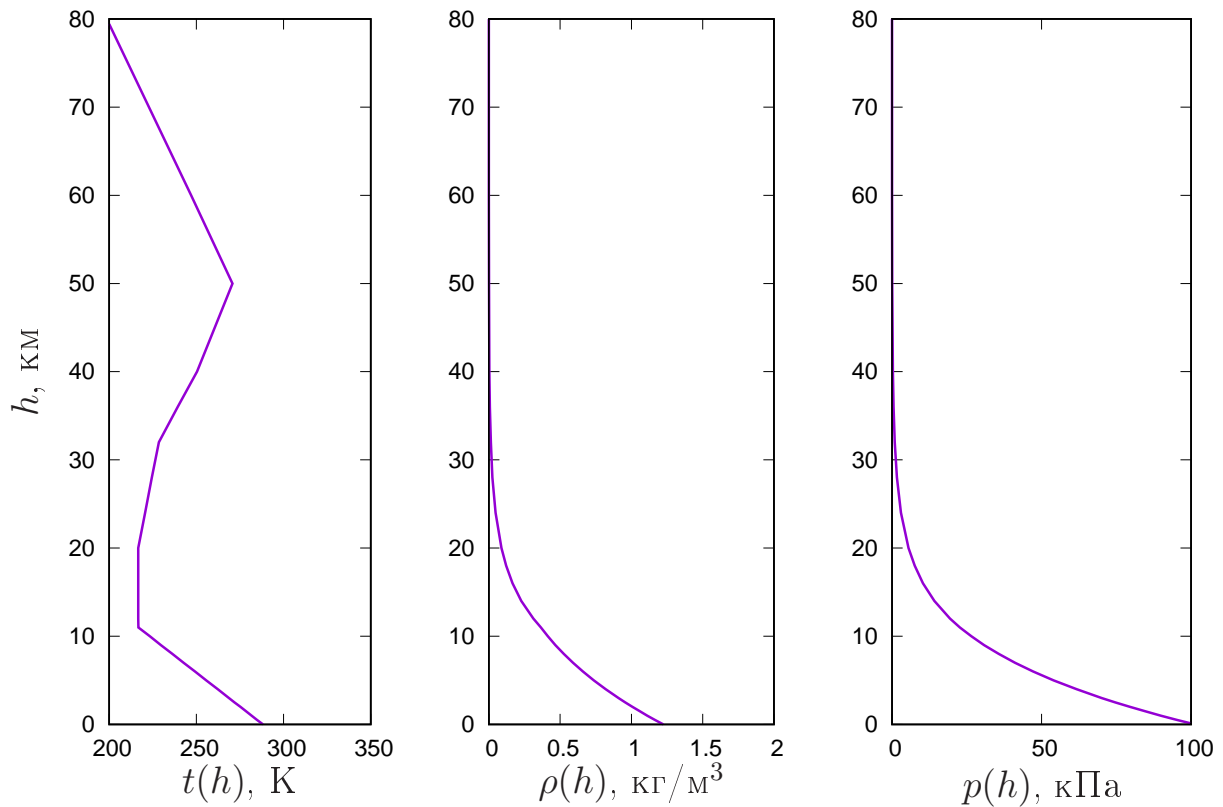


Рис. 2.3. Вертикальные профили температуры, плотности и давления для стандартной атмосферы

Если известны  $p$  и  $T_\mu$ , то плотность воздуха рассчитывается по уравнению состояния

$$\rho(\Phi) = \frac{p(\Phi)}{R_0T_\mu(\Phi)}.$$

На рисунке 2.3 показаны вертикальные профили температуры, плотности и давления для стандартной атмосферы.

#### 2.1.4. Стандартная американская атмосфера

Стандарт атмосферы США представляет собой статическую (всезонную) модель атмосферы. Модель основана на международном стандарте. Первая версия модели была опубликована в 1958 году Комитетом США по стандартам атмосферы. Модель обновлялась в 1962, 1966 и 1976 годах (последняя версия US76) [17]. В разных версиях модели уточнялось процентное содержание газовых компонент, распределение молекулярной массы по высоте и др. Стандарт US76 соответствует международной стандартной модели атмосферы. Принципиальное отличие заключается в распределении температуры на больших высотах.

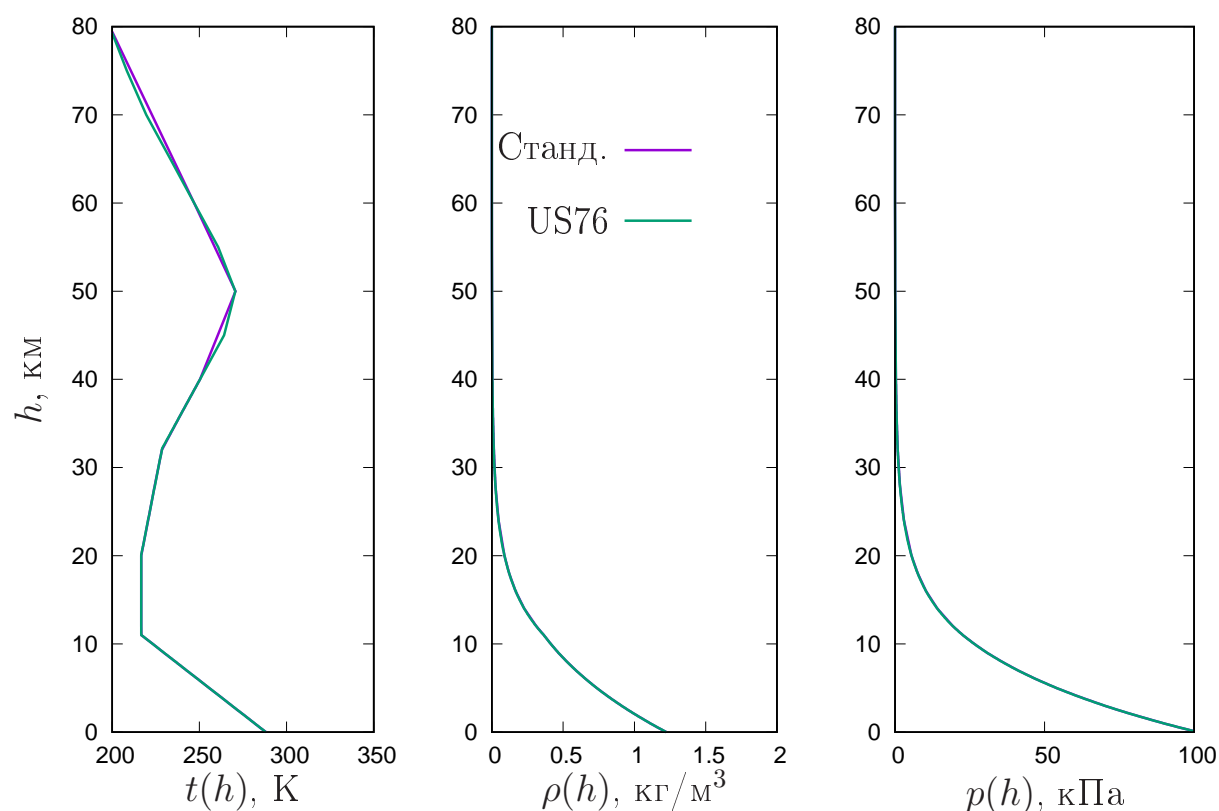


Рис. 2.4. Вертикальные профили температуры, плотности и давления для международной стандартной атмосферы и модели US76 по данным [17]

На рисунке 2.4 показаны вертикальные профили температуры, плотности и давления для международной стандартной атмосферы и модели US76 [17].

## 2.2. Атмосферный блок кода CORSIKA

Принятая в коде CORSIKA модель атмосферы состоит из  $N_2$ ,  $O_2$  и  $Ar$  с объемными долями 78.1%, 21% и 0.9%. Вся атмосфера разделена на 5 слоев [5, 6]. Граница атмосферы в этой модели определяется на высоте  $h \approx 112$  км. В четырех нижних слоях зависимость плотности воздуха от высоты описывается экспоненциальной функцией. Это приводит к зависимости между давлением  $p(h)$  в атмосфере и высотой  $h$  в форме

$$p(h) = a_i + b_i e^{-h/c_i} \quad i = 1, \dots, 4. \quad (2.7)$$

Верхний пятый слой подразумевает линейное распределение давления

$$p(h) = a_5 - b_5 \cdot h/c_5. \quad (2.8)$$

Параметры  $a_i$ ,  $b_i$  и  $c_i$  выбираются таким образом, чтобы функция  $p(h)$  была непрерывной на границах слоя и могла непрерывно дифференцироваться. В коде CORSIKA атмосфера всегда считается плоской. Поэтому при моделировании наклонных, почти горизонтальных, ливней с  $\theta \geq 75^\circ$  влияние кривизны земной поверхности становится заметным. Чтобы избежать длительных расчетов в сферической системе координат аналитическое описание атмосферы может быть заменено табличными распределениями. Таким образом, при моделировании почти горизонтальных ливней с  $\theta = 0$  производится перерасчет в сферической системе координат, но с атмосферным профилем, который присутствует вдоль оси почти горизонтального ливня.

Прохождение первичной частицы через атмосферу начинается с верхней границы атмосферной модели. С этой отправной точки вычисляется

Таблица 2.1

Параметры международной стандартной атмосферы

Слой $i$	Высота $h$ , км	$a_i$ (г/см <sup>2</sup> )	$b_i$ (г/см <sup>2</sup> )	$c_i$ (см)
1	0 ÷ 4	-186.56	1222.66	994186.38
2	4 ÷ 10	-94.92	1144.91	878153.55
3	10 ÷ 40	0.61	1305.59	636143.04
4	40 ÷ 100	0.00	540.18	772170.16
5	> 100	0.01	1.00	10 <sup>9</sup>

место первого взаимодействия. Высота и целевое ядро этого взаимодействия выбираются случайным образом. При желании оба этих параметра могут быть зафиксированы в конфигурационном файле. Координаты точки первого взаимодействия устанавливаются в  $(0, 0, h_0)$ . На каждом уровне наблюдения координаты  $x$  и  $y$  смещены так, что ось ливня сохраняет координаты  $(0, 0, h)$ . Это сделано для облегчения последующего анализа.

Все используемые в коде CORSIKA модели атмосферы задаются путем введения коэффициентов  $a_i$ ,  $b_i$  и  $c_i$  на всех уровнях атмосферы. Например, параметры международной стандартной атмосферы приведены в таблице 2.1.

Если известны вертикальные профили давления  $p(h)$  для других моделей атмосферы, то, используя модель (2.7), можно найти коэффициенты  $a_i$ ,  $b_i$  и  $c_i$  в каждом атмосферном слое.

В работе решалась нелинейная задача наименьших квадратов вида

$$\min F(a_i, b_i, c_i) = \sum_{z=1}^m \left[ p(h_z) - (a_i + b_i e^{-h_z/c_i}) \right]^2,$$

где  $h_z$  — табличные значения высоты в атмосфере, а  $p(h_z)$  — табличные значения давления [17]. Для минимизации функции  $F(a_i, b_i, c_i)$  использовался нелинейный метод наименьших квадратов Левенберга-Марквардта [18–20], реализованный в аналитическом пакете GNUplot [21]. Алго-

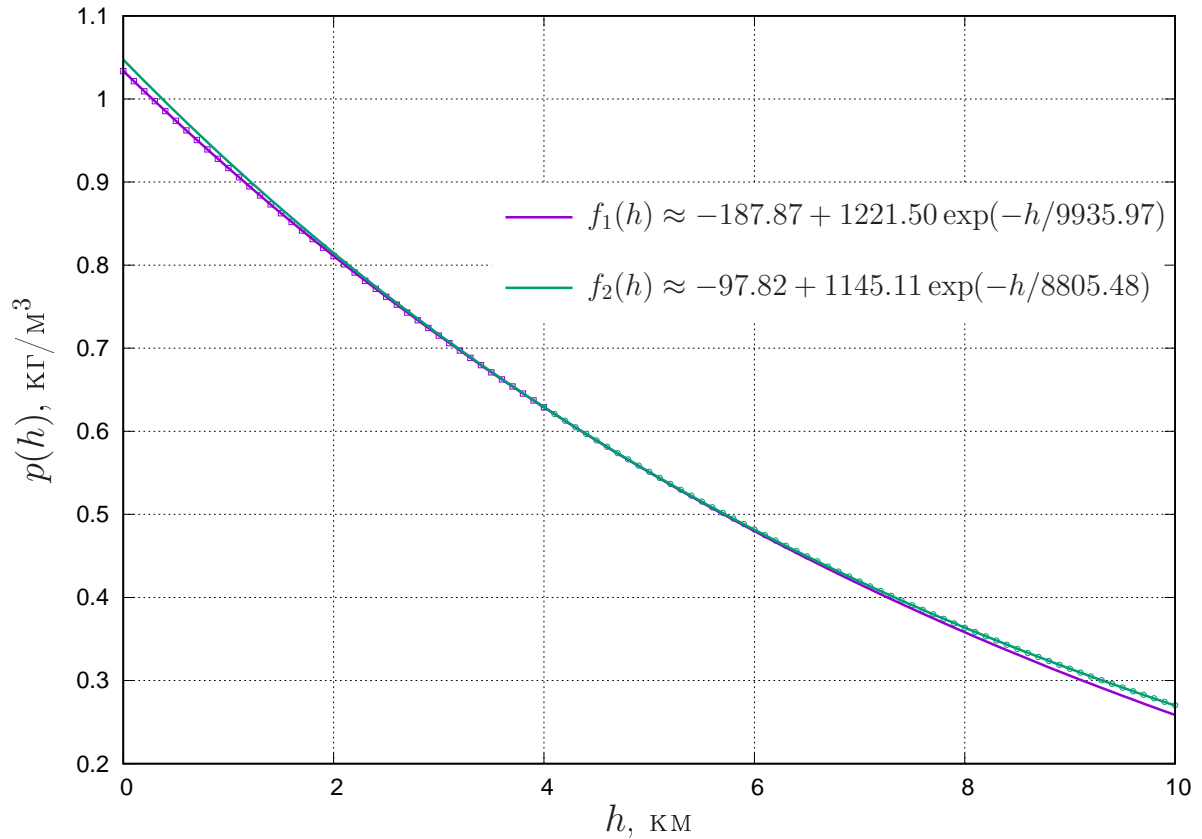


Рис. 2.5. Результат аппроксимации профиля давления в первых двух слоях атмосферы US76

ритм Левенберга-Марквардта представляет собой метод оптимизации с динамическим переключением между методом Ньютона и методом градиентного спуска. Такая реализация алгоритма исключает вероятность длительного блуждания в локальных градиентах минимизируемой функции и обеспечивает наиболее монотонное приближение к локальному минимуму.

Для американской стандартной модели US76 профиль  $p(h_z)$  приведен в стандарте [17]. Параметры американской стандартной атмосферы, полученные в результате нелинейной аппроксимации, приведены в таблице 2.2. Результат аппроксимации в первых двух слоях атмосферы US76 показан на рисунке 2.5.

Изотермическая модель атмосферы позволяет найти параметры  $a_i$ ,  $b_i$

Таблица 2.2

## Параметры американской стандартной атмосферы

Слой $i$	Высота $h$ , км	$a_i$ (г/см <sup>2</sup> )	$b_i$ (г/см <sup>2</sup> )	$c_i$ (см)
1	0 ÷ 4	-187.87	1221.50	993597.23
2	4 ÷ 10	-97.83	1145.11	880548.35
3	10 ÷ 40	0.59	1306.84	634521.19
4	40 ÷ 100	0.00	499.35	778354.68
5	> 100	0.01	1.00	10 <sup>9</sup>

и  $c_i$  без процедуры аппроксимации. Во всех слоях эти значения одинаковые. Параметры изотермической атмосферы для  $T = 293$  К приведены в таблице 2.3.

Таблица 2.3

Параметры изотермической атмосферы для  $T = 293$  К

Слой $i$	Высота $h$ , км	$a_i$ (г/см <sup>2</sup> )	$b_i$ (г/см <sup>2</sup> )	$c_i$ (см)
1	0 ÷ 4	0.00	1033.51	825355.03
2	4 ÷ 10	0.00	1033.51	825355.03
3	10 ÷ 40	0.00	1033.51	825355.03
4	40 ÷ 100	0.00	1033.51	825355.03
5	> 100	0.00	1.00	10 <sup>9</sup>

### 2.3. Модификация атмосферного блока кода CORSIKA

Процедура модификации атмосферного блока кода CORSIKA заключается в передаче в код для последующего исполнения параметров атмосферы, полученных в работе и приведенных в таблицах 2.2 и 2.3.

Описание массивов, содержащих значения параметров, приведено в заголовочном файле `corsika.h` исходного кода. Структура записей имеет вид

```

C -----/CRATMOS/-----
C AATM(5)      = ACTUAL COEFFICIENTS FOR PARAMETRIZATION OF ATMOSPHERE

```

```

C AATM(5,...) = COEFFICIENTS FOR PARAMETRIZATION OF ATMOSPHERE
C BATM(5)     = ACTUAL COEFFICIENTS FOR PARAMETRIZATION OF ATMOSPHERE
C BATM(5,...) = COEFFICIENTS FOR PARAMETRIZATION OF ATMOSPHERE
C CATM(5)     = ACTUAL COEFFICIENTS FOR PARAMETRIZATION OF ATMOSPHERE
C CATM(5,...) = COEFFICIENTS FOR PARAMETRIZATION OF ATMOSPHERE
C DATM(5)     = 1. / CATM(I)
C MODATM      = INDEX OF ATMOSPHERIC MODEL

```

Массивы AATM, BATM и CATM используются в атмосферном блоке кода для хранения параметров модели атмосферы.

Чтобы запустить моделирование с использованием модели US76 достаточно передать параметры, приведенные в таблице 2.2, в расчет через входной конфигурационный файл. Пример файла проведен в приложении.

Для запуска кода CORSIKA с использованием изотермической модели атмосферы понадобилось внести изменения в исходный код подпрограммы `corsika.h`. Добавление новых параметров увеличило экстенды массивов AATM, BATM и CATM в блоке данных BLOCK1 (приблизительно 6100 строка файла `corsika.h`). В вызывающей этот блок подпрограмме AAMAIN также были увеличены длины массивов для хранения и передачи новых параметров.

## 2.4. Влияние моделей атмосферы на распределение электронов ШАЛ

### 2.4.1. Радиальное распределение электронов ШАЛ

В работе проведено моделирование ШАЛ, инициированных первичными протонами и ядрами железа с энергиями  $E = 10^6, 10^7$  и  $10^8$  ГэВ. В каждом вычислительном эксперименте моделировалось по 100 ливней. Расчеты проведены для двух моделей атмосферы: американская стандартная US76 и изотермическая модели.

Радиальное распределение или функция пространственного распределения дает плотность числа частиц на различных расстояниях от оси ливня на уровне наблюдения.

В режиме НКГ работы кода CORSIKA радиальное распределение вычисляется по формуле НКГ [8]. В коде CORSIKA радиальное распределение можно получить на пяти уровнях наблюдения.

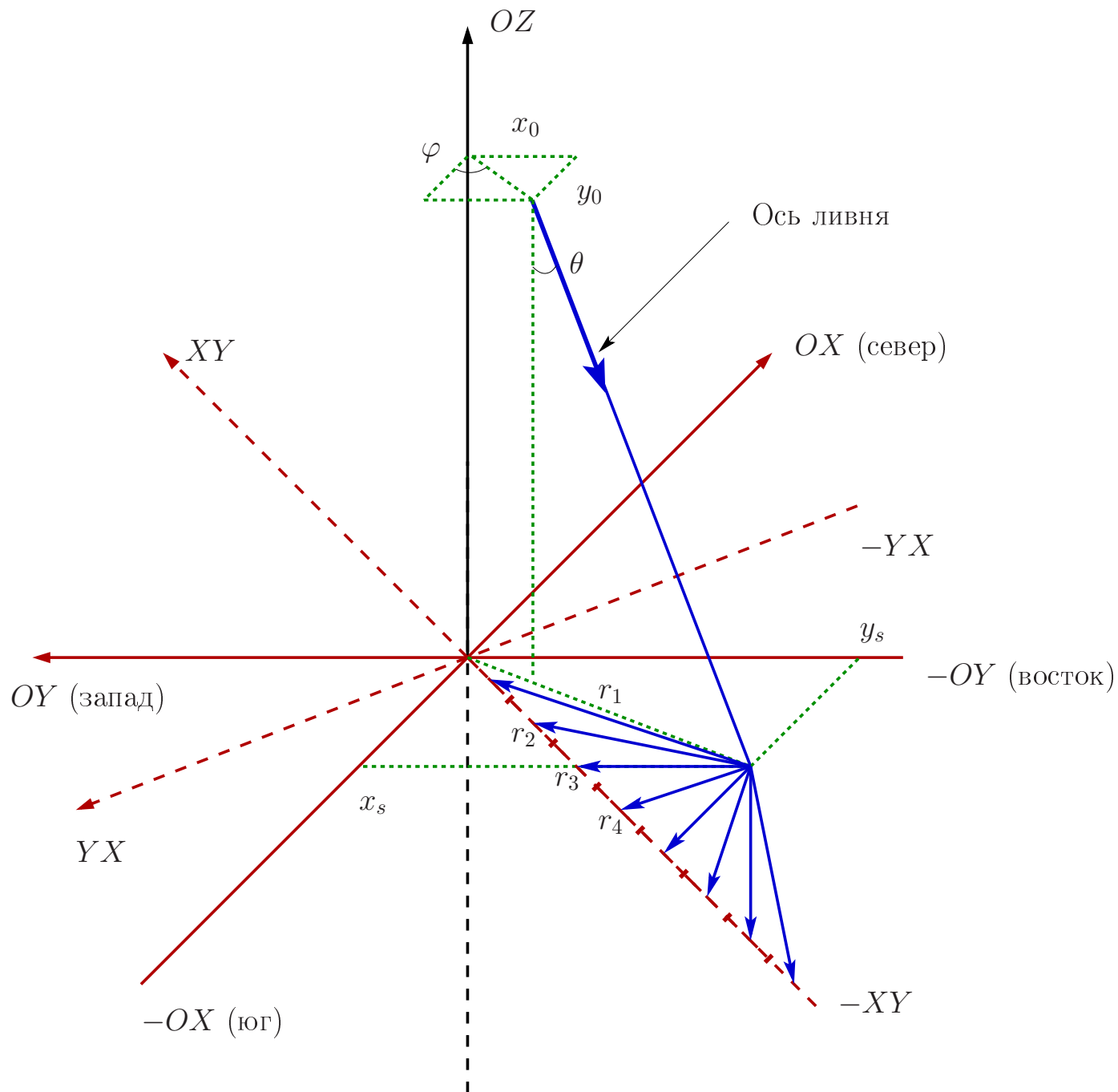


Рис. 2.6. Геометрическая система координат кода CORSIKA. Оси системы показаны красным цветом, вектора  $r_1, r_2$  и т.д. используются для записи числа частиц, попадающих в тот или иной бин. Бины показаны только для отрицательного направления оси  $XU$



В принятой геометрической модели (см. рисунок 2.6) распределение строится как для вертикальных, так и наклонных ливней. В случае наклонных ливней вводится дополнительная система координат, оси которой перпендикулярны оси ливня. На завершающем этапе производится пересчет из системы координат, связанной с осью ливня в наземную систему координат, для которой ось  $OX$  всегда направлена на север, ось  $OY$  — на запад. Радиальное распределение строится для четырех осей  $OX$ ,  $OY$ ,  $XU$  и  $YU$  (оси выделены красным цветом на рисунке). Каждая из осей разделяется на конечное число интервалов (бинов), показанных векторами  $r_1$ ,  $r_2$  и т.д. Плотность числа частиц рассчитывается для каждого бина по формуле НКГ.

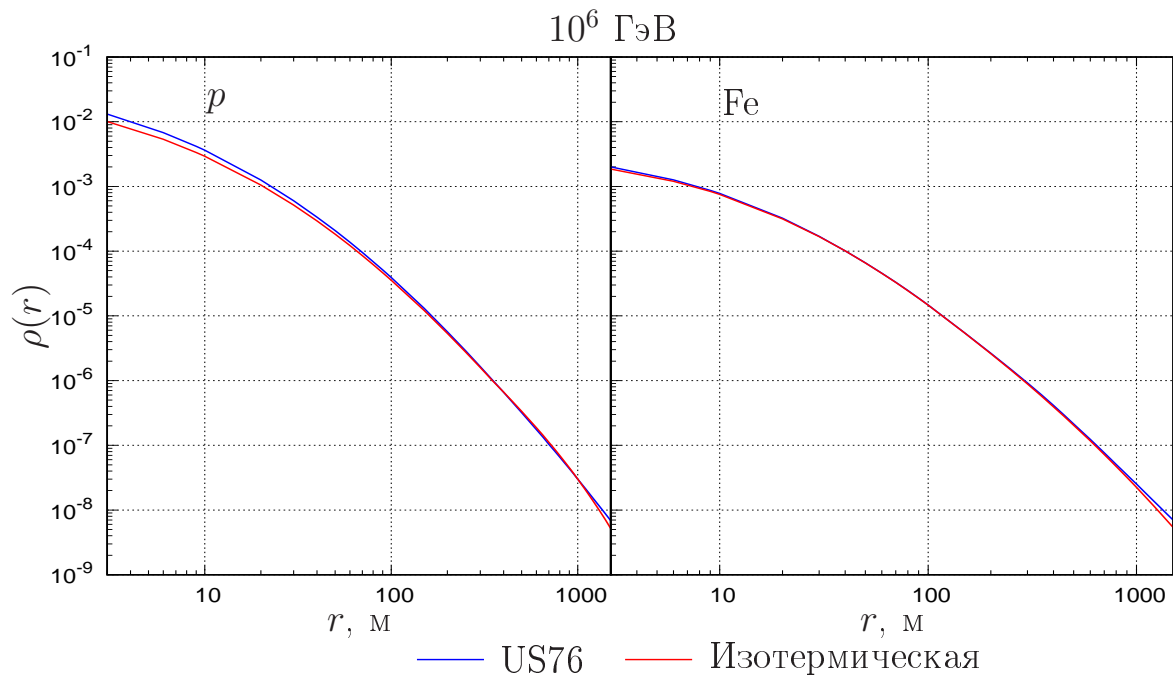


Рис. 2.7. Пространственное распределение электронов ШАЛ для разных расстояний от оси ливня для энергии первичной частицы  $E = 10^6$  ГэВ. ШАЛ инициированы первичными протонами ( $i = p$ ) и ядрами железа ( $i = Fe$ ). Синие линии соответствуют распределениям, полученным в американской стандартной модели атмосферы, красные — изотермическая модель

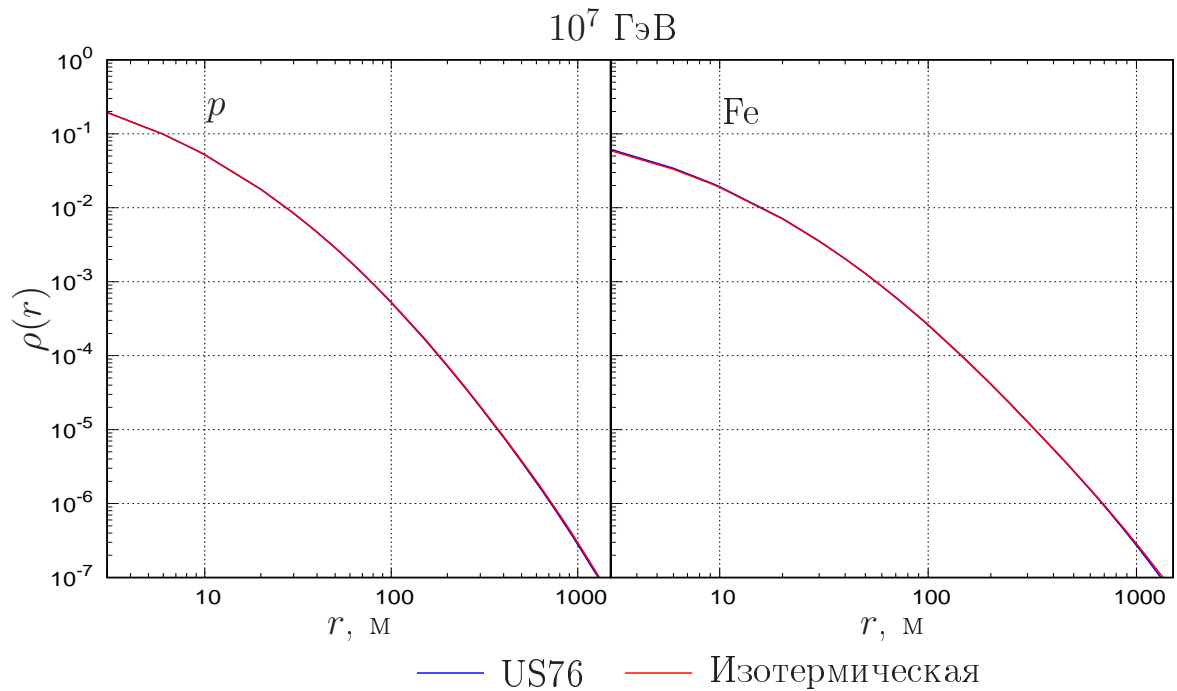


Рис. 2.8. Пространственное распределение электронов ШАЛ для разных расстояний от оси ливня для энергии первичной частицы  $E = 10^7$  ГэВ. Обозначения как на рисунке 2.7

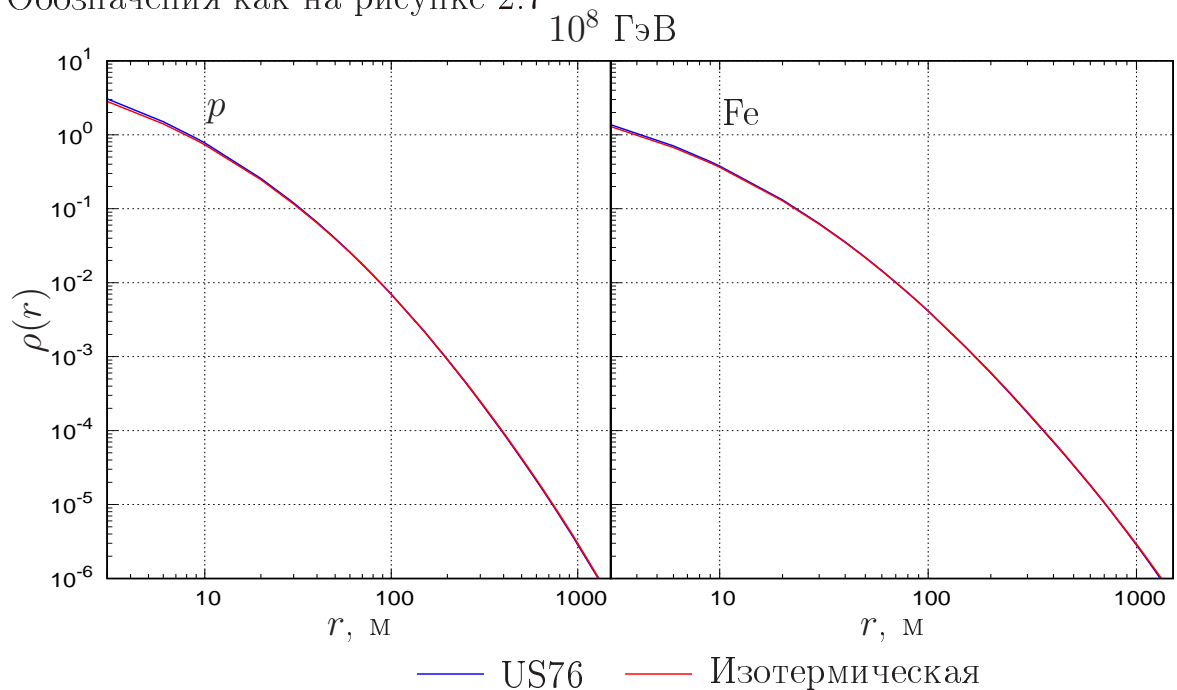


Рис. 2.9. Пространственное распределение электронов ШАЛ для разных расстояний от оси ливня для энергии первичной частицы  $E = 10^8$  ГэВ. Обозначения как на рисунке 2.7

Результаты расчетов радиального распределения электронов ШАЛ показаны на рисунках 2.7, 2.8 и 2.9.

Анализ результатов расчетов показал, что при энергиях  $E > 10^7$  ГэВ разница между распределениями, полученными в разных моделях атмосферы не превышает 5% практически во всем диапазоне радиальных переменных. При  $r > 1200$  м эта разница достигает 10%. Заметим, что такая разница может быть обусловлена использованием НКГ приближения при описании ФПР электронов ШАЛ, которое, как известно, дает ощутимую погрешность при больших  $r$ .

#### 2.4.2. Продольное распределение электронов

Для параметризации продольной плотности распределения частиц ШАЛ в астрофизике широко используется функция Гайссера-Хилласа [22]

Число частиц  $N(X)$  как функция глубины, пройденной частицей в атмосфере Земли  $X$  определяется выражением

$$N(X) = N_{\max} \left( \frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \exp \left( - \frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right), \quad (2.9)$$

где  $N_{\max}$  — максимальное число частиц ливня, наблюдаемых на глубине  $X_{\max}$ , а  $X_0$  и  $\lambda$  — параметры, зависящие от массы и энергии первичной частицы.

Используя замены

$$n = \frac{N}{N_{\max}}, \quad x = \frac{X - X_0}{\lambda}, \quad m = \frac{X_{\max} - X_0}{\lambda},$$

выражение (2.9) может быть записано в альтернативной однопараметрической форме

$$\begin{aligned} n(x) &= \left( \frac{x}{m} \right)^m \exp(m - x) = \frac{x^m e^{-x}}{m^m e^{-m}} = \\ &= \exp(m (\ln x - \ln m) - (x - m)). \end{aligned}$$

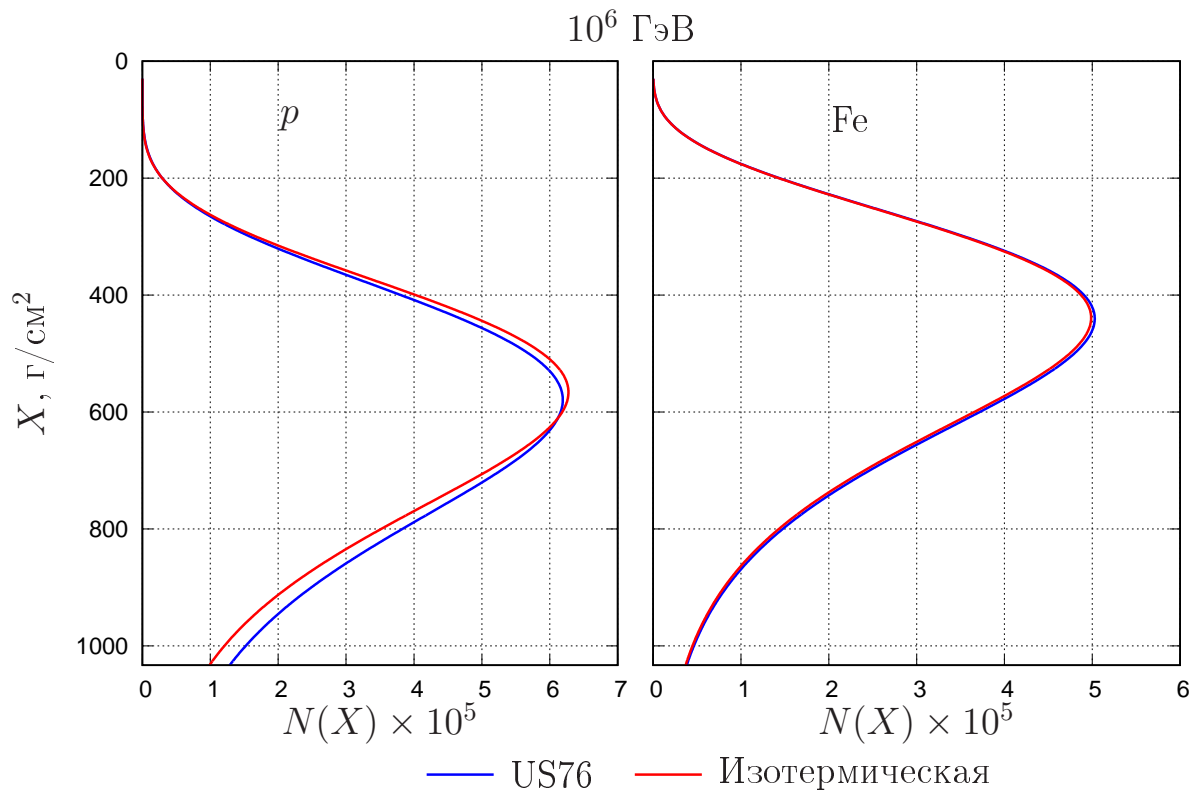


Рис. 2.10. Продольное распределение электронов ШАЛ для энергии первичной частицы  $E = 10^6$  ГэВ. ШАЛ инициированы первичными протонами ( $i = p$ ) и ядрами железа ( $i = \text{Fe}$ ). Синие линии соответствуют распределениям, полученным в американской стандартной модели атмосферы, красные — изотермическая модель

Параметры распределения Гайссера-Хилласа можно вычислить по данным кода CORSIKA. Результаты расчетов продольных распределений электронов ШАЛ, полученные в работе показаны на рисунках 2.10, 2.11 и 2.12.

Анализ полученных данных также свидетельствует о слабой чувствительности к выбору модели атмосферы при высоких энергиях первичной частицы.

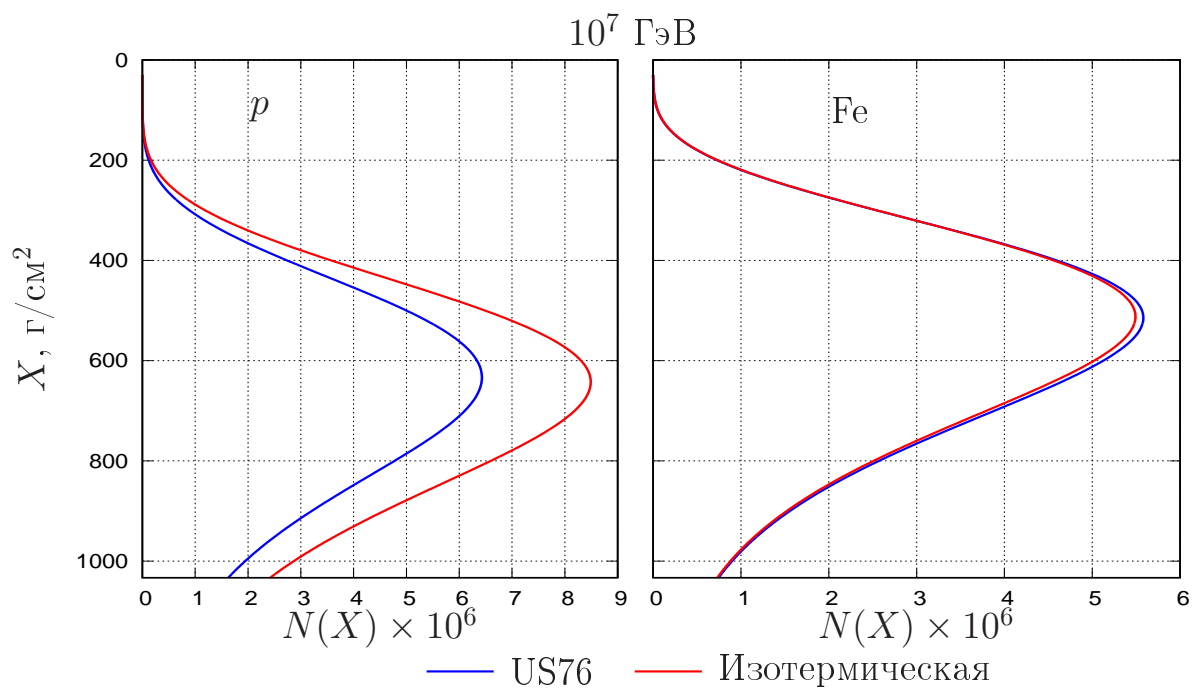


Рис. 2.11. Продольное распределение электронов ШАЛ для энергии первичной частицы  $E = 10^7$  ГэВ. Обозначения как на рисунке 2.10

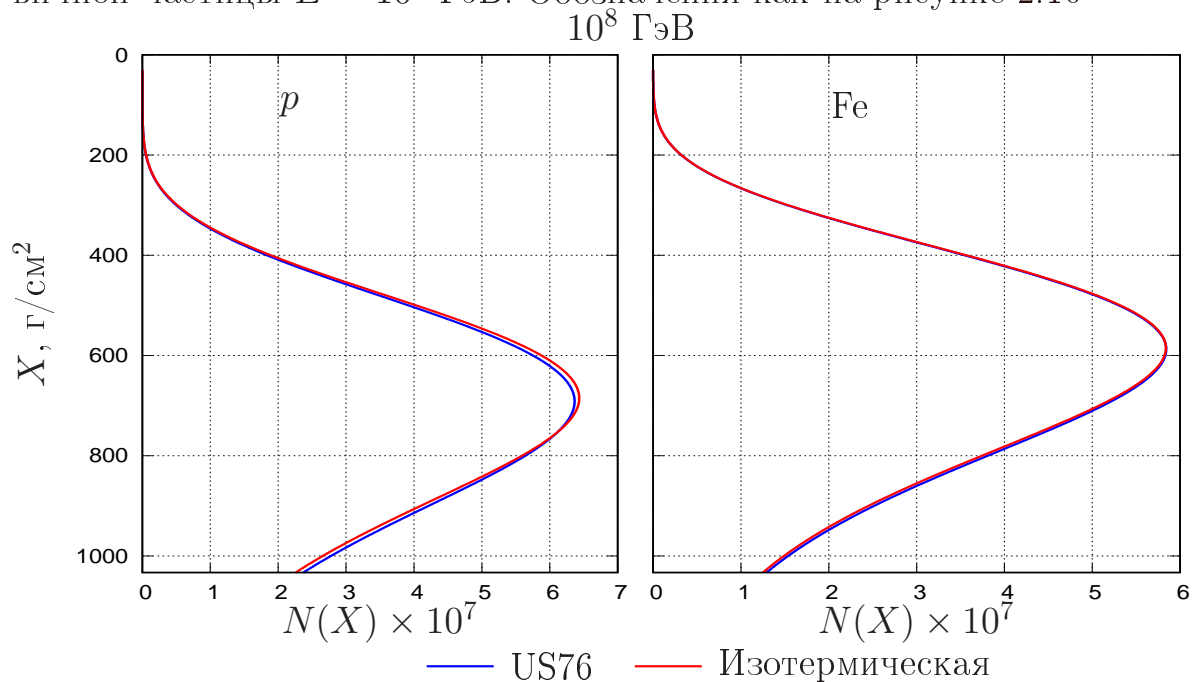


Рис. 2.12. Продольное распределение электронов ШАЛ для энергии первичной частицы  $E = 10^8$  ГэВ. Обозначения как на рисунке 2.10

## 2.5. Результаты главы

Основные результаты главы заключаются в следующем:

- Изучены атмосферные профили однородной, изотермической, международной стандартной и американской стандартной моделей атмосферы.
- Изучены модули атмосферных моделей кода CORSIKA.
- Проведена модификация атмосферного блока кода CORSIKA, добавлены американская стандартная модель атмосферы US76 и изотермическая модель.
- Проведены расчеты функций пространственного и продольного распределений электронов в ШАЛ для изотермической модели атмосферы и модели US76.

# Заключение

Основные результаты выпускной квалификационной работы заключаются в следующем.

1. Проведен анализ параметризаций ключевых физических процессов, формирующих электромагнитную компоненту ШАЛ. Выдвинута гипотеза о том, что вариации температурного профиля атмосферы способны изменять наблюдаемые характеристики ШАЛ.
2. Изучена структура атмосферного блока кода CORSIKA. Проведена верификация параметров атмосферного блока кода по известным распределениям давления.
3. Подготовлены данные для проведения расчетов с использованием изотермической модели атмосферы и модели US76.
4. Проведена модификация атмосферного блока кода CORSIKA, добавлены американская стандартная модель атмосферы US76 и изотермическая модель.
5. Проведены расчеты функций пространственного и продольного распределений электронов в ШАЛ для изотермической модели атмосферы и модели US76.
6. Анализ полученных результатов привел к следующим выводам.
  - При энергиях первичной частицы  $E > 10^7$  ГэВ разница между пространственными распределениями, полученными в разных

моделях атмосферы не превышает 5% практически во всем диапазоне радиальных переменных. При  $r > 1200$  м эта разница достигает 10%. Такая разница может быть обусловлена использованием НКГ приближения при описании ФПР электронов ШАЛ.

- Слабая чувствительность к выбору модели атмосферы при высоких энергиях первичной частицы подтверждается расчетами продольных распределений электронов ШАЛ.

Автор выражает благодарность всем преподавателям кафедры радиофизики и теоретической физики, принимавшим участие в обсуждении работы, а также научному руководителю доценту Волкову Н.В. за руководство, постановку задач, обсуждение результатов и помощь в подготовке к защите.



# Приложение А

## Пример входного файла

Пример входного файла включает строки для запуска расчетов с использованием модели атмосферы US76.

```
RUNNR      5  !Номер расчета
NSHOW      1  !Количество ливней
PRMPAR     14  !Тип первичной частицы (протон)
ESLOPE    -1.0  !Наклон первичного спектра
ERANGE    1.E5 1.E5 !Энергия первичной частицы (ГэВ)
SEED      59655364 0 0 ! Затравки
SEED      507192448 0 0 ! генератора
SEED      379693504 0 0 ! случайных чисел
DIRECT    ./output-files/ ! Директория с файлам результатов
THIN     1.E-06 1.0E+02 0.0 !Параметры прорезивания
THINH    1.0E+00 1.0E+00
EPOS      T 0          !Подключаем модель EPOS
EPOPAR    input ../epos/epos.param
EPOPAR    fname inics ../epos/epos.inics
EPOPAR    fname iniev ../epos/epos.iniev
EPOPAR    fname initl ../epos/epos.initl
EPOPAR    fname inirj ../epos/epos.inirj
EPOPAR    fname ini1b ../epos/epos.ini1b
EPOSIG    T
THETAP    0.0 0.0
PHIP      -180.0 180.0
ATMOD     0          !Пользовательская модель атмосферы
ATMA      -187.866 -97.8251 0.593833 0.00000
ATMB      1221.5 1145.11 1306.84 499.358
ATMC      993597.00 880548.00 634521.00 778354.00
ATMLAY    0.4E+06 0.1E+07 0.4E+07 0.1E+08
OBSLEV    0.000E+00 !Уровень наблюдения
MAGNET    0.201E+02 -.142E+02
ECUTS     .10E+00 .10E+12 .10E-02 .10E-02
ELMFLG    F T      !Используем опцию НКГ вместо EGS4
STEPFC    1.0
RADNKG     .2E+06
LONGI     T 5.0 T T
```

```
ECTMAP .10E+03
MAXPRT 500
DATBAS T
USER volkov
PAROUT T T
EXIT
DEBUG F 6 F 1000000
```

# Литература

1. CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers: FZKA: 6019 / Forschungszentrum Karlsruhe; Executor: D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle et al. 1988.
2. *Kampert, K. H.* Cosmic rays in the «knee»-region — recent results from KASCADE / K. H. Kampert, T. Antoni, W. D. Apel et al. // *Acta Phys. Pol. B.* — 2004. — Vol. 35. — no. 6–7. — Pp. 1799–1812.
3. *Лагутин, А. А.* Метод сопряженных уравнений в теории переноса космических лучей высоких энергий: монография / А. А. Лагутин, В. В. Учайкин. — Барнаул: Изд-во Алт. ун-та, 2013. — 293 с.
4. *Лагутин, А. А.* Влияние температурного эффекта на радиальное распределение электронной компоненты ШАЛ / А.А. Лагутин, Н.В. Волков, А.И. Гончаров и др. // *Изв. РАН. Сер. Физ.* — 2019. — Т. 83, № 8. — с. 1092–1095. — doi:10.1134/S036767651908026X.
5. Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide (Version 7.6400) / D. Heck and T. Pierog, Institut für Kernphysik. — 2017. — 176 p.
6. CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers / D. Heck, J. Knapp, J.N. Capdevielle. — Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe. — 1998. — 90 p.
7. The EGS4 code system: SLAC-R: 265; Executor: W. R. Nelson, H. Hirayama, D. W. O. Rogers: SLAC, 1985. — URL: <http://www.slac.stanford.edu/pubs/slacreports/slac-r-265.html>.
8. *Capdevielle, J. N.* The radial electron distribution in extensive air

- showers / J.N. Capdevielle, J. Gawin // *Nucl. Phys. G.* — 1982. — Vol. 8. — no. 9. — Pp. 1317.
9. *Bethe, H.* Experimental Nuclear Physics. Eds. E. Segre, J. Wiley / H. Bethe and J. Ashkin. — New York — 1953. — 253 p.
  10. Geant4 — a simulation toolkit. Official site. [Electronic resource]. URL: <http://geant4.web.cern.ch/>
  11. Agostinelli S. et al. (Geant4 Collaboration) Geant4 — a simulation toolkit // *NIMP A.* — 2003. — V. 506. — Pp. 250–303. DOI:10.1016/S0168-9002(03)01368-8
  12. Allison J. et al. (Geant4 Collaboration) Geant4 developments and applications // *IEEE Trans. Nuc. Sci.* — 2006. — V. 53. — Pp. 270–278. DOI:10.1109/TNS.2006.869826
  13. Allison J. et al. (Geant4 Collaboration) Recent developments in Geant4 // *NIMP A.* — 2016. — V. 835. — Pp. 186–225. DOI:10.1016/j.nima.2016.06.125
  14. Landsberg L.G. Rare Kaon Decays, Standard Model and New Physics: IHEP Preprint 2000 — №27. — Protvino, 2000. — 88 p.
  15. *Блэйк, Д.* Физические основы динамики атмосферы и метеорологии. Пер. с англ.: Учебное пособие / Д. Блэйк, Р. Робсон. — Долгопрудный.: Издательский дом «Интеллект» — 2016. — 160 с.
  16. *Смирнов, Б.М.* Физика глобальной атмосферы. Парниковый эффект, атмосферное электричество, эволюция климата: Учебное пособие / Б.М. Смирнов. — Долгопрудный.: Издательский дом «Интеллект» — 2017. — 256 с.
  17. U.S. Standard Atmosphere, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C. — 1976. — 243 p.
  18. *Levenberg, K.* A Method for the Solution of Certain Problems in Least Squares // *Quart. Appl. Math.* —1944. — Vol. 2. — Pp. 164–168.
  19. *Marquardt, D.* An Algorithm for Least Squares Estimation on Nonlinear

- Parameters // *SIAM J. APPL. MATH.* — 1963. — Vol. 11. — Pp. 431–441.
20. *Madsen, K.* Methods for non-linear least squares problems. 2nd Edition / K. Madsen, H.B. Nielsen, O. Tingleff. — Informatics and Mathematical Modelling Technical University of Denmark. — 2004. — 58 p.
21. *Janert, P.K.* Gnuplot in Action. Understanding Data with Graphs. 2nd Edition — Greenwich: Manning Publications Co. — 2016. — 511 p.
22. *Gaisser, T.K.* Reliability of the method of constant intensity cuts for reconstructing the average development of vertical showers / T.K. Gaisser, A.M. Hillas // Proc. of 15th Int. Cosmic Ray Conf. — 1977. — Vol. 8. — Pp. 353.

Выпускная квалификационная работа выполнена мной совершенно самостоятельно. Все использованные в работе материалы и концепции из опубликованной научной литературы и других источников имеют ссылки на них.

\_\_\_\_\_ Дюсембаев Е.Б.

«\_\_\_\_\_» июня 2020 г.