

УДК 539.1; 539.1.06; 778.33

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛЬНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ПРОСВЕЧИВАНИЮ ГОРЫ КОСМИЧЕСКИМИ МЮОНАМИ

С. Г. Земскова^{1,2}, Н. И. Старков¹

В статье приводятся результаты модельного эксперимента по просвечиванию космическими мюонами горы размещенным в ней объектом. Показаны масштабы различия потоков мюонов, прошедших и не прошедших через объект. Проведено сравнение результатов для объектов с плотностью большей и меньшей, чем основной грунт. Приведены результаты моделирования для случая с двумя детекторами, при котором возможно определение положения объекта в пространстве. Для оценки степени неопределённости, связанной с перерасеянием мюонов в веществе, было проведено моделирование событий прохождения мюонов в железе и грунте с помощью программного комплекса GEANT4 в широком диапазоне энергий и длин. Результаты представлены в виде распределений числа событий по конечной энергии и углу отклонения как функции начальной энергии и длины пути прохождения мюона в среде.

Ключевые слова: мюонная радиография, объекты с неоднородностями.

Мюонная радиография (МР) – зондирование внутреннего строения протяжённых объектов, который заключается в регистрации рассеивания и поглощения пучка мюонов при прохождении через вещество изучаемого объекта. В качестве просвечивающего пучка используются мюоны космических лучей (КЛ) [1]. Возможность использования МР связана с высокой проникающей способностью мюонов КЛ, их значительными потоками (мюоны падают на поверхность планеты с интенсивностью $10\,000$ частиц/($\text{м}^2 \cdot \text{мин}$))

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: starkov@sci.lebedev.ru.

² Объединённый институт ядерных исследований, 141980 Россия, Московская обл., Дубна, ул. Жолио-Кюри.

и существовании достаточно эффективных детекторов для регистрации.

Мюонная радиография нашла широкое применение при изучении внутреннего строения как промышленных (домны, ядерные реакторы и т.д.), так и природных (вулканы, горы) объектов. Спектр космических мюонов простирается до сотен ТэВ и далее, поэтому даже для очень протяжённых объектов, типа горных массивов, найдутся мюоны, которые пройдут через них.

Данная статья является продолжением ранее опубликованных работ [2, 3] и описывает модельный эксперимент по просвечиванию горы космическими мюонами. Целью эксперимента является оценка условий, при которых возможно обнаружение и изучение некоторого протяжённого объекта внутри горы, имеющего плотность, отличную от плотности основного материала, и гораздо меньший размер.

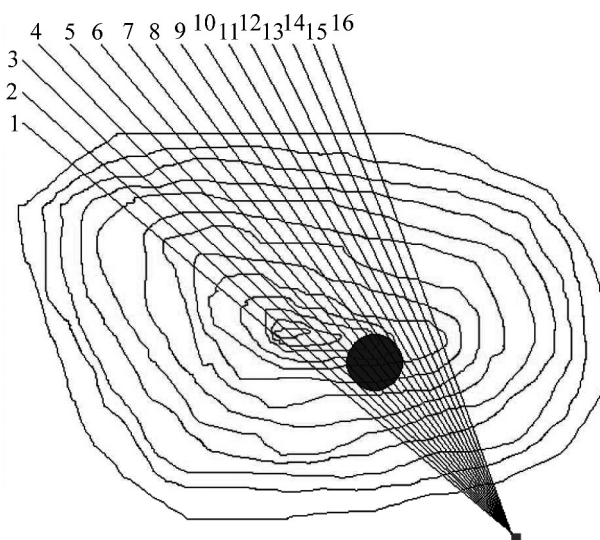


Рис. 1: Горизонтальная проекция расположения горы, сферы внутри неё, детектора (квадрат в правом нижнем углу) и траекторий мюонов, проникающих через гору в детектор. Цифры нумеруют угол φ траекторий.

Для проведения эксперимента необходимо иметь трёхмерную геометрическую модель горы, которая может быть представлена в виде, обычно используемом в геодезии, как сетка с некоторым шагом на поверхности земли, в каждой точке которой задана высота. Однако для осуществления данного эксперимента была использована трёхмерная модель горы в виде серии линий уровня, заданной графическим файлом. На рис. 1 представлена схема “эксперимента” в горизонтальной плоскости, содержащая линии уровня. В правой нижней части горы помещен “детектор” (чёрный квадрат), “облучаемый” по-

током мюонов (пучок лучей, сходящихся к детектору). Принят следующий масштаб соответствия размеров рисунка и “местности”: 1 пиксел = 1 м, это соответствует размерам горы 310×540 м. Перепад высот между линиями уровня равен 20 м. Таким образом, наивысшая точка находится на высоте 220 м. В качестве материала горы взят скальный грунт плотностью 2.65 г/см^3 . Внутри горы располагается сфера диаметром 25 метров из другого материала (тёмный круг на рис. 1). Рассмотрены два случая: сфера из железа (плотность 7.84 г/см^3) и из обычного грунта (плотность 2.3 г/см^3).

Космические мюоны, проходя через материал горы, испытывают рассеяние и частичное поглощение в зависимости от плотности материала, пройденного в нём пути и энергетического спектра частиц. По величине потока, зарегистрированного детектором в определенном направлении, можно судить о степени поглощения мюонов и, следовательно, о характере грунта и имеющихся посторонних включениях в этом направлении. Необходимые для расчётов величины поглощения мюонов в различных материалах взяты из [4], а форма спектра вертикальных космических мюонов из [5], и дополнена зависимостью от зенитного угла $\sim \cos(\theta)^2$.

В качестве измеряемых величин взяты поток мюонов, достигших детектора, и направление их прихода, задаваемое угловой частью сферических координат (θ, φ) с началом в месте расположения детектора и осью Z, направленной вверх. Т.о. в результате измерения получается проекция измеренного потока мюонов на сферу с центром в месте размещения детектора. Сравнивая это распределение с ожидаемым, полученном при некоторых предположениях, можно сделать заключение о распределении вещества в горе как функции направления.

Моделирование проводилось в два этапа. На первом проводилась генерация событий прохождения мюонов через гору, и вычислялся результирующий поток в точке детектирования. Вычисления величин поглощения выполнялись с использованием алгоритма, описанного в [3]. Отметим, что этот алгоритм позволяет получить только наиболее вероятные величины, т.к. не учитывает влияние перерассеяния частиц, которое будет обсуждаться ниже.

Для проведения расчётов в окрестности сферы было выбрано 16 направлений по φ (рис. 1) и 5 по θ (рис. 2). По каждому направлению вычислялось расстояние между точками входа мюона в гору и выхода из неё, величина остаточного потока и его энергетический спектр. В случае пересечения мюона со сферой внутри горы, поглощение вычисляется по алгоритму для слоёного объекта [3]. На рис. 2 показано вертикальное сечение горы, включающее сферу. Прямые линии изображают траектории мюонов.

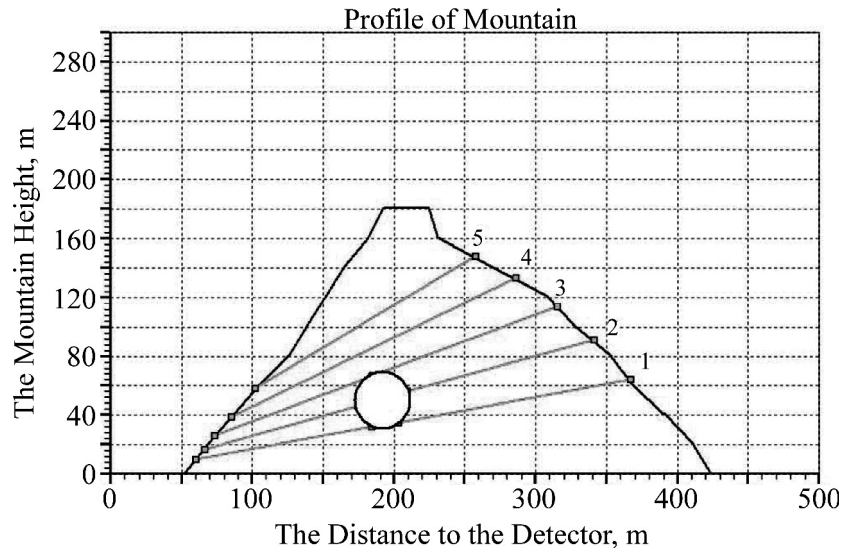


Рис. 2: Профиль горы, полученный пересечением вертикальной плоскостью, проходящей через траекторию 4 на рис. 1. Круг – сечение сферы. Цифры справа нумеруют углы θ . Детектор расположен в начале координат рисунка.

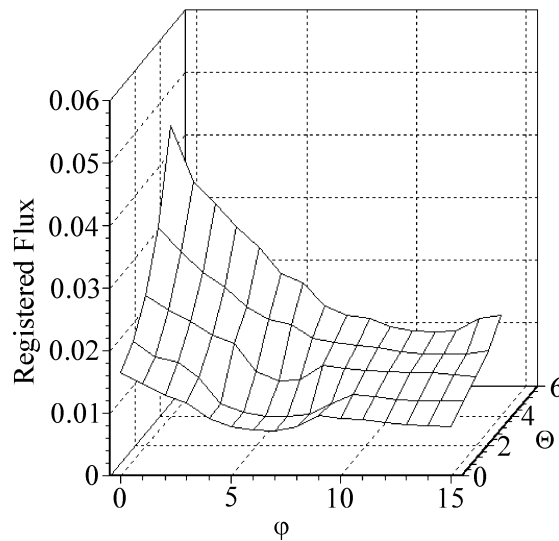


Рис. 3: Величина остаточного потока $F(\theta, \varphi)$ ($\text{м}^2 \text{стер сек}^{-1}$), зарегистрированного в точке расположения детектора как функция углов в случае железной сферы.

В результате указанной процедуры было получено распределение потока как функция направления $F(\theta_i, \varphi_j)$. На рис. 3 показано это распределение как функция углов. Видно, что форма этого распределения выглядит довольно гладко с некоторыми неровностями, которые трудно с достоверностью отождествить с проявлением постороннего

объекта внутри горы, хотя в области углов θ с номерами 1–3 и φ с номерами 3–9 можно различить некоторое нерегулярное поведение. Полученный набор $F(\theta_i, \varphi_j)$ был принят в качестве зарегистрированных потоков для дальнейшего анализа.

На втором этапе проводился анализ “зарегистрированного потока” с целью получить информацию о составе вещества горы. В качестве исходных данных использовался “зарегистрированный поток” $F(\theta_i, \varphi_j)$, набор длин путей мюонов в горе по каждому из направлений $L(\theta_i, \varphi_j)$, приблизительная информация о средней плотности грунта ρ_{av} , величина поглощения мюонов в грунте, а также известная зависимость спектра космических мюонов от энергии и направления.

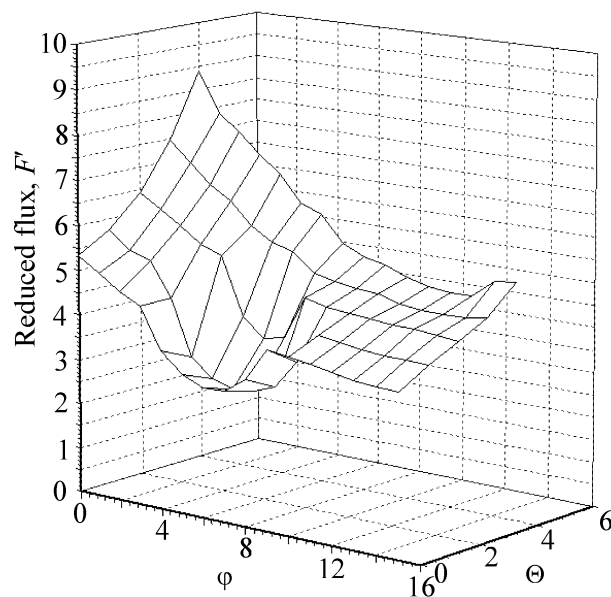


Рис. 4: Величина приведённого потока $F'(\theta, \varphi)$, зарегистрированного в точке расположения детектора как функция углов в случае железной сферы.

Результирующий поток является следствием влияния нескольких факторов: зависимости поглощения от плотности материала, проходимого пути, а также того, что спектр космических мюонов является непрерывным и падающим с энергией при $E > 1$ ГэВ/с. Последнее обстоятельство приводит к тому, что чем больше проходимый мюоном путь, тем больше минимальный необходимый импульс P_{min} и тем меньшая часть спектра доходит до выхода из горы [3]. Как показано в [2], изменение потока из-за разницы в длине пути может быть в некоторой степени устранено, если использовать приведённые величины потока $F'(\theta, \varphi) = F(\theta, \varphi) \cdot L(\theta, \varphi)$. На рис. 4 показано распределение $F'(\theta, \varphi)$. Видно, что в этом случае область размещения железной сферы диаметром 25 метров

выделяется гораздо более чётко на фоне окружающего материала, чем на исходном распределении. Максимальная разница в потоках составляет в этом случае около 25%. При этом в направлениях, в которых мюоны проходят через основной материал горы, также наблюдается большой разброс величины приведённого потока. Этот эффект, как уже говорилось, связан с уменьшением доли спектра частиц, попадающих в детектор, с увеличением длины пути и величины P_{\min} . Для ослабления влияния этого фактора вычислим в каждом из направлений (θ_i, φ_j) поток мюонов $F_0(\theta_i, \varphi_j)$ на длине $L(\theta_i, \varphi_j)$ в предположении, что посторонний объект (сфера) отсутствует. Для таких вычислений требуется знание основного материала горы, которое отсутствует в натуральных экспериментах. Поэтому для расчета $F_0(\theta_i, \varphi_j)$ был выбран материал, не совпадающий с тем, который был использован при генерации событий, а именно, более лёгкий грунт с плотностью $\rho = 2.3 \text{ г/см}^3$.

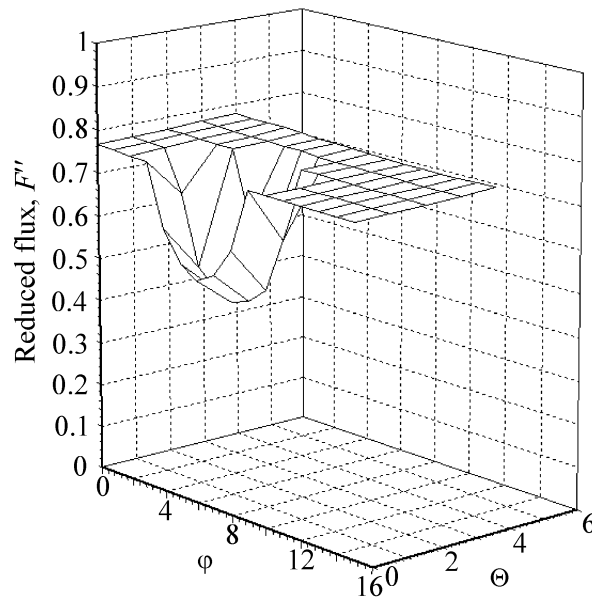


Рис. 5: Величина приведённого потока $F''(\theta, \varphi)$, зарегистрированного в точке расположения детектора как функция углов в случае железной сферы. В качестве средней плотности взята плотность материала ($\rho = 2.3 \text{ г/см}^3$), не совпадающего с истинным материалом горы ($\rho = 2.65 \text{ г/см}^3$).

Введём теперь ещё один приведённый поток, равный отношению $F''(\theta_i, \varphi_j) = F(\theta_i, \varphi_j)/F_0(\theta_i, \varphi_j)$. На рис. 5 показано распределение $F''(\theta_i, \varphi_j)$ для обрабатываемых событий. Область размещения сферы в этом случае чётко выделяется в $F''(\theta_i, \varphi_j)$ на фоне гладкой, практически плоской, формы распределения в остальных областях, где

некоторые неровности вызваны несовпадением выбранного при анализе материала с заложенным при генерации событий. По той же причине средний уровень гладкой части F''_{av} находится не на 1, а ниже. Если при вычислении $F''(\theta_i, \varphi_j)$ взять исходный материал, то в нашем идеальном эксперименте гладкая часть была бы просто плоскостью на уровне 1. В случае реального эксперимента с горой, не являющейся монолитом, гладкая часть не будет плоскостью даже в случае выбора “правильного” материала. Тем не менее, её положение на уровне вблизи 1 будет свидетельствовать об оптимальном выборе основного материала горы.

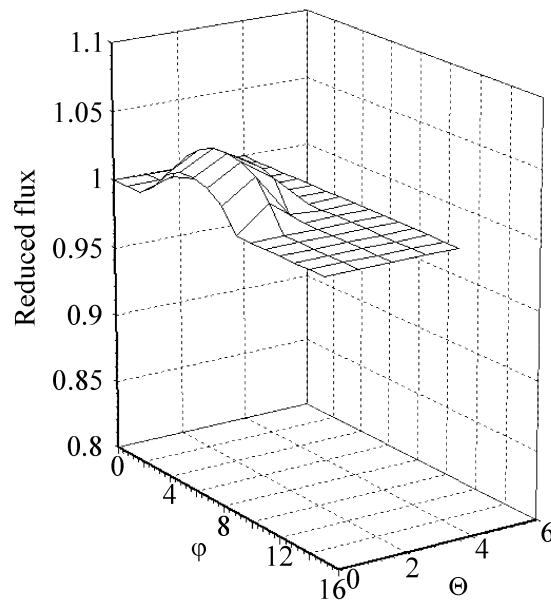


Рис. 6: Величина приведённого потока $F''(\theta, \varphi)$, зарегистрированного в точке расположения детектора как функция углов в случае сферы из лёгкого грунта. В качестве средней плотности взята плотность истинного материала горы.

В завершение этого раздела на рис. 6 приведено распределение $F''(\theta_i, \varphi_j)$ в случае такой же сферы, но из менее плотного материала ($\rho = 2.3 \text{ г/см}^3$). В качестве основного материала при расчёте взят, как и ранее скальный грунт ($\rho = 2.65 \text{ г/см}^3$). В этом случае максимальная относительная разность потоков $F''(\theta_i, \varphi_j)$ в гладкой части F''_{av} и сферы составляет около 5%. Возможность зарегистрировать такую разность потоков зависит от конструкции конкретного детектора и его свойств. В случае использования приведенного потока $F'(\theta_i, \varphi_j)$ различить присутствие сферы в этом случае было бы невозможно. Отметим, что гладкая часть распределения в этом случае – плоскость на уровне 1.

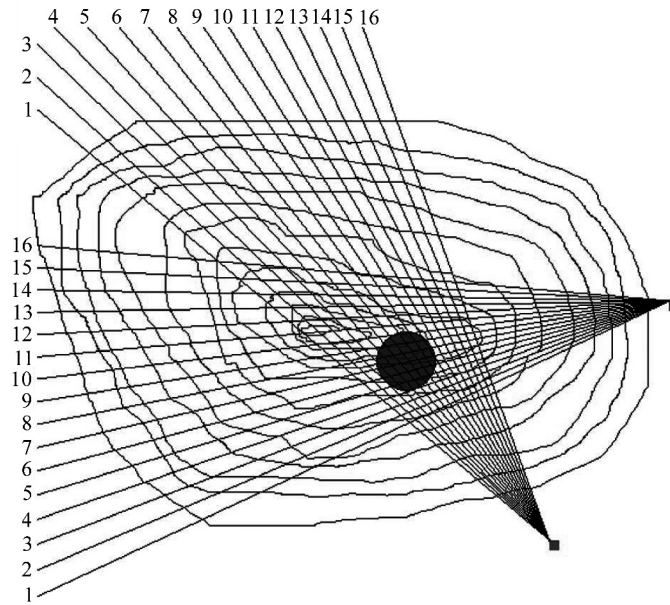


Рис. 7: Взаимное расположение детекторов в эксперименте с двумя детекторами по определению положения сферы в пространстве.

Рассмотренная выше постановка эксперимента дает проекцию распределения плотности материала горы на сферу. Однако более полной была бы информация о расположении элементов внутренней структуры в пространстве. Такая возможность появляется, если использовать два детектора [2, 6]. Рассмотрим для примера постановку эксперимента, изображённую на рис. 7. Два детектора облучаются мюонами, проходящими через гору с разных сторон. По каждому из них вычисляется приведённый поток $F_1''(\theta_i, \varphi_j)$ и $F_2''(\theta_k, \varphi_l)$, причём подбираются такие направления (θ_i, φ_j) и (θ_k, φ_l) , чтобы траектории соответствующих мюонов пересекались. Тогда характеристика $F'''(P(x, y, z))$ в объёме материала в точке пересечения $P(x, y, z)$ может быть определена по следующему правилу:

1. Если в области точки $P(x, y, z)$, где пересекаются траектории, хотя бы у одной из них величина $F_{1,2}''(\theta_i, \varphi_j)$ имеет значение, близкое к F_{av}'' , то оно принимается в качестве значения $F'''(P(x, y, z))$ в этой точке.

2. Если обе величины $F_1''(\theta_i, \varphi_j)$ и $F_2''(\theta_k, \varphi_l)$ значительно отличаются от F_{av}'' , то в качестве $F'''(P(x, y, z))$ берётся среднее от них.

На рис. 8 показана горизонтальная проекция результата описанной выше процедуры (результат приведён только в точках, значения в которых отличны от F_{av}''). Диаметры кружков на рисунке пропорциональны величине $F'''(P(x, y, z))$. Видно, что место распо-

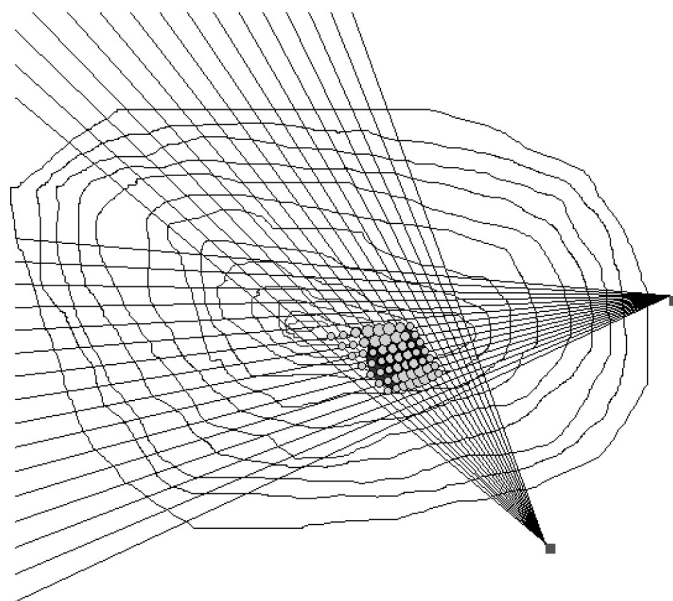


Рис. 8: Горизонтальная проекция результата обработки измерений двух детекторов. Размер кругов пропорционален величине “сигнала” от железной сферы.

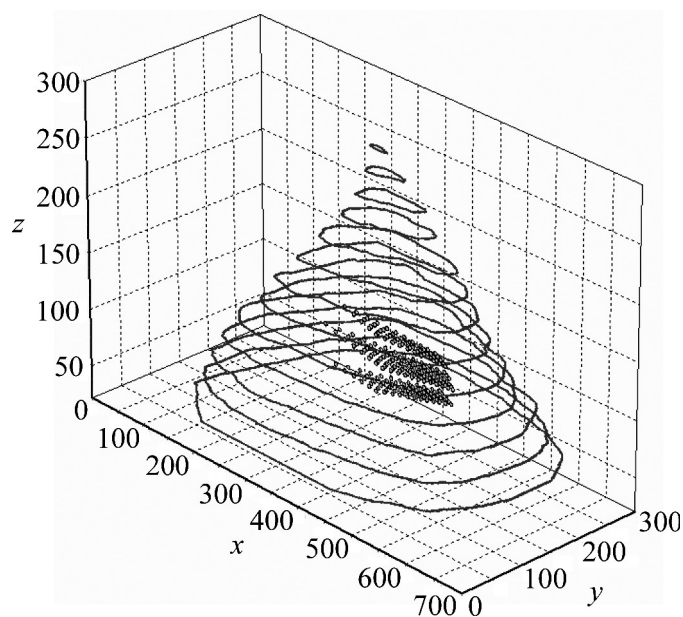


Рис. 9: Трёхмерное представление результата модельного эксперимента по определению железной сферы в пространстве.

ложения основной части сферы покрывается кружками достаточно большого диаметра. Кроме того имеется дополнительная фантомная область, выходящая за пределы сферы

и являющаяся её “тенью”. Диаметры кружков в этой области меньше, чем на сфере и постепенно уменьшаются к краям выделенной области и поэтому могут быть отделены при дополнительном анализе или с использованием третьего детектора. На рис. 9 представлено трёхмерное изображение результата такого анализа на фоне линий уровня, расположенных на соответствующей высоте.

Рассмотрим теперь ещё один важный вопрос. При прохождении через вещество частицы рассеиваются на его атомах, в результате чего изменяют свой импульс как по величине, так и по направлению. Поскольку основу мюонной радиографии составляет определение направлений, это может внести искажения в полученный результат. Для оценки влияния эффекта рассеяния в работе [3] уже были проведены некоторые результаты расчётов для железа, полученные с использованием программного пакета GEANT4 [7]. Здесь мы приведём более полные результаты для железа и скального грунта.

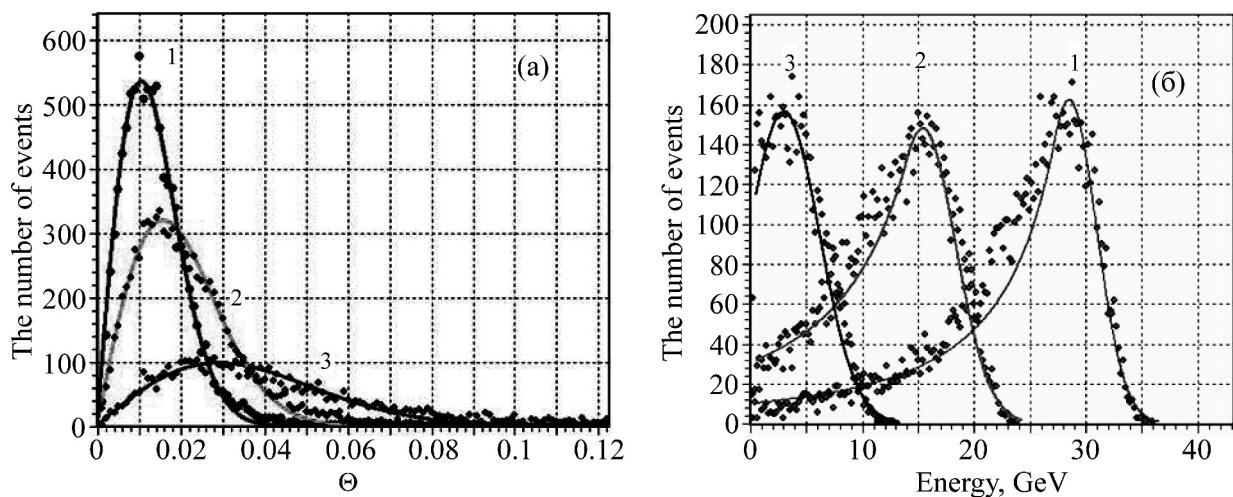


Рис. 10: Распределения при прохождении мюонов через скальный грунт расстояния 110 м (1), 130 м (2) и 150 м (3). (а) По углу θ (рад.) Аппроксимация функцией $F = A \cdot \theta \cdot \exp(-(\delta\theta)^2)$. (б) По энергии. Аппроксимация кривой Ландау. Начальная энергия мюонов 98 ГэВ.

На рис. 10 представлен результат моделирования событий прохождения мюонов с энергией $E = 98$ ГэВ через скальный грунт. Показаны распределения угла отклонения от первоначального направления θ (а) и энергии (б) на расстояниях от точки входа $L = 110$ м, 130 м и 150 м. Распределение по углу может быть аппроксимировано функцией $P = A \cdot \theta \cdot \exp(-(\delta\theta)^2)$, а распределение по энергии кривой Ландау, правая ветвь

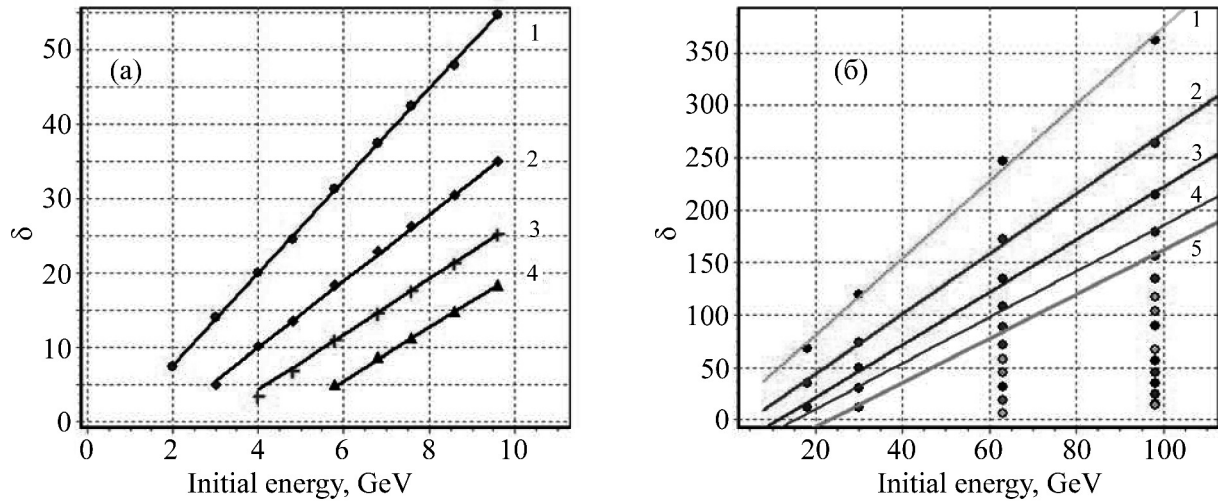


Рис. 11: Параметр δ в зависимости от начальной энергии и длины пути мюона в среде: (а) для железа $L = 1$ м (1), 2 м (2), 3 м (3) и 4 м (4); (б) для скального грунта: прямые линии проведены для $L = 10$ м (1), 20 м (2), 30 м (3), 40 м (4) и 50 м (5).

которой приблизительно является функцией Гаусса, а левая спадает по гиперболическому закону. Моделирование было проведено в широком диапазоне энергий и длин L . Его результаты представлены на рис. 11, где приведена зависимость параметра δ от энергии и величины L для железа (а) и скального грунта (б). Видно, что при фиксированном значении L зависимость параметра δ от энергии хорошо аппроксимируется прямой линией.

Самое большое размытие по углу, как и ожидалось, имеют наиболее медленные мюоны, которые в наибольшей степени рассеиваются на последних метрах своего пути. Так, для мюонов с энергией меньше 1 ГэВ отклонение по углу составляет от 5 до 20 градусов при среднем отклонении около 10 градусов. Доля таких мюонов около 10% от общего количества.

Таким образом, если ограничиться мюонами с энергией $E > 1 - 1.5$ ГэВ, их рассеяние не будет сильно сказываться на разбросе их направлений в конце пути по сравнению с начальным.

В заключение отметим, что при взаимодействии мюонов достаточно большой энергии с ядрами существует также канал рождения адронов за счёт слабого взаимодействия. Однако его роль мала из-за малости сечения и в данной работе не рассматривается.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Н. К. М. Tanaka et al., Nucl. Instr. Methods A **507**, 657 (2003).
- [2] Н. И. Старков, Краткие сообщения по физике ФИАН, **41**(3), 39 (2014).
- [3] С. Г. Земскова, Н. И. Старков, Краткие сообщения по физике ФИАН, **42**(2), 11 (2015).
- [4] D. E. Groom, N. V. Mokhov, S. I. Struganov, Muon Stopping Power and Range Tables 10 MeV-100 TeV, Atomic Data and Nuclear Data Tables, **78**, 183 (2001).
- [5] J. Kremer, M. Boezio, M. L. Ambriola, et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 4241 (1999).
- [6] Н. К. М. Tanaka et al., Geophysical Research Letters, **36**, L17302 (2009).
- [7] J. Allison, K. Amako, J., V. Grichine, N. Starkov, et al., (GEANT4 collaboration), Nucl. Instrum. Meth. **A506**, 250 (2003).

Поступила в редакцию 5 февраля 2015 г.