

УДК 539.1; 539.1.06; 778.33

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕЧАНИЯ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ КОСМИЧЕСКИХ МЮОНОВ В РАДИОГРАФИИ

С. Г. Земскова^{1,2}, Н. И. Старков¹

В работе описан алгоритм оценки потоков мюонов после прохождения протяжённых объектов. На основе этого алгоритма получены распределения характеристик мюонов для железа и грунта различной толщины. Проведено сравнение полученных данных с результатами моделирования с помощью комплекса GEANT4. Проведена оценка минимальных размеров полости внутри грунта, при которых возможно её обнаружение методом мюонной радиографии.

Ключевые слова: элементарные частицы, радиография.

Применение космических мюонов для просвечивания объектов (мюонная радиография) основано на сравнении поглощения потока частиц разными частями изучаемого объекта. Создаваемая при этом “тень” несёт в себе информацию о его внутреннем строении. Высокая проникающая способность мюонов и их повсеместное присутствие позволяют просвечивать объекты самого разного происхождения. Недостатком этого метода следует считать немонахроматичность спектра и непостоянство потока во времени и пространстве. Так существуют временные вариации потока, зависящие от активности Солнца (сезонные, одиннадцатилетние, яркие вспышки и т.д.) и вносящие неопределённость в интерпретацию результатов. Они влияют на энергетический спектр космических мюонов с энергией до нескольких ГэВ. Другая неопределённость связана с зависимостью потока частиц от места наблюдения на земной поверхности и обусловлена магнитным полем Земли, по-разному отклоняющим мюоны на разных широтах. Наконец, величина потока зависит от высоты наблюдения и угла между направлением импульса мюона и вертикалью.

Существует целый ряд экспериментов по измерению потоков мюонов, произведённых при различных условиях (время, положение, углы наблюдения) и различными ме-

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

² Объединенный институт ядерных исследований (ОИЯИ), 141980 Россия, Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

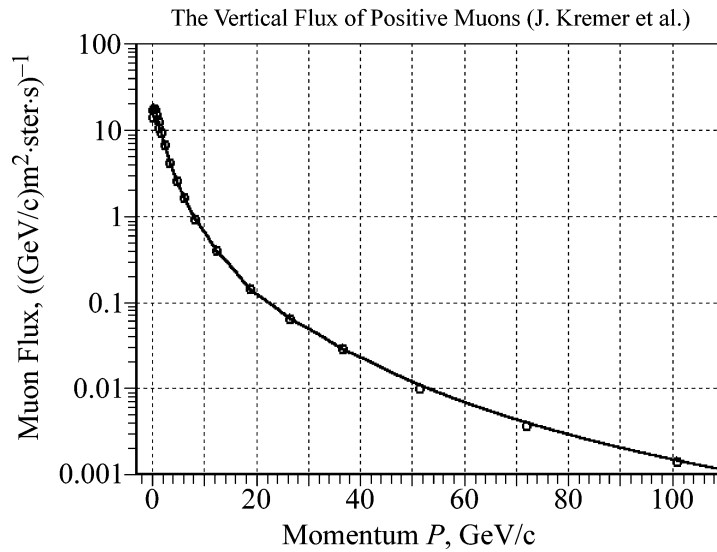


Рис. 1: Дифференциальный вертикальный поток $F(P)$ положительных мюонов. Точки – [1], кривая до 45 ГэВ/с – квадратичная интерполяция экспериментальных точек, после 45 ГэВ/с – аппроксимация функцией $F(P) \sim P^{-2.7}$.

тодами. В данной работе мы будем пользоваться результатами Кремера и других [1]. На рис. 1 точками показаны результаты измерения потока положительных мюонов из работы [1] в области вертикали, произведённые в 1994 году на широте 60 градусов северной широты на уровне моря. Наибольший измеренный импульс в этом эксперименте 100 ГэВ/с. Проинтегрированная по импульсу величина вертикального потока положительных мюонов из эксперимента [1] составляет $43 (\text{м}^2\cdot\text{стер}\cdot\text{сек})^{-1}$. Для двух зарядов $\sim 90 (\text{м}^2\cdot\text{стер}\cdot\text{сек})^{-1}$.

В реальности спектр мюонов простирается до десятков и сотен ТэВ/с. Мюоны с такими импульсами способны проникать на глубину до нескольких километров водного эквивалента. На этом основано использование мюонов для мониторинга вулканов путём просвечивания [2].

Спектр мюонов с импульсом более нескольких десятков ГэВ/с имеет степенную зависимость $F(P) \sim P^{-2.7}$, отражающую степенной ход спектра первичного космического излучения. При выполнении вычислений экспериментальный спектр [1] до 45 ГэВ/с сглаживался, а при большем импульсе заменялся функцией $P^{-2.7}$. Полученная кривая приведёна на рис. 1.

Зависимость потока мюонов от зенитного угла, в основном, зависит от пути, проходимого мюоном в атмосфере и приближённо может быть описана функцией $F(\Theta) \sim$

$\cos(\Theta)^2$. С учетом этой зависимости интеграл по углам Θ и Φ по верхней полусфере и по импульсу даёт поток $F \sim 180 \text{ (м}^2 \cdot \text{сек)}^{-1}$ для мюонов обоих знаков.

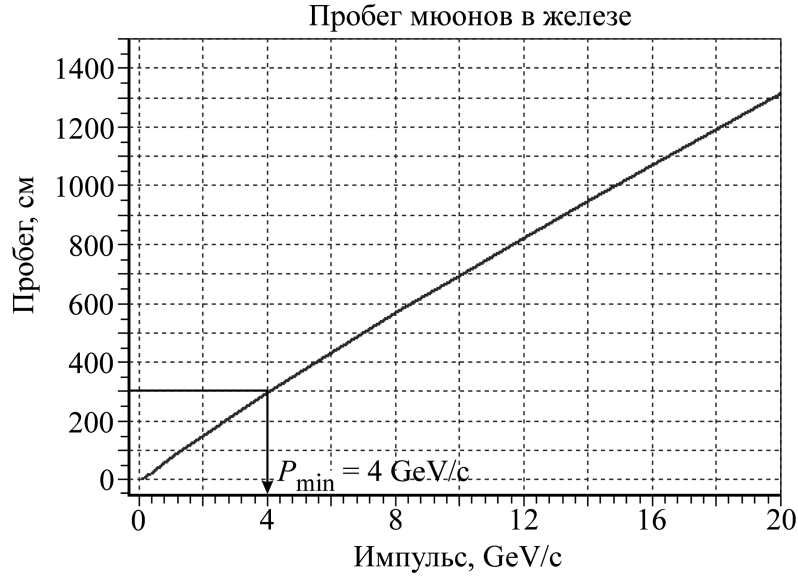


Рис. 2: Пробег мюонов в железе как функция импульса. Стрелкой показана связь между величиной пробега и минимальным импульсом P_{\min} .

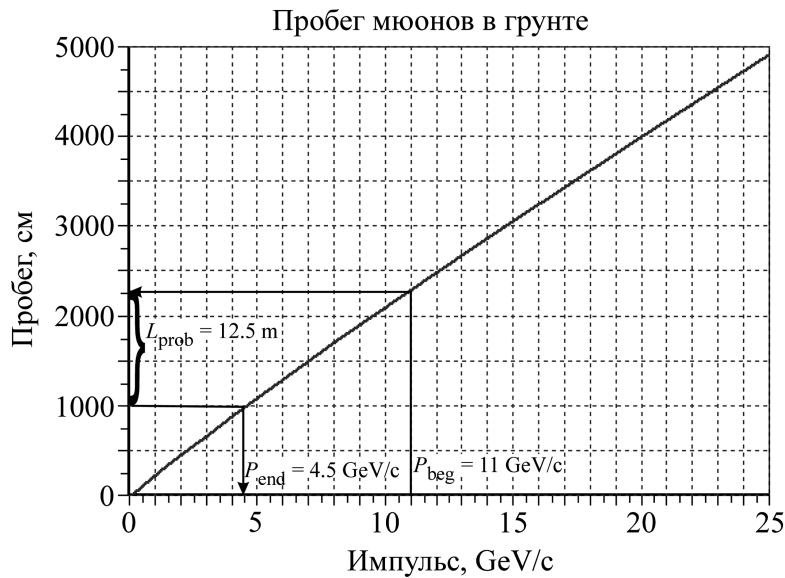


Рис. 3: Пробег мюонов в грунте как функция импульса. Стрелками показана связь между начальным $P_{\text{beg}} = 11 \text{ ГэВ/с}$ и конечным $P_{\text{end}} = 4.5 \text{ ГэВ/с}$ импульсами при толщине объекта $L_{\text{prob}} = 12.5 \text{ м}$.

Проходя через вещество, мюоны теряют свою энергию за счёт взаимодействия и часть из них останавливается. Вплоть до сотен ГэВ основные потери приходятся на ионизацию атомов. Они описываются формулой Бете–Блоха, дополненной рядом поправок [3]. При больших энергиях (> 100 ГэВ) становятся важными радиационные потери. Для проведения оценок в данной работе использовались таблицы из работы [4], в которой приведены потери энергии по разным каналам и величины пробега мюонов в диапазоне энергий от 10 МэВ до 100 ТэВ для широкого набора материалов. Для иллюстрации на рис. 2 и 3 показаны пробеги мюонов до остановки как функции импульса для железа и грунта ($\rho = 2.3$ г/см³), соответственно. Эти материалы будут использованы в данной статье для оценок.

При прохождении через объект размером L часть мюонов замедляется настолько, что останавливается в нём. Это означает существование минимального импульса P_{\min} , при котором все мюоны с импульсом, меньшим, чем P_{\min} , остановятся в объекте, а с большим – пройдут. Его величина зависит от материала объекта, его размера и напрямую связана с величиной пробега мюона в веществе до остановки L_{stop} для данного вещества. На рис. 2 графически показана связь размера объекта ($L = 3$ метра) с величиной P_{\min} . Полученное значение равно $P_{\min} = 4$ ГэВ/с.

Кривую пробега можно использовать и для получения импульса мюона на выходе из облучаемого объекта P_{end} , если начальный импульс равен $P_{\text{beg}} > P_{\min}$. Для этого необходимо из точки P_{beg} на оси абсцисс провести вертикаль до пересечения с кривой пробега (см. рис. 3), затем горизонталь до пересечения с осью ординат. Из этой точки на оси ординат надо отложить вниз величину L и провести горизонталь до пересечения с кривой пробега. Вертикаль, опущенная на ось абсцисс из этой точки, даст величину P_{end} . На рис. 3 показан пример для грунта толщиной 12.5 метров. При $P_{\text{beg}} = 11$ ГэВ/с получаем $P_{\text{end}} = 4$ ГэВ/с.

Данный алгоритм можно распространить и на объекты, имеющие слоистую структуру и состоящие из нескольких слоёв разного вещества. Для этого необходимо иметь кривые пробега для каждого материала и конечный импульс на выходе из одного слоя рассматривать как входной для следующего. Таким образом, весь расчёт сведётся к последовательному поиску корней гладкой функции.

Если предположить, что все частицы с одинаковым начальным импульсом одинаково проходят через объект, то количество этих частиц с импульсом P_{end} на выходе будет равно числу частиц с импульсом P_{beg} на входе. Повторив описанную выше процедуру несколько раз с разными P_{beg} , можно построить спектр частиц на выходе. Таким об-

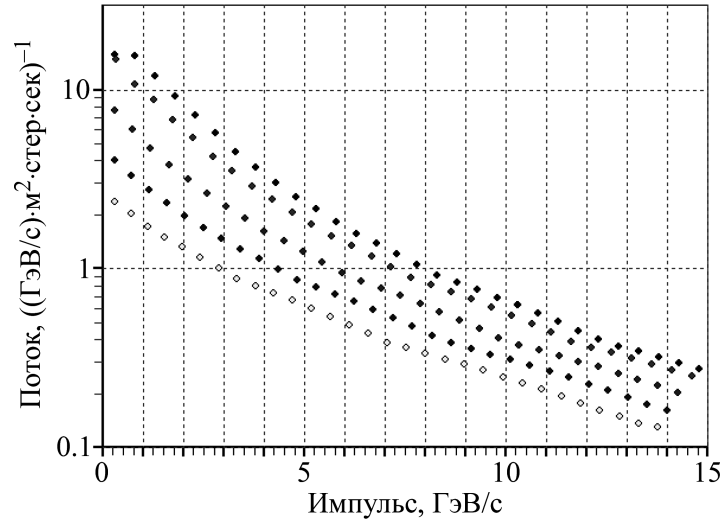


Рис. 4: Спектры положительных мюонов после прохождения через слои железа разной толщины. Толщина слоя $L = 0$ (исходный поток); 0.5; 1.5; 2.5 и 4.5 метра (сверху вниз).

разом, с помощью данного алгоритма можно преобразовать исходный спектр частиц в конечный после их прохождения через объект. Для примера на рис. 4 показана трансформация спектра Кремера [1] положительных мюонов после прохождения через 0.5, 1.5, 2.5, 4.5 метров железа.

Отметим здесь одну особенность полученных спектров. Начиная с нескольких десятков ГэВ, исходный спектр имеет степенную зависимость от энергии и его форма при прохождении через объект трансформируется незначительно. Поэтому кривые на рис. 4 выглядят так, как будто они просто сдвинуты по вертикали относительно друг друга. При этом максимум этих спектров приходится на $P = 0$.

Для практических целей полезно представить результат ослабления потока в виде величины остаточного потока, т.е. исходного спектра, проинтегрированного по импульсу от нижнего предела интегрирования, равного P_{\min} , до некоторого P_{\max} :

$$F_{\text{res}}(P_{\min}, s, t, \Omega) = \int_{P_{\min}}^{P_{\max}} F(P, s, t, \Omega) dP, \quad m^{-2} \cdot s^{-1} \cdot \text{ster}^{-1}.$$

На рис. 5 показан результат такого интегрирования спектра Кремера для вертикального потока положительных мюонов с $P_{\max} = 100$ ГэВ/с. По кривой, приведенной на рисунке, можно получить оценку величины потока вертикальных мюонов, прошедших через объект, если известна величина P_{\min} .

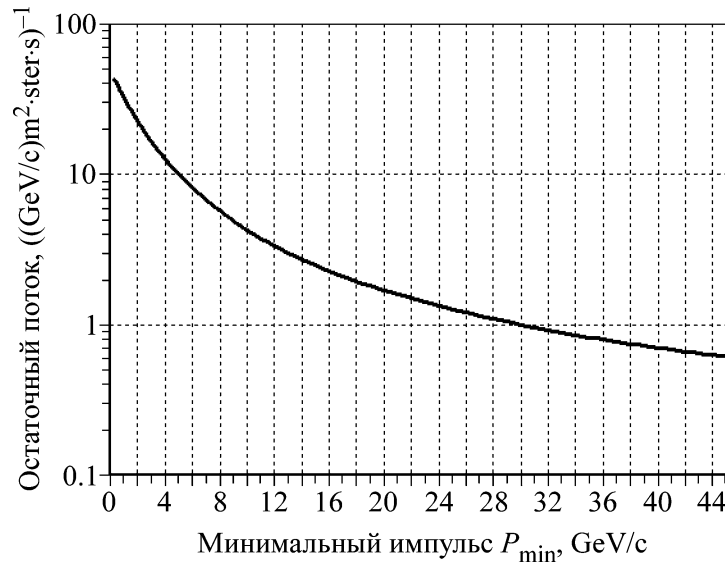


Рис. 5: Величина остаточного потока как функция минимального импульса P_{\min} .

Как уже отмечалось выше, в экспериментах с крупными объектами размером от нескольких метров и более спектр частиц на выходе будет иметь максимум вблизи нуля. Поскольку детекторы частиц имеют нижнюю границу регистрации по импульсу и не стопроцентную эффективность, наши оценки потоков на выходе имеют смысл верхнего предела. Поэтому реально зарегистрированные потоки будут меньше приведенных нами оценок. Насколько – зависит от характеристик приборов регистрации частиц и условий эксперимента.

Следует также отметить, что поскольку взаимодействие частицы с веществом носит вероятностный характер, приведенные выше расчёты относятся к наиболее вероятным величинам, и на самом деле в каждой точке графиков, приведенных на рис. 2–4, имеет место распределение по пробегу или потоку соответственно. Это важно, поскольку основой мюонной радиографии является сравнение потоков мюонов, приходящих по разным направлениям. Однако в результате кулоновского взаимодействия частиц с атомами вещества они перерассеиваются и меняют направление, в результате чего вносят дополнительную неопределённость в анализ.

Для более точного учёта этого обстоятельства необходимо производить розыгрыш прохождения частицы через объект с помощью соответствующих программ, типа GEANT4 [5], TRIM [6] или им подобных. Чтобы оценить влияние этого эффекта, были проведены детальные расчёты с использованием GEANT4 для нескольких материалов и энергий. Для примера на рис. 6(а) приведены распределения тангенса угла откло-

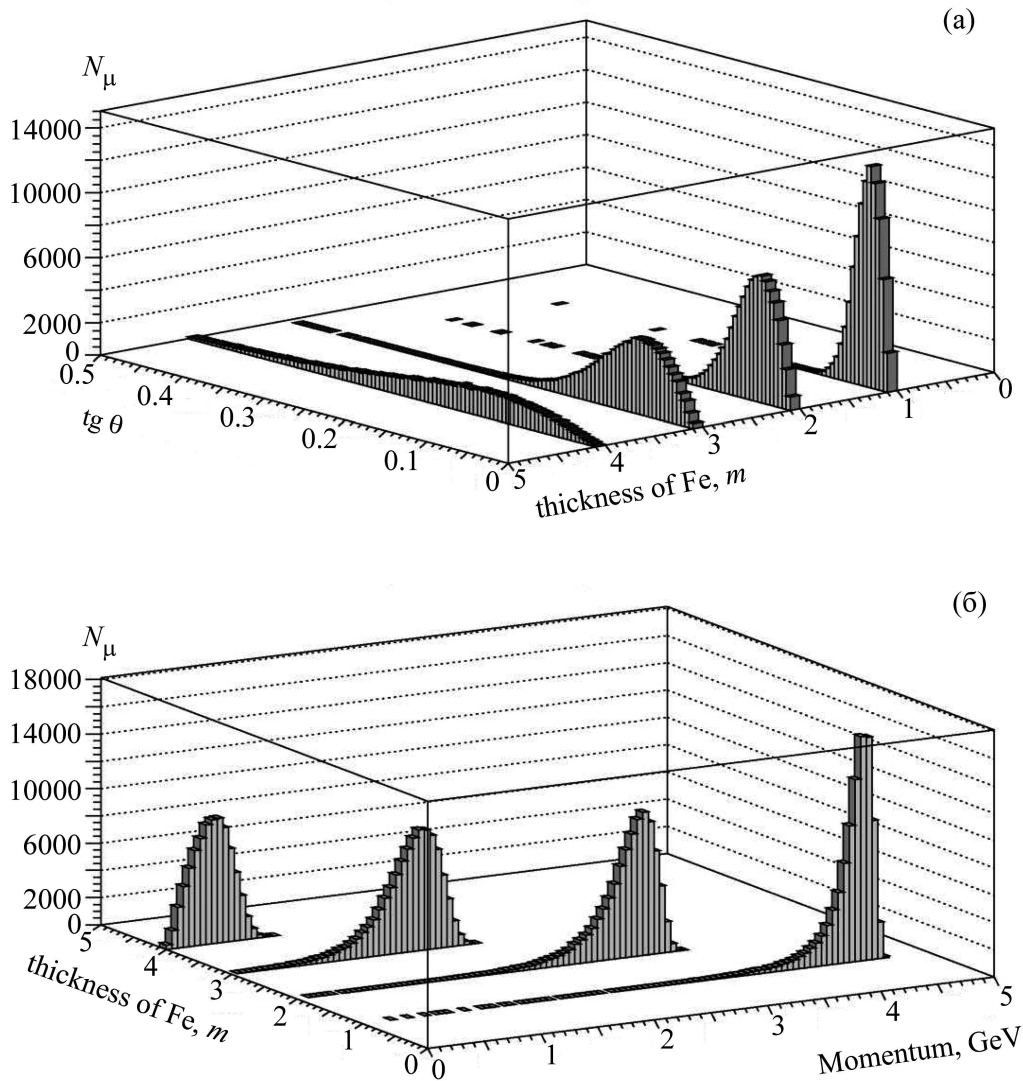


Рис. 6: Распределения мюонов после прохождения 1-го, 2-х, 3-х и 4-х метров железа; (а) тангенс угла отклонения от исходного направления, (б) величина импульса на выходе из вещества P_{end} . $P_{\text{beg}} = 5.8 \text{ GeV}/c$.

нения мюона от начального направления на разных расстояниях от точки входа при прохождении через железный объект. Начальный импульс мюона 5.8 ГэВ/с. На рис. 6(б) приведены соответствующие распределения мюонов по величине импульса на выходе. Из полученных распределений видно, что мюоны, прошедшие в железе 4 м и имеющие энергию меньше 1 ГэВ, имеют широкое распределение по углу и поэтому малоинформативны при восстановлении формы облучаемого объекта. Нижняя граница импульса, пригодного для радиографии в конкретном эксперименте, зависит от требуемой точно-

сти и размеров объекта. С другой стороны, наиболее вероятные величины импульсов на выходе совпадают с оценками, полученными приведенным на рис. 3 алгоритмом.

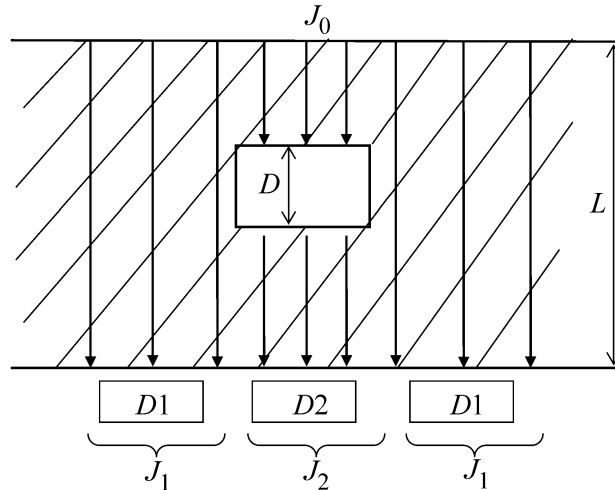


Рис. 7: Схема облучения мюонами объекта, состоящего из 3-х слоёв.

Т а б л и ц а 1

Минимальный регистрируемый размер полости в грунте $D(L, S)$

Расстояние L от поверхности до детектора, м	Чувствительность S , %			
	5	10	20	30
50	$D = 1$ м	$D = 2$ м	$D = 5$ м	$D = 8$ м
100	$D = 3$ м	$D = 5$ м	$D = 7$ м	$D = 14$ м

Описанный выше алгоритм можно использовать для моделирования прохождения потоков мюонов через сложные объекты с целью оценки ожидаемых выходов частиц, прошедших по разным направлениям. Приведём здесь некоторые оценки, иллюстрирующие возможности регистрации внутренних полостей в грунте методом мюонной радиографии. Рассмотрим слой грунта толщиной L , в котором имеется полость размером D . Этот слой облучается потоком космических мюонов J_0 и регистрируется внизу серией детекторов ($D1, D2$) (рис. 7). Величины потоков в детекторах, измеряющих потоки мюонов, не прошедших через полость (J_1) и прошедших через неё (J_2), будут различны, т.к. проходимый мюонами путь в грунте различается. Определим чувствительность детекторов S , как минимальную регистрируемую относительную разность $S = \{(J_2 - J_1)/J_1\}_{\min}$. Тогда при заданных величинах L и S будет существовать мини-

мальный размер полости D , сигнал от которой сможет уловить детектор. Для получения этой зависимости был использован приведённый выше алгоритм оценки величин остаточного потока и минимального импульса. При этом проводилось сравнение потоков мюонов, прошедших путь в грунте L (поток J_1) и $L-D$ (поток J_2). Величина D , при которой $(J_2 - J_1)/J_1 = S$, принималась за минимальный размер полости, различимой детекторами. В табл. 1 приведены некоторые результаты, иллюстрирующие зависимость $D(L, S)$. Как и ранее, этот результат следует рассматривать как нижнюю оценку величины D . Реальные границы будут зависеть от условий проведения эксперимента.

Подобным же образом можно рассмотреть задачу с плотным телом внутри грунта. Эта задача отличается от предыдущей тем, что результат будет зависеть, в некоторой степени, от расположения тела внутри грунта. Мы не будем детально разбирать здесь этот случай ввиду недостатка места. Скажем только, что эта разница не велика. Так, например, в грунте толщиной 100 м разница измеренных потоков для железного объекта толщиной 10 м будет составлять около 5% в зависимости от его расположения вблизи поверхности или вблизи точки регистрации мюона.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] J. Kremer, M. Boezio, M. L. Ambriola, et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 4241 (1999).
- [2] H. K. M. Tanaka, T. Uchida, M. Tanaka, et al., J. Geophys. Res. Lett. **36**, L17302 (2009); A. Portal, P. Labazuy, J.-F. Lenat, et al., Instrum. Method. Data Syst. **2**, 47 (2013).
- [3] B. Rossi, *High Energy Particles* (Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, NJ, 1952).
- [4] D. E. Groom, N. V. Mokhov, S. I. Struganov, Atomic Data and Nuclear Data Tables, **78**, 183 (2001).
- [5] J. Allison, K. Amako, J., V. Grichine, N. Starkov, et al., Nucl. Instrum. Meth. A **506**, 250 (2003).
- [6] J. F. Ziegler, J. P. Biersack and M. D. Ziegler, The Stopping and Range of Ions in Solids, by, available from www.SRIM.org (2008).

Поступила в редакцию 29 сентября 2014 г.