

УДК 550.8.012

ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ГЕОЛОГИЧЕСКИХ СТРУКТУР МЕТОДОМ МЮОННОЙ РАДИОГРАФИИ НА ОСНОВЕ ЭМУЛЬСИОННЫХ ТРЕКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Л. Г. Деденко^{1,2}, А. К. Манагадзе¹, Т. М. Роганова¹, А. В. Багуля³,
М. С. Владимиров³, С. Г. Земскова³, Н. С. Коновалова³, Н. Г. Полухина³,
Н. И. Старков³, М. М. Чернявский³, В. М. Грачев⁴

Впервые в России сотрудниками ФИАН и НИИЯФ МГУ проводятся тестовые эксперименты по исследованию внутренней структуры крупных природных и промышленных объектов методом мюонной радиографии с помощью эмульсионной методики. Методика, использованная авторами, основана на большой проникающей способности космических мюонов и предполагает регистрацию ослабления их потока, прошедшего через изучаемый объект, с помощью ядерных фотоэмульсий с уникально высоким пространственным разрешением. Представлены результаты первого тестового эксперимента, подтвердившего перспективность метода при использовании эмульсионных трековых детекторов и их последующей высокотехнологичной автоматизированной обработки.

Ключевые слова: космические лучи, мюонная радиография, ядерные эмульсии.

Введение. Мюоны высоких энергий в атмосфере Земли. Первичное космическое излучение изотропно и состоит из потоков протонов и ядер различных элементов. По-

¹ НИИ ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, Россия, 119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, дом 1, строение 2.

² Физический факультет Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, Россия, 119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, дом 1, строение 2.

³ ФИАН, Россия, 119991, Ленинский проспект, 53; e-mail: polukhina@sci.lebedev.ru; mmchernyav@yahoo.com.

⁴ Национальный исследовательский ядерный университет, "МИФИ", Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31.

ложительно и отрицательно заряженные мюоны возникают в результате распада заряженных π - и K -мезонов, которые образуются в верхних слоях атмосферы при взаимодействии частиц первичного космического излучения и вторичных частиц с ядрами атомов атмосферы Земли. Возможно прямое рождение пар мюонов.

Мюоны – это лептоны второго поколения [1]. Масса мюона (энергия покоя равна 105.66 МэВ) примерно в 200 раз превосходит массу электрона. Именно это обстоятельство позволяет мюонам проходить большие толщи вещества, так как сечения основных процессов уменьшаются пропорционально квадрату массы, т.е. сечение взаимодействия мюонов с веществом примерно в $4 \cdot 10^4$ раз меньше, чем сечение взаимодействия электрона. Мюон – нестабильная частица, собственное время жизни мюона составляет $\tau = 2.197$ мкс [1]. Поэтому среднее расстояние, которое мюон пролетает в вакууме до распада, равно $l_a = c \cdot \tau \cdot \beta \cdot \gamma$, где c – скорость света, $\beta = v/c$, v – скорость мюона и γ – лоренцевский фактор. Так как произведение $c \cdot \tau = 660$ м, то ясно, что релятивистские мюоны ($\beta \approx 1$, $\gamma \gg 1$) могут пролетать до распада большие расстояния (до нескольких километров). В среде пробег мюона определяется его потерями энергии, среди которых основную роль играют ионизационные потери, если энергия мюона E меньше критической E_k (см. ниже), и радиационные, если E превышает E_k . Ионизационные потери энергии мюонов определяются формулой Бете–Блоха [1]. В области энергий 0.1–10 ГэВ эти потери составляют примерно 1.5–2 МэВ на 1 г/см^2 и возрастают до нескольких МэВ при энергиях порядка 100 ГэВ. При более высоких энергиях начинают играть роль радиационные потери. Радиационные потери энергии реализуются в процессах рождения пар электронов и позитронов, тормозного излучения, неупругого фотоядерного взаимодействия. Поскольку пробеги до взаимодействий для этих процессов велики, то роль флуктуаций становится определяющей. Это приводит к большим разбросам пробегов мюонов в веществе. Для различных приближений важным является понятие средних потерь [1]:

$$dE/dx = a(E) + b(E) \cdot E,$$

где коэффициент $a(E)$ определяет ионизационные потери энергии, а коэффициент $b(E)$ – радиационные, которые быстро возрастают с энергией E . Коэффициент $b(E)$ – это сумма аналогичных коэффициентов для всех радиационных процессов.

Важным является понятие критической энергии E_k мюонов. Она определяется величиной энергии, при которой потери в радиационных процессах сравниваются по величине с ионизационными потерями. Для элементов с зарядом Z (твердых веществ)

эта энергия определяется формулой [1]:

$$E_k = 6590/(Z + 2.17)^{0.885}. \quad (1)$$

Из формулы (1) видно, что для элементов земной коры ($Z \sim 10$) $E_k \approx 722$ ГэВ, а для железа ($Z = 26$) $E_k \approx 300$ ГэВ. В грунте пробег мюонов с энергией, меньшей критической, составляет примерно 1–1.5 км. Таким образом, в случае, если предметом наблюдения являются мюоны с энергиями, не превосходящими 100–300 ГэВ, то принимаются во внимание только ионизационные потери энергии этих мюонов, причем в первом приближении можно использовать приближение средних потерь.

Для целей мюонной радиографии используются энергетические спектры атмосферных мюонов. Дифференциальный энергетический спектр мюонов $(dN_\mu/(dE_\mu d\Omega)) \cdot dE_\mu \times \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\varphi$ зависит как от энергии E , так и от зенитного угла θ его траектории. Интегральная интенсивность мюонов с траекторией, близкой к вертикали, и с импульсом выше 1 ГэВ/с для времени экспозиции t и площадки dS выражается соотношением:

$$I(E_\mu > 1\text{GeV}) \approx \int (dN_\mu/(dE_\mu d\Omega)) dE_\mu \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\Omega \cdot dS \cdot t,$$

и на уровне моря примерно равна $I \approx 70$ ($\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср}$) $^{-1}$, что соответствует ~ 1 мюону в 1 минуту на горизонтальную площадку размером в 1 см^2 .

На уровне моря мюоны образуют основную компоненту космического излучения и составляют около 80% всех наблюдаемых частиц [1]. Результаты расчетов средних спектров мюонов приведены во многих работах [2–6]. Для более аккуратных вычислений необходимо применить метод Монте-Карло для учета реальных флуктуаций в потерях энергии [7–12]. В частности, можно использовать пакет GEANT4, предоставляющий возможность проведения точного моделирования с учетом сложной геометрии и состава материала [13, 14].

При энергиях мюонов выше значений $(100/\cos \theta)$ ГэВ, представляющих особый интерес для метода мюонной радиографии, дифференциальный энергетический спектр атмосферных мюонов хорошо описывается следующей аппроксимацией [Particle Data Group, 2012]:

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu d\Omega} \approx 0.14 E_\mu^{-2.7} \times \left\{ \frac{1}{1 + \frac{1.1 E_\mu \cos \theta}{115 \text{ GeV}}} + \frac{0.054}{1 + \frac{1.1 E_\mu \cos \theta}{850 \text{ GeV}}} \right\}, \quad (2)$$

где E_μ – энергия мюонов в ГэВ, θ – зенитный угол. Выражение (2) имеет размерность $(\text{с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{ГэВ})^{-1}$. Формула (2) приведена для оценки потоков мюонов на больших тол-

цах вещества, что в общем случае может быть необходимо при проведении исследований с использованием мюонной радиографии. В настоящее время имеется большое количество измерений энергетических спектров атмосферных мюонов, проведенных для различных зенитных углов с использованием разных методик. Результаты некоторых основных современных измерений энергетических спектров атмосферных мюонов, проходящих на поверхность Земли под разными зенитными углами, приведены в работах [15–26].

Метод мюонной радиографии. Высокоэнергичные мюоны, достигшие уровня моря, могут проникать в грунт на глубину до 10 км. Эти особенности распространения атмосферных мюонов позволяют использовать их в методе мюонной радиографии для исследования структуры природных и искусственных объектов километрового масштаба. Анализ интенсивности и углового распределения мюонов после прохождения через объект, находящийся выше уровня детектора, дает возможность сделать заключение о плотности вещества этого объекта, а также о наличии неоднородностей в его толще.

Сравнивая плотность свободно падающего из атмосферы потока мюонов Φ_0 с плотностью мюонного потока Φ после прохождения через объект, можно определить непрозрачность ς этого объекта, представляющего собой некоторую плотную структуру геологического или иного происхождения. Окончательное количество зарегистрированных мюонов является функцией мюонного потока, пересекающего мишень, времени экспозиции, чувствительности детектора и эффективности методов обработки, что может быть оценено на основе модельных расчетов с учетом условий эксперимента.

Поскольку размеры детектора значительно меньше размеров изучаемого объекта, траектория каждого мюона определяется значениями азимутального и зенитного углов относительно оси, перпендикулярной плоскости детектора (θ, φ) . Число мюонов, прошедших сквозь объект под углами (θ, φ) и зарегистрированных детектором, зависит от его плотности ρ , состава и пути, пройденного в веществе. Моделирование прохождения потока мюонов сквозь объект и сравнение с экспериментальными данными позволяют реконструировать особенности внутренней структуры объекта. Время, необходимое для проведения измерений, обратно пропорционально площади используемого детектора.

Исследования методом мюонной радиографии осуществляются в рамках наук о Земле и земной поверхности (геология, геофизика) [27–29], а также в археологии [30], при контроле состояния крупных промышленных объектов [31] и оборота ядерных материалов [32].

Преимущества эмульсионных трековых детекторов. В настоящее время при поста-

новке экспериментов методом мюонной радиографии используются как электронные [29, 33, 34], так и эмульсионные трековые детекторы. Принцип мюонной радиографии с использованием трековых детекторов заключается в измерении углового распределения потока атмосферных мюонов в детекторе после прохождения через исследуемый объект, и соответственного поглощения части исходного потока.

Эмульсионные детекторы обладают рядом неоспоримых преимуществ, к которым относятся, в частности, уникальное пространственное (< 1 мкм) и угловое (~ 1 мрад) разрешения, большая информационная емкость, небольшие размеры (~ 1 м² и менее), удобство транспортировки и простота эксплуатации в сложных условиях (например, в районе вулканов). Важнейшими преимуществами ядерных эмульсий являются также их независимость от источников энергоснабжения и отсутствие необходимости электронной считывающей системы в процессе экспозиции.

Эксперименты, проводимые методом мюонной радиографии с помощью эмульсионной методики, получили широкое распространение за рубежом в основном благодаря развитию автоматизированных методов обработки эмульсионных данных. В России эксперименты такого рода до последнего времени не проводились из-за отсутствия надежного производителя ядерных эмульсий. Однако, в последние годы производство ядерных эмульсий с характеристиками, необходимыми для регистрации релятивистских частиц, было налажено на ОАО «Славич» в Переславле-Залесском, что стимулировало ФИАН и НИИЯФ МГУ провести первые тестовые эксперименты по изучению метода. Исследования проводились с целью сравнения потоков мюонов при разных условиях их распространения и изучения возможности регистрации массивного объекта при помощи эмульсионных трековых детекторов.

Первый эмульсионный эксперимент по мюонной радиографии в России. Первые в России тестовые испытания эмульсионных трековых детекторов для мюонной радиографии были проведены в период с 16 июля по 3 сентября 2012 года в Московском государственном университете. Детекторы были изготовлены в Физическом институте им. П. Н. Лебедева РАН на основе эмульсионных пластинок производства японской компании Fuji Photo Film, применяемых в международном эксперименте OPERA [35], и представляли собой плотно упакованные стопки эмульсии, закрепленные в жестких каркасах из алюминиевых пластин толщиной 5 мм и стянутых винтами для плотного прилегания слоев. Двусторонние эмульсионные пластины на синтетической подложке были помещены в светонепроницаемые пакеты, по две в каждом пакет. Размер эмульсионных пластин составлял 10×12 см².

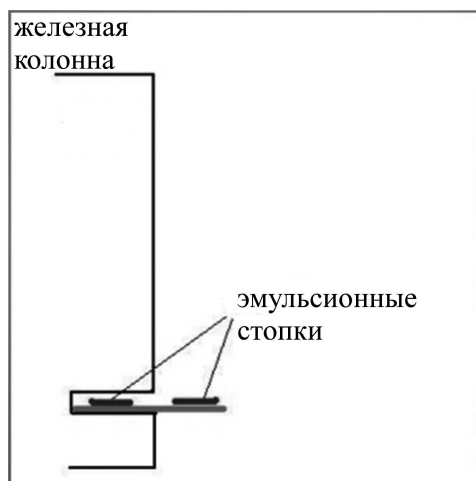


Рис. 1: Схема тестового эксперимента по исследованию образцов детекторов мюонной радиографии.

Исследуемым объектом была стальная колонна (ядро магнита циклотрона НИИЯФ МГУ). Колонна играла роль массивного поглотителя атмосферных мюонов и создавала “тень” в потоке этих мюонов. Влияние этого поглотителя, предварительно проанализированное с помощью модельных расчетов, предполагалось обнаружить в тестовом эксперименте. Для установки эмульсионных стопок была подготовлена жесткая металлическая пластина-держатель, которая размещалась в теле колонны (рис. 1).

Эмульсия экспонировалась в течение 49 суток при неработающем ускорителе. По окончании экспозиции конструкция была разобрана, и облученные эмульсии проявлены и обработаны.

Модельные расчеты. При подготовке эксперимента был разработан алгоритм и проведены модельные расчеты для детекторов, находящихся в теле стальной колонны и вне ее. Моделирование эксперимента было выполнено с использованием программного пакета GEANT4. При этом использовались четыре основных механизма потери энергии мюона при прохождении слоя железа: ионизация (включая образование δ -электронов), образование электрон-позитронных пар, тормозное излучение и неупругое взаимодействие мюонов с ядрами.

Расчеты, проведенные с помощью пакета GEANT4 для слоев железа различной толщины, позволили определить пороговые значения для энергий мюонов, проходящих через эти слои. По экспериментальным значениям энергетических спектров мюонов и пороговым значениям энергии мюонов, прошедших через колонну-поглотитель, определялись значения ожидаемых интенсивностей мюонов в телесных углах, обозначенных

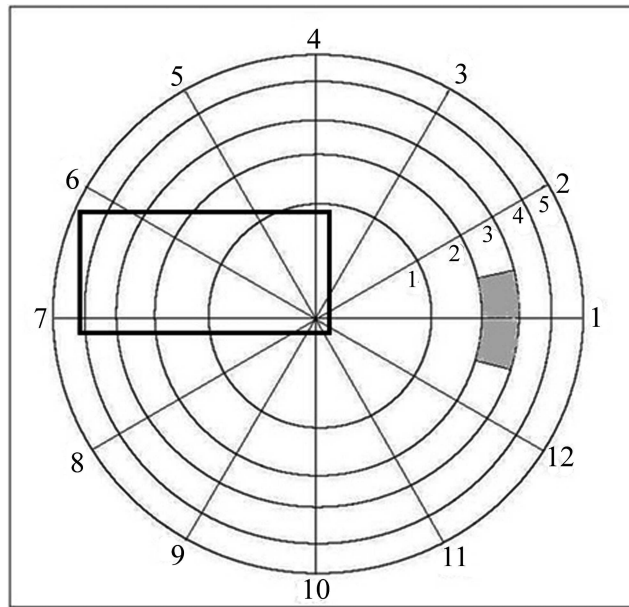


Рис. 2: Схема разбиения полусферы на 60 пространственных сегментов (5 шагов по зенитному углу θ и 12 шагов по азимутальному углу φ). На рисунке для примера закрашен угол $\Delta\Omega_{jk} = \Delta\Omega_{31}$ ($j = 3, k = 1$). Прямоугольник – вид сверху на стальную колонну, в теле которой (в точке центра круга) экспонировались эмульсионные стопки.

на рис. 2. Моделирование проводилось в пределах зенитного угла $\theta_0 = 30^\circ$, соответствующего диапазону реконструированных в эмульсии треков. Разделив этот угол на $m = 5$ равных частей, получим следующие значения косинусов $\cos\theta_j$ граничных углов: $\cos\theta_1 = 0.9732$; $\cos\theta_2 = 0.9464$; $\cos\theta_3 = 0.9196$; $\cos\theta_4 = 0.8928$; $\cos\theta_5 = 0.8660$. Азимутальный угол $\varphi_k = (k - 1) \cdot 30^\circ$, ($k = 1, \dots, 12$). Таким образом, полусфера $\Delta\Omega_0$ разбивается на $m \cdot n = 60$ равных частей. Вид сверху на элементарные телесные углы $\Delta\Omega_{jk}$ (сектора на верхней плоскости колонны) показан на рис. 2.

Для значения интенсивности мюонов с энергиями выше 0.3 ГэВ на уровне земли использовались данные из [1] $I_0 = 7 \cdot 10^{-3}$ мюон/(см²·с·ср). Отсюда было получено, что за время экспозиции $4.2 \cdot 10^5$ сек в пределах зенитного угла $\theta_0 = 30^\circ$ суммарный поток мюонов составляет $\Phi_{exp} = 2.5 \cdot 10^3$ мюон/см². Для описанного выше элемента телесного угла этот поток равен $\Phi_{elem} = \Phi_{exp}/60 = 42$ мюон/см³.

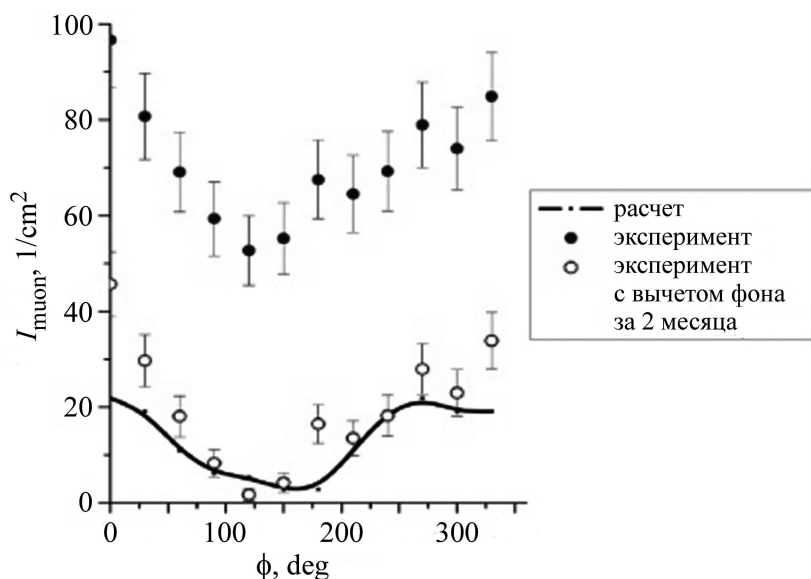


Рис. 3: Сравнение угловых распределений потоков мюонов при разных азимутальных углах φ и фиксированном диапазоне зенитных углов $\theta = 21.6^\circ$ в проведенном модельном расчете тестового эксперимента и в самом эксперименте.

Т а б л и ц а 1

Значения интегральной интенсивности I_{jk} (мюон/см²) в телесном угле $\Delta\Omega_{jk}$ ($j = 1, \dots, 5, k = 1, \dots, 12$) за время экспозиции 49 суток без оценки фона

	$j = 1$	$j = 2$	$j = 3$	$j = 4$	$j = 5$
$k = 1$	10.5	19.44	21.88	25.00	26.25
$k = 2$	9.13	17.00	19.10	21.88	22.83
$k = 3$	5.25	9.72	10.94	12.65	13.12
$k = 4$	3.00	5.53	6.21	7.14	7.39
$k = 5$	3.00	4.79	5.30	6.18	6.40
$k = 6$	3.00	2.84	2.78	3.57	3.70
$k = 7$	3.00	2.84	2.78	2.69	2.86
$k = 8$	5.25	9.72	10.94	12.65	13.12
$k = 9$	9.13	17.00	19.10	21.88	22.83
$k = 10$	10.50	19.44	21.88	25.00	26.25
$k = 11$	9.13	17.00	19.10	21.88	22.83
$k = 12$	9.13	17.00	19.10	21.88	22.83

Значения интенсивностей мюонов в различных телесных углах за время экспозиции детекторов, в случае отсутствия фоновых событий, представлены в табл. 1. В соответствии с выбором элемента телесного угла для сравнения расчетных и экспериментальных данных следует здесь использовать результаты эксперимента в пределах сегмента с раствором 15° по углу φ вокруг каждого среднего значения азимута (например, закрашенный сегмент на рис. 2).

Т а б л и ц а 2

Оценки значений интегральной интенсивности фона I_{phon} (мюон/см²) в телесных углах $\Delta\Omega_{jk}$ за время Δt (до и после экспозиции)

Δt , сутки	0.5	10	49	100
I_{phon} (мюон/см ²)	0.4	8	42	90

Дополнительно была проведена оценка влияния фоновых событий, которые могут быть зарегистрированы за интервалы времени Δt , соответствующие реальному времени подготовительных работ с эмульсией до экспозиции и после экспозиции до проявления (табл. 2). Эти оценки показали, что при величине интервала $\Delta t > 0.5$ суток влияние фона весьма существенно, а значит время подготовки эксперимента не должно превышать этого значения.

Обработка полученных данных и результаты эксперимента. Обработка ядерных эмульсий, облученных в эксперименте по методу мюонной радиографии, требует специального измерительного оборудования и высококвалифицированных кадров. Решение этих задач обеспечивают имеющиеся в распоряжении ФИАН и НИИЯФ МГУ комплексы современной измерительной сканирующей аппаратуры, оснащенные оптическими столами с высокой точностью перемещения и приборами с зарядовой связью для регистрации и оцифровывания оптических изображений, а также квалифицированные сотрудники, имеющие многолетний опыт работы с этими устройствами. Автоматизированные измерительные комплексы ПАВИКОМ (ФИАН) [36, 37] и ВИСКАН-500 (НИИЯФ МГУ), аналогичные европейским автоматическим сканирующим комплексам [38], разработаны с учетом необходимых требований и могут осуществлять высокоскоростное сканирование и обработку в режиме реального времени зарегистрированных в эмульсии треков.

Обработка эмульсий, облученных в описанном эксперименте, производилась на измерительном комплексе НИИЯФ МГУ ВИСКАН-500. Сканирование каждой эмульсионной пластины выполнялось в ее центральной прямоугольной части, площадь которой

составляла порядка 24 см^2 . В ходе сканирования выявлялись микротреки, т. е. треки в каждом эмульсионном слое, и определялись их углы.

Результатом сканирования каждой эмульсионной пластины являлся массив данных, содержащий параметры идентифицированных треков частиц. Треки были дифференцированы по зенитному и азимутальному углам падения и в ходе обработки их распределений подверглись процедурам вычитания “шумового” фона на основе идентификации ложных треков в процессе автоматического анализа и разбиения потоков регистрируемых мюонов по телесным углам прихода частиц на эмульсионный детектор.

Пример результатов сравнения экспериментальных данных, полученных для двух отсканированных пластин, которые экспонировались в теле колонны-поглотителя, с результатами модельных расчетов показан на рис. 3. Эти данные наглядно демонстрируют изменения потоков мюонов в зависимости от угла φ , т. е. в зависимости от пути в теле стальной колонны.

Анализ результатов показывает, что пространственное распределение потоков мюонов, измеренное в тестовом эксперименте, и расчетный прогноз его неоднородностей, связанных с геометрией колонны-поглотителя, в целом дают хорошее согласие. Эти первые в России результаты свидетельствуют о возможности применения метода мюонной радиографии с использованием разработанных эмульсионных детекторов к исследованиям массивных объектов.

Заключение. В работе показана применимость метода мюонной радиографии с использованием эмульсионной методики для исследования массивных объектов. Это новый эффективный и одновременно экономичный и экологически безопасный метод исследований, находит свое применение во многих прикладных исследованиях в области геофизики и геологии. Исследования методом мюонной радиографии, осуществляемые в рамках наук о Земле и земной поверхности, мотивируются необходимостью характеризовать геологические нагрузки в подземных структурах и осуществлять разведку полезных ископаемых. Еще одним приложением метода является мониторинг таких природных явлений, как извержение вулканов, имеющих огромное научное и социальное значение [12]. Развитие метода мюонной радиографии в России осуществляется на основе ядерных эмульсий с использованием новейших методов их сканирования.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] J. Berlinger et al., (PDG) Phys. Rev. D**86**, 010001 (2012) (<http://pdg.lbl.gov>).

- [2] Г. Т. Зацепин, В. А. Кузьмин, *ЖЭТФ* **39**, 1677 (1960).
- [3] Л. В. Волкова, Г. Т. Зацепин, Л. А. Кузьмичев, *Ядерная физика* **29**, 1252 (1979).
- [4] А. В. Буткевич, Л. Г. Деденко, И. М. Железных, *Ядерная физика* **50**(1), 90 (1989).
- [5] E. V. Bugaev, V. A. Naumov, S. I. Sinegovsky, et al., *Nuovo Cimento C***2**, 41 (1989).
- [6] A. A. Kochanov, T. S. Sinegovskaya, S. I. Sinegovsky, *Astroparticle Physics* **30**, 219 (2008).
- [7] Ю. Н. Вавилов, Л. Г. Деденко, *Ядерная физика* **56**(10), 184 (1993).
- [8] Ю. Н. Вавилов, Л. Г. Деденко, *Ядерная физика* **56**(12), 131 (1993).
- [9] V. A. Naumov, S. I. Sinegovsky, E. V. Bugaev, *Physics of Atomic Nuclei* **57**(3), 412 (1994).
- [10] E. V. Bugaev, A. Misaki, V. A. Naumov, et al., *Phys. Rev. D***58**, 054001 (1998).
- [11] I. A. Sokalski, E. V. Bugaev, S. I. Klimushin, *Phys. Rev. D***64**, 074015 (2001).
- [12] H. Tanaka, T. Nakano, S. Takahashi and K. Niwa, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **575**, 489 (2007).
- [13] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, et al., (The GEANT4 Collaboration), Geant4-a simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **506**(3), 250 (2003).
- [14] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, et al., (The GEANT4 Collaboration), Geant4 developments and applications. *Nuclear Science, IEEE Transactions* **54**(1), 270 (2006).
- [15] R. G. Kellogg, H. Kasha, R. C. Larsen, *Phys. Rev. D***17**(1), 98 (1978).
- [16] P. J. Green, N. M. Duller, C. E. Magnuson, et al., *Phys. Rev. D***20**(7), 1598 (1979).
- [17] M. A. Ivanova, L. A. Kuzmichev, K. V. Mandritskaya, et al., *Proc. of 16th ICRC* **10**, 35 (1979)
- [18] H. Jokisch, K. Carstensen, W. Dau, et al., *Phys. Rev. D***19**(5), 1368 (1979).
- [19] S. Matsuno, F. Kajino, Y. Kawashima, et al., *Phys. Rev. D* **29**(1), 1 (1984).
- [20] O. C. Allkofer, G. Bella, W. D. Dau, et al., *Nuclear Physics B***259**, 1 (1985).
- [21] M. Gettert, J. Unger, R. Trezeciak et al., *Proc. of 23rd ICRC* **4**, 394 (1993).
- [22] G. T. Zatsepin, N. P. Ilyina, N. N. Kalmykov, et al., *Bulletin of the Russian Academy of Sciences Physics* **58**, 2050 (1994).
- [23] M. Ambrosio, R. Antolini, G. Aurimma, et al., (MACRO Collaboration), *Phys. Rev. D*, **52**(7) 3793 (1995).
- [24] M. Aglietta, B. Alpat, E. D. Alyea, et al., (LVD collaboration), *Phys. Rev. D* **58**, 092005 (1998); hep-ex/9806001.

- [25] S. Tsuji, T. Katayama, K. Okei, et al., Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics **24**, 1805 (1998).
- [26] J. Kremer, M. Boezio, M. L. Ambriola, et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 4241 (1999).
- [27] H. Tanaka, H. Miyajima, T. Kusagaya, et al., Earth and Planetary Science Letters **306**, 156 (2011).
- [28] J. Marteau, D. Gibert, N. Lesparre, et al., Nucl. Instr. Meth. A **695**, 23 (2012).
- [29] L. Olah, G. G. Barnaföldi, G. Hamar, et al., Geosci. Instrum. Methods Data Syst. **1**, 229 (2012).
- [30] L. W. Alvarez, J. A. Anderson, F. E. Bedwei, et al., Science **167**, 832 (1970).
- [31] W. B. Gilboy, P. M. Jenneson, S. I. R. Simons, et al., Nucl. Instr. Meth. B **263**, 317 (2007).
- [32] C. L. Morris, C. C. Alexander, J. D. Bacon, et al., Science and Global Security **16**(1-2), 37 (2008).
- [33] C. Carloganu, V. Niess, S. Bene, et al., Geosci. Instrum. Methods Data Syst. **2**, 55 (2013).
- [34] К. М. Tanaka, Geosci. Instrum. Methods Data Syst. **2**, 79 (2013)
- [35] Н. Ю. Агафонова, А. Б. Александров, А. М. Анохина и др. Физика элементарных частиц и атомного ядра **44**(4), 1346 (2013).
- [36] Е. Л. Фейнберг, Н. Г. Полухина, К. А. Котельников, Физика элементарных частиц и атомного ядра **35**(3), 763 (2004).
- [37] А. Б. Александров, М. С. Владимиров, Н. Г. Полухина и др., Краткие сообщения по физике ФИАН **39**(9), 38 (2021).
- [38] L. Arrabito, E. Barbutob, C. Bozza, et al., Nucl. Instr. Meth. A **568**, 578 (2006).

Поступила в редакцию 24 июня 2014 г.