

НАБЛЮДЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРНОГО И БАРОМЕТРИЧЕСКОГО АТМОСФЕРНЫХ ЭФФЕКТОВ НА ПОТОК КОСМИЧЕСКИХ МЮОНОВ С ПОМОЩЬЮ ДЕТЕКТОРА DANSS

Э. И. Самигуллин * от имени коллаборации DANSS

Институт теоретической и экспериментальной физики им. А. И. Алиханова
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Москва

Детектор DANSS расположен на Калининской атомной электростанции под промышленным ядерным реактором, вещество которого создает экранирование около 50 м водного эквивалента в вертикальном направлении над детектором. Это означает, что DANSS занимает промежуточное положение между поверхностными и подземными детекторами с точки зрения космических лучей. Детектор может восстанавливать треки мюонов, проходящих через его чувствительный объем, благодаря мелкой пространственной сегментации. Детектор находится на подъемной платформе, и данные набираются в трех позициях от центра активной зоны реактора: 10,9, 11,9 и 12,9 м. Значения параметра $\langle E_{\text{thr}} \cos \theta \rangle$ (усредненного по зенитному углу произведения пороговой энергии мюонов и косинуса зенитного угла), характеризующего количество вещества над детектором, были определены для верхнего, среднего и нижнего положений детектора. Мюонные данные набирались в продолжение более 2 лет. Получены предварительные значения температурного и барометрического корреляционных коэффициентов α и β для каждого положения детектора.

The DANSS detector is located at the Kalinin Nuclear Power Plant under a commercial reactor core, which provides an overburden about 50 m w.e. in vertical direction. So in terms of the cosmic rays it occupies an intermediate position between surface and underground detectors. The detector can reconstruct muon tracks passing through the sensitive volume due to its fine spatial segmentation. The detector is placed on a lifting platform and the data is taken in three positions — 10.9, 11.9 and 12.9 m from the reactor core center. The overburden parameter $\langle E_{\text{thr}} \cos \theta \rangle$, the averaged multiple of the zenith angle cosine and of the corresponding threshold energy, is evaluated for up, middle and down positions of the detector. The muon data were collected for more than two years. Preliminary values of the temperature and barometric correlation coefficients α , β are calculated for each detector position.

PACS: 7.05.Kf; 29.40.Mc; 29.40.Vj; 96.40.Tv

* E-mail: eduk007@yandex.ru

ВВЕДЕНИЕ

Детектор DANSS [1] представляет собой куб пластикового сцинтиллятора объемом 1 м^3 . Базовым элементом чувствительного объема является сцинтилляционная полоска длиной 1 м, толщиной 1 см и шириной 4 см (далее — стрип). При экструзии в поверхностный слой стрипов добавлен оксид гадолиния для захвата нейтронов. Для сбора сцинтилляционного света в каждом стрипе используются по 3 спектросмещающих волокна, расположенных в продольных канавках. Центральное волокно просматривается кремниевым фотоумножителем, а крайние — объединяются с волокнами соседних 49 стрипов и собираются в пучки на вакуумных фотоумножителях. Стрипы расположены в горизонтальных слоях, причем их направления в соседних слоях перпендикулярны. Чувствительный объем детектора окружен многослойной пассивной защитой, состоящей из меди, свинца и борированного полиэтилена.

Детектор находится на Калининской атомной электростанции непосредственно под ядерным реактором, на подъемной платформе. Реактор создает около 50 м водного эквивалента защиты от космических лучей в вертикальном направлении. Платформа имеет три положения для набора данных до центра активной зоны реактора: 10,9, 11,9 и 12,9 м.

Главная задача детектора — исследование нейтринных осцилляций на малых расстояниях от точки рождения [2]. Для детектирования нейтрино используется реакция обратного бета-распада, в которой регистрируются позитрон и нейтрон. Однако, несмотря на частичное экранирование и пассивную защиту, поток регистрируемых космических мюонов остается весьма значительным.

Существует множество атмосферных явлений, влияющих на регистрируемый поток космических частиц. В этой работе исследуются два наиболее выраженных эффекта: барометрический и температурный. Температурное влияние рассматривается как два конкурирующих эффекта: положительный и отрицательный. Положительный температурный эффект состоит в том, что, с одной стороны, с ростом температуры уменьшается плотность атмосферы и, соответственно, увеличивается длина свободного пробега заряженных пионов, т. е. больше пионов распадается, а не взаимодействует в атмосфере, и поток мюонов увеличивается. С другой стороны, при увеличении температуры атмосфера расширяется и средняя высота рождения мюонов увеличивается, так что мюонам надо пролететь большее расстояние до детектора. Это слабо влияет на высокоэнергетические мюоны, но заметно сказывается на мягких мюонах, часть которых успевает распасться на дополнительной дистанции. Это и называется отрицательным температурным эффектом.

Барометрический эффект также состоит из двух компонентов, но оба они приводят к уменьшению потока. Давление является мерой количества вещества в атмосфере, поэтому при увеличении давления мюонам

нужно преодолеть большее количество вещества, и поток уменьшается. Но при этом же увеличивается средняя высота рождения мюонов, и процессы в этом случае аналогичны протекающим при отрицательном температурном эффекте.

Естественно, эти эффекты зависят и от расположения детектора. С одной стороны, если детектор находится глубоко под землей, то мягкие мюоны не могут долететь до него, соответственно, барометрический и отрицательный температурные эффекты будут крайне малы. С другой стороны, если детектор размещен на поверхности, то из-за большого количества мягких мюонов отрицательный температурный и барометрический эффекты будут доминировать. При этом большинство экспериментов, изучающих влияние метеорологических параметров на поток космических мюонов, расположены как раз либо глубоко под землей, либо, наоборот, непосредственно на поверхности земли. В то же время детектор DANSS занимает промежуточное положение: находясь формально на уровне земли, он оказывается заметно экранирован веществом расположенного над ним реактора и строительных конструкций.

1. МЮОННЫЕ ДАННЫЕ

Многослойная пассивная защита и расположение детектора обеспечивают отличную защиту от заряженных частиц, летящих от реактора и всех видов космических лучей, кроме мюонов. Поэтому любой прямой трек в детекторе можно ассоциировать с мюоном. Для идентификации последних был разработан специальный алгоритм восстановления трека, основанный на данных, полученных с кремниевых фотоумножителей.

1. Из события отбрасываются хиты, энерговыделение в которых меньше 250 кэВ. Это позволяет отбрасывать шумы кремниевых фотоумножителей.

2. Отбрасываются хиты, время срабатывания которых отличается более чем на 20 нс от среднего времени события. Среднее время считается как $T_{cp} = \left(\sum_i E_i T_i \right) / \left(\sum_i E_i \right)$, где E_i и T_i — величина и время энерговыделения в i -м хите, а суммирование происходит по всем хитам в событии.

3. Отбрасываются события, в которых после первых двух шагов осталось меньше 5 хитов в одной из координат либо меньше 20 хитов во всем событии. Это позволяет оставить лишь те события, по которым можно провести прямую с высокой точностью.

4. Через центры хитов в каждой из проекций проводятся прямые методом наименьших квадратов, и отбрасываются хиты, центры которых лежат дальше 6 см от прямой. Далее, через центры оставшихся хитов снова проводятся прямые методом наименьших квадратов, и хиты, отброшенные на предыдущем шаге, находящиеся в пределах 6 см от

новой прямой, возвращаются в обработку. Полученный таким образом набор хитов используется для построения окончательного прямолинейного трека. Алгоритм позволяет отбросить шумовые хиты, попавшие во временное и энергетическое окна, но при этом лежащие далеко от мюонного трека. Такие срабатывания могут сильно исказить параметры восстановленной прямой.

5. Последним шагом отбрасываются события, в которых среднее отклонение центров хитов от прямых в каждой плоскости превышает 1,4 см. Это позволяет оставить только те события, в которых прямая описывает трек с достаточной точностью.

На основе этого алгоритма были исследованы угловые распределения плотности потока космических мюонов. Использовались данные, полученные с октября 2016 г. до марта 2019 г. Итоговое распределение по азимутальному углу является весьма равномерным, кроме направлений вдоль длинной стороны стрипов и близких к ним. Действительно, всякому треку, проекция которого полностью укладывается в размер одного стрипа, будет присвоен угол, в точности соответствующий направлению этого стрипа. Таким образом, углы строго вдоль направлений стрипов окажутся обогащены событиями, тогда как близкие к ним значения будут встречаться редко.

Распределения плотности потока мюонов по косинусу зенитного угла для каждого положения детектора представлены на рис. 1. Разница в плотностях потока обусловлена тем, что при каждом положении детектора реактор, бассейны с водой и прочие строительные конструкции находятся под разными телесными углами. Распределения обладают такой формой из-за сложного строения пространства над детектором.

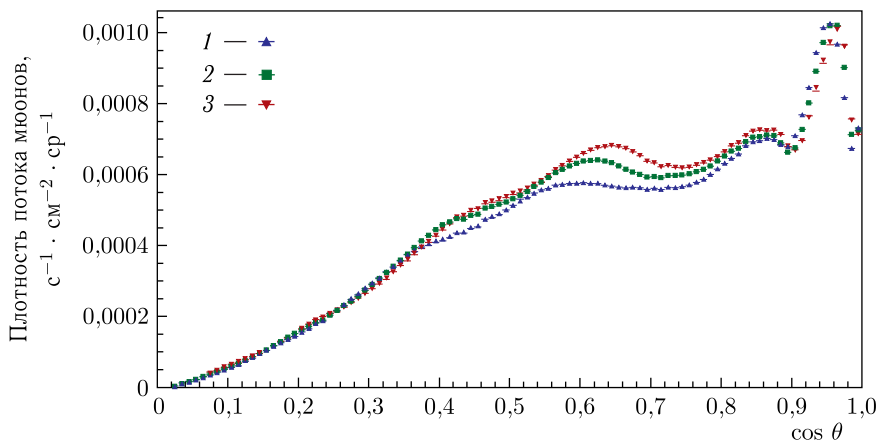


Рис. 1. Зависимость плотности потока мюонов от косинуса зенитного угла: 1 — нижнее положение детектора; 2 — среднее; 3 — верхнее. Вертикальному направлению соответствует $\cos \theta = 1$

2. ОЦЕНКА ПАРАМЕТРА $\langle E_{\text{thr}} \cos \theta \rangle$

Как уже упоминалось, величина и характер метеорологических эффектов зависят от количества вещества над детектором. В качестве численной характеристики часто используют параметр $\langle E_{\text{thr}} \cos \theta \rangle$ — усредненное по зенитному углу произведение пороговой энергии и косинуса зенитного угла. Под пороговой энергией здесь подразумевается минимальная энергия, которой должен обладать мюон на поверхности земли для того, чтобы достигнуть детектора и быть зарегистрированным. Для расчета этого параметра большая часть экспериментов проводит моделирование методом Монте-Карло вещества в верхней полусфере над детектором. Однако в случае DANSS сделать модель атомной электростанции крайне сложно как с технической, так и с формальной точки зрения. Поэтому для определения значений параметра $\langle E_{\text{thr}} \cos \theta \rangle$ был разработан обобщенный подход, основанный непосредственно на полученных данных и феноменологических предсказаниях для мюонных спектров. Для оценки неопределенности метода использовались два независимых теоретических спектра мюонов из работ [3, 4] соответственно:

$$\frac{dI(\theta, \varphi, p)}{d\theta d\varphi dp} = \frac{18(p+5)}{(p \cos \theta + 145)(p+5 \sec \theta)(p+2,7 \sec \theta)^{2,7}} \quad (1)$$

и

$$\frac{dN_{\mu}}{dE_{\mu}} = 0,14 E_{\mu}^{-2,7} S(E_{\mu}) \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{ГэВ}^{-1} \times \left\{ \frac{1}{1 + \frac{1,11 E_{\mu} \cos \theta}{115 \text{ ГэВ}}} + \frac{0,054}{1 + \frac{1,11 E_{\mu} \cos \theta}{850 \text{ ГэВ}}} \right\}. \quad (2)$$

Подавляющий фактор $S(E_{\mu})$ показывает, как меняется плотность потока мюонов из-за их распада и энергетических потерь. На уровне моря он может быть записан так:

$$S(E_{\mu}) \approx \left(\frac{\Lambda_N \cos \theta}{X_0} \right)^{p_1} \left(\frac{E_{\mu}}{E_{\mu} + 2 \text{ ГэВ} / \cos \theta} \right)^{p_1 + \gamma + 1} \Gamma(p_1 + 1), \quad (3)$$

где

$$p_1 = \frac{\varepsilon_{\mu}}{E_{\mu} \cos \theta + \alpha X_0}. \quad (4)$$

Здесь $\varepsilon_{\mu} = 1 \text{ ГэВ}$ — критическая энергия мюона; $\alpha = 2 \text{ МэВ/г/см}^2$ — энергетические потери мюонов при прохождении атмосферы; X_0 — высота наблюдения за потоком мюонов. На уровне моря $X_0 \approx 1030 \text{ г/см}^2$.

Для каждого бина на распределениях (см. рис. 1) подбиралась такая начальная энергия интегрирования теоретических спектров, чтобы полученный полный поток мюонов оказался равен экспериментально наблюдаемому для соответствующего косинуса зенитного угла. Эта энергия и

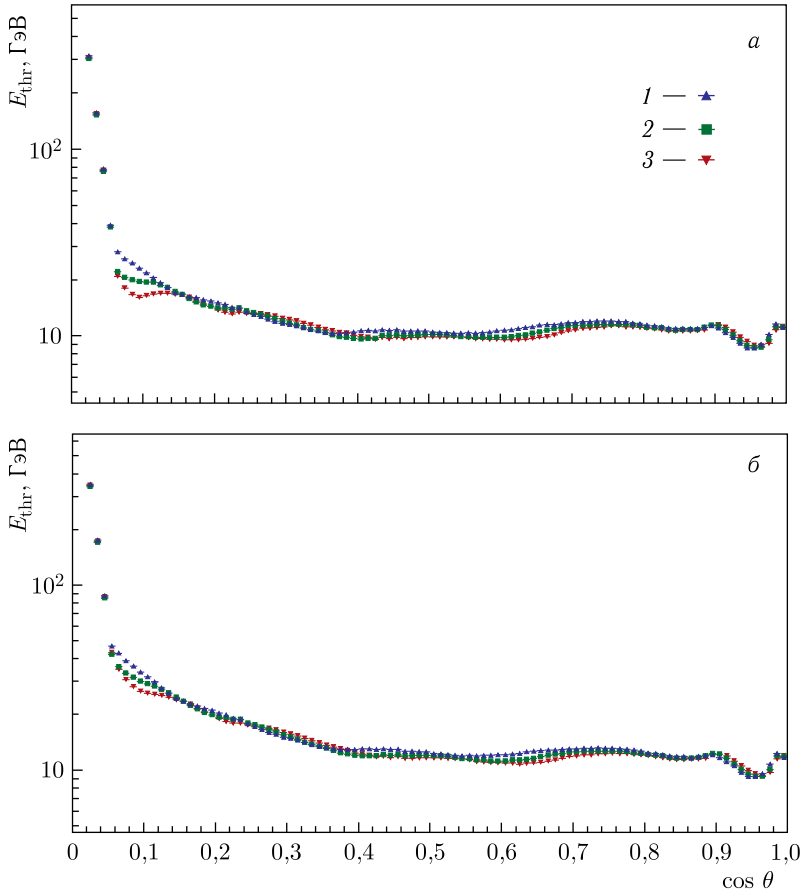


Рис. 2. Зависимости E_{thr} от косинуса зенитного угла для разных положений детектора (1 — верхнего, 2 — среднего, 3 — нижнего): а) соответственно распределению, основанному на спектре, описываемом формулой (1); б) аналогично на основе спектра, описываемого формулой (2)

принималась за искомое значение пороговой энергии. На рис. 2 можно увидеть зависимость пороговой энергии от косинуса зенитного угла при каждом положении детектора для обоих теоретических спектров.

На основе данных распределений были рассчитаны значения параметра $\langle E_{\text{thr}} \cos \theta \rangle$ по формуле

$$\langle E_{\text{thr}} \cos \theta \rangle = \sum_i E_{\text{thr}}(\cos \theta_i) n_i \cos \theta_i, \quad (5)$$

где i — номер бина на гистограмме рис. 2; $\cos \theta$ и $E_{\text{thr}}(\cos \theta)$ — косинус зенитного угла и соответствующая ему пороговая энергия; n_i — доля

Таблица 1. Значения параметра $\langle E_{\text{thr}} \cos \theta \rangle$ для различных версий спектра мюонов при трех положениях детектора

Положение детектора	Спектр (1), ГэВ	Спектр (2), ГэВ	Результат, ГэВ
Верхнее	$7,129 \pm 0,005$	$7,962 \pm 0,005$	$8,0 \pm 0,9$
Среднее	$6,906 \pm 0,005$	$7,727 \pm 0,005$	$7,7 \pm 0,8$
Нижнее	$6,818 \pm 0,004$	$7,632 \pm 0,004$	$7,6 \pm 0,8$

потока мюонов, летящих в i -й интервал $\cos \theta$, по отношению к полному потоку. Полученные значения приведены в табл. 1. Так как спектр, описываемый формулой (2), является более современным и часто используемым, значения, полученные на его основе, принимаются как значения параметра $\langle E_{\text{thr}} \cos \theta \rangle$, тогда как спектр, описываемый формулой (1), используется только для оценки неопределенности теоретической модели. Итоговые значения для каждого положения детектора приведены в последнем столбце табл. 1.

3. АТМОСФЕРНЫЕ ДАННЫЕ

В отличие от барометрического эффекта, при котором поток мюонов зависит от давления на поверхности земли, на температурные эффекты оказывает влияние изменение температуры вдоль всего атмосферного столба. В этой работе рассматривается модель [5], в которой атмосфера представляется изотермической и характеризуется некоторой эффективной температурой, обуславливающей, в свою очередь, поток мюонов. Эффективная температура определяется как средневзвешенная температура вдоль всего атмосферного столба в соответствии с формулой

$$T_{\text{eff}} = \frac{\int_0^{\infty} dX T(X) W(X)}{\int_0^{\infty} dX W(X)} \simeq \frac{\sum_i \Delta X_i T(X_i) W(X_i)}{\sum_i \Delta X_i W(X_i)}, \quad (6)$$

где X — глубина атмосферы, г/см²; $W(X)$ — весовая функция, которая показывает, какой вклад в рождение мюонов дает уровень X_i . Сама функция $W(X)$ является суммой весовых функций от вкладов заряженных пионов и каонов в рождение мюонов, которые могут быть вычислены по следующим формулам:

$$W(X) \simeq \frac{\left(1 - \frac{X}{\lambda_{\pi,K}}\right)^2 \exp\left(\frac{-X}{\Lambda_{\pi,K}}\right) A_{\pi,K}}{\gamma + (\gamma + 1) B_{\pi,K} K(X) \left(\frac{\langle E_{\text{thr}} \cos \theta \rangle}{\varepsilon_{\pi,K}}\right)^2}, \quad (7)$$

$$K(X) \equiv \frac{X \left(1 - \frac{X}{\lambda_{\pi,K}}\right)^2}{\left(1 - \exp\left(\frac{X}{\lambda_{\pi,K}}\right)\right) \lambda_{\pi,K}}, \quad (8)$$

$$\frac{1}{\lambda_{\pi,K}} = \frac{1}{\Lambda_N} - \frac{1}{\Lambda_{\pi,K}}, \quad (9)$$

где $\Lambda_{N,\pi,K}$ — средняя длина, которую проходят в атмосфере до неупругого взаимодействия заряженные нуклоны, пионы и каоны соответственно. Константа $A_{\pi,K}$ содержит в себе массы мюона и мезонов, мюонный спектральный индекс и кинематические параметры. $B_{\pi,K}$ является характеристикой, показывающей относительное затухание мезонов, γ — это мюонный спектральный индекс, а $\varepsilon_{\pi,K}$ — критическая энергия мезонов, при которой вероятность взаимодействия в атмосфере равна вероятности распада. Значения всех параметров приведены в табл. 2.

Для расчета эффективной температуры использовались данные метеорологической модели ERA5 [6], применяющей данные измерений атмосферных параметров, проводимых по всему миру, а затем аппроксимирующей их и предсказывающей метеоданные на сетке земного шара с разрешением $0,25 \times 0,25^\circ$. Данные, использованные в этой работе, содержат значения температуры при давлении на 37 уровнях, начиная от 1 до 1000 ГПа, а также на уровне земли. Расчеты выполнялись с интервалом 1 ч для точки, в которой находится детектор ($57,9^\circ$ с. ш., $35,1^\circ$ в. д.), на протяжении всего эксперимента.

Для оценки погрешности атмосферного давления данные, предсказанные ERA5, сравнивались с соответствующими данными прямых измерений давления на уровне земли, взятых из погодного архива [7] для г. Удомля, в котором находится Калининская АЭС. Итоговая погрешность давления оказалась равна $\Delta P = 59$ Па. Однако в подобных архивах не содержится данных по температуре выше уровня земли. Поэтому для оценки ошибки измерения эффективной температуры были взяты данные запусков метеозондов с ближайшей метеостанции, находящейся в г. Бологое, примерно в 60 км к западу от г. Удомля. На основе этих данных были рассчитаны значения эффективной температуры, которые сравнивались с соответствующими значениями, рассчитанными на основе данных ERA5. Итоговая ошибка составила $\Delta T_{\text{eff}} = 0,9$ К. Кроме того, для оценки систематической погрешности, возникающей из-за неопределенности в значениях пара-

Таблица 2. Значения параметров, использованных в уравнениях (7)–(9)

Параметр	Значение
A_π	1
A_K	$0,38 r_{K/\pi}$
$r_{K/\pi}$	$0,149 \pm 0,06$
B_π	$1,460 \pm 0,007$
B_K	$1,740 \pm 0,028$
Λ_N , г/см ²	120
Λ_π , г/см ²	180
Λ_K , г/см ²	160
γ	$1,7 \pm 0,1$
ε_π , ГэВ	114 ± 3
ε_K , ГэВ	851 ± 14

метров из табл. 2, эффективная температура разыгрывалась 10 000 раз с гауссовыми разбросами параметров, а итоговая систематическая ошибка составила $\Delta T_{\text{eff sys}} = 0,12$ К. Полная погрешность расчета эффективной температуры была получена квадратичным складыванием этих двух ошибок и составила $\Delta T_{\text{eff}} = 0,91$ К.

4. РАСЧЕТ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ

Существует несколько математических описаний барометрического и температурных эффектов. В данной работе для непосредственного сравнения с теоретическими предсказаниями [5] для описания суммы температурных эффектов выбрана относительная форма

$$\frac{I - \langle I \rangle}{\langle I \rangle} = \alpha \frac{T_{\text{eff}} - \langle T_{\text{eff}} \rangle}{\langle T_{\text{eff}} \rangle}, \quad (10)$$

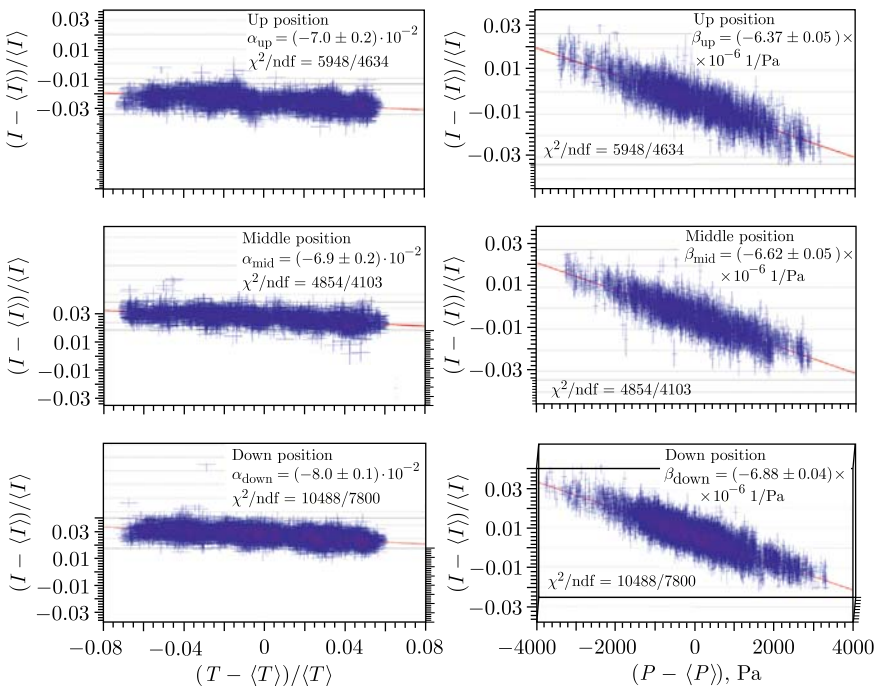


Рис. 3. Зависимость относительного изменения счета мюонов от относительного изменения эффективной температуры и абсолютного изменения давления при всех позициях детектора. Слева — вид со стороны плоскости относительного изменения температуры (относительного изменения счета мюонов); справа — вид со стороны плоскости абсолютного изменения давления (относительного изменения счета мюонов)

Таблица 3. Экспериментальные значения корреляционных коэффициентов и теоретические значения барометрического коэффициента, соответствующие разным положениям детектора

Положение детектора	$\alpha_{\text{exp}} \times 10^{-2}$	$\beta_{\text{exp}}, 10^{-6} \text{ 1/Па}$	$\beta_{\text{theory}}, 10^{-6} \text{ 1/Па}$
Верхнее	$-7,0 \pm 0,2$	$-6,37 \pm 0,05$	-2,22
Среднее	$-6,9 \pm 0,2$	$-6,62 \pm 0,05$	-2,27
Нижнее	$-8,0 \pm 0,1$	$-6,88 \pm 0,04$	-2,29

тогда как для барометрического эффекта используется абсолютное определение для возможности сравнения с предсказаниями [8]:

$$\frac{I - \langle I \rangle}{\langle I \rangle} = \beta(P - \langle P \rangle). \tag{11}$$

Измеренными параметрами являются α и β — температурный и барометрический корреляционные коэффициенты. Для их расчета все данные были разделены на временные промежутки длительностью 1 ч, вычислена скорость счета мюонов в детекторе на каждом промежутке, а также средние значения эффективной температуры, давления и счета мюонов на протяжении всего эксперимента для каждого положения детектора. Далее в трехмерном пространстве координат $(T_{\text{eff}} - \langle T_{\text{eff}} \rangle) / \langle T_{\text{eff}} \rangle$, $(P - \langle P \rangle)$, $(I - \langle I \rangle) / \langle I \rangle$ отдельно для каждого положения детектора были построены экспериментальные точки, которые затем фитировались плоскостью, задаваемой формулой

$$\frac{I - \langle I \rangle}{\langle I \rangle} = \alpha \frac{T_{\text{eff}} - \langle T_{\text{eff}} \rangle}{\langle T_{\text{eff}} \rangle} + \beta(P - \langle P \rangle) + c. \tag{12}$$

Полученные зависимости показаны на рис. 3, а результаты фитов приведены в табл. 3. Параметр c пренебрежимо мал при всех положениях детектора.

5. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ С ТЕОРЕТИЧЕСКИМИ ПРЕДСКАЗАНИЯМИ И ДАННЫМИ ДРУГИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Теоретическая зависимость температурного корреляционного коэффициента α приведена в работе [5]. Температурный корреляционный коэффициент складывается из двух компонентов, отвечающих за положительный (δ) и отрицательный (δ') эффекты:

$$\alpha = \delta - \delta', \tag{13}$$

$$\delta = 1 / \left[\frac{\gamma}{\gamma + 1} \frac{\varepsilon_{\pi}}{1,1 \langle E_{\text{thr}} \cos \theta \rangle} + 1 \right], \tag{14}$$

$$\delta' = \left(\frac{1}{E_{\text{thr}} \cos \theta} \right) \left(\frac{m_\mu c^2 H}{c \tau_\mu} \right) \left(\frac{\gamma}{\gamma + 1} \right) \ln \left(\frac{1030}{\Lambda_N \cos \theta} \right), \quad (15)$$

где τ_μ — время жизни мюона; $H = 6,46 \cdot 10^5$ см. Для отрицательного компонента при усреднении косинус в логарифме принимался за 0,66 — среднее значение косинуса — с учетом нормирования на поток. В положительном компоненте пренебрегалось вкладом от распадов заряженных каонов, так как в данной области $\langle E_{\text{thr}} \cos \theta \rangle$ их влияние крайне мало. Сравнение экспериментальных результатов с теоретическими (кривыми) и данными других экспериментов показаны на рис. 4. Малая погрешность расчета корреляционного коэффициента объясняется тем, что подавляющий вклад в результат вносят систематические ошибки, которые в этой работе не учтены, и планируется провести их оценку в будущем. Также после оценки систематики, возможно, будет принято решение об объединении данных для трех положений детектора в одну общую точку. Однако даже эти предварительные результаты достаточно хорошо согласуются с теоретическими (кривыми на рис. 4).

Аналогичной строгой зависимости теоретического значения корреляционного коэффициента β от параметра $\langle E_{\text{thr}} \cos \theta \rangle$ для барометрического эффекта нет, и в выражение для него пороговая энергия и косинус входят независимо друг от друга, причем достаточно сложным образом [8]. Поэтому для каждого бина на рис. 2, б, соответствующего определенной комбинации пороговой энергии и косинуса зенитного угла,

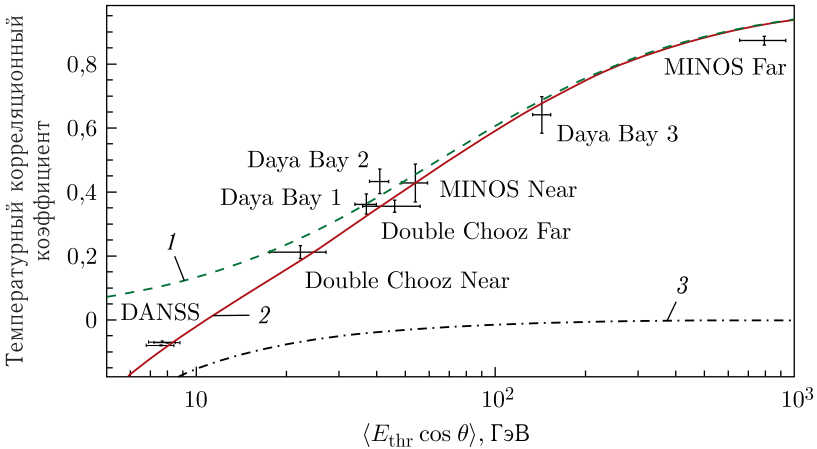


Рис. 4. Сравнение экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями: 1 и 3 — теоретические предсказания для значений температурного корреляционного коэффициента для положительного и отрицательного эффектов соответственно; 2 — суммарный температурный эффект. Представлены результаты других экспериментов: MINOS Near [9] и Far [10], Double Chooz Near и Far [11], Daya Bay [12]

рассчитывалось свое значение коэффициента β на основе Стандартной модели атмосферы, а затем производилось усреднение с нормировкой по плотности потока мюонов. В результате получены следующие оценки теоретических значений барометрического корреляционного коэффициента: $\beta_{\text{th up}} = -2,22 \cdot 10^{-6}$ 1/Па, $\beta_{\text{th mid}} = -2,27 \cdot 10^{-6}$ 1/Па и $\beta_{\text{th down}} = -2,29 \cdot 10^{-6}$ 1/Па. И хотя расхождение с экспериментальными данными кажется значительным, это может иметь понятное объяснение. В частности, при подсчете теоретических значений не учитывались достаточно большие неопределенности пороговых энергий, а в качестве значений температуры на разных высотах использовались данные Стандартной модели атмосферы, которые статичны во времени и могут не отражать с должной точностью атмосферу над г. Удомля. Кроме того, систематические погрешности экспериментальных значений также еще не определены. Исходя из вышесказанного сравнение экспериментальных и теоретических значений барометрического корреляционного коэффициента пока остается достаточно грубой оценкой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе приведены предварительные результаты обработки мюонных данных эксперимента DANSS за период более 2 лет для трех положений детектора с несколько различными свойствами экранировки космического излучения. Для каждого положения было вычислено значение параметра $\langle E_{\text{thr}} \cos \theta \rangle$. На основе этих значений и базы метеорологических данных ERA5 были рассчитаны значения температурного и барометрического корреляционных коэффициентов в области $\langle E_{\text{thr}} \cos \theta \rangle$, промежуточной по сравнению с подземными экспериментами и экспериментами на поверхности земли. В планах на будущее — оценка систематических ошибок измерений корреляционных коэффициентов и увеличение статистики данных до 3 лет.

Благодарности. Создание установки и ее запуск были осуществлены при поддержке Госкорпорации «Росатом» в рамках государственных контрактов № Н.4х.44.90.13.1119 и № Н.4х.44.9Б.16.1006. Коллаборация DANSS выражает глубокую благодарность администрации КАЭС, а также ее отделу радиационной безопасности и надежности за постоянную помощь и поддержку. Функционирование детектора и анализ данных стали возможными благодаря поддержке Российского научного фонда в рамках грантов № 17-12-01145 и № 17-12-01145П.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Alekseev I. et al.* DANSS: Detector of the Reactor AntiNeutrino Based on Solid Scintillator // J. Instrum. 2016. V. 11. P. 11011.
2. *Alekseev I. et al.* Search for Sterile Neutrinos at the DANSS Experiment // Phys. Lett. B. 2018. V. 787. P. 56–63.

3. *Bogdanova L. N., Gavrilov M. G., Kornoukhov V. N., Starostin A. S.* Cosmic Muon Flux Shallow Depths Underground // *Phys. Atom. Nucl.* 2006. V. 69. P. 1293–1298.
4. *Gaisser Th. K., Engel R., Resconi E.* Atmospheric Muons and Neutrinos. Cambridge Univ. Press, 2016. P. 126–148.
5. *Barrett P. H., Bollinger L. M., Cocconi G., Eisenberg Y., Greisen K.* Interpretation of Cosmic-Ray Measurements Far Underground // *Rev. Mod. Phys.* 1952. V. 24. P. 133.
6. База данных реанализа метеорологических данных ERA5. <https://cds.climate.copernicus.eu/cdsapp#!/dataset/reanalysis-era5-pressure-levels>.
7. Архив погоды. <http://www.pogodaiklimat.ru/>.
8. *Dorman L.* Cosmic Rays in the Earth's Atmosphere and Underground. Astrophys. Space Sci. Library. 2004.
9. *Adamson P. et al. (MINOS Collab.)*. Observation of Muon Intensity Variations by Season with the MINOS Near Detector // *Phys. Rev. D.* 2014. V. 90. P. 012010.
10. *Adamson P. et al. (MINOS Collab.)*. Observation of Muon Intensity Variations by Season with the MINOS Far Detector // *Phys. Rev. D.* 2010. V. 82. P. 012001.
11. *Abrahaio T. et al. (Double Chooz Collab.)*. Cosmic-Muon Characterization and Annual Modulation Measurement with Double Chooz Detectors // *JCAP02.* 2017.
12. *An F. P. et al. (Daya Bay Collab.)*. Seasonal Variation of the Underground Cosmic Muon Flux at Daya Bay // *JCAP01.* 2018. V. 2018.