

СЕЗОННЫЕ МОДУЛЯЦИИ ЭНЕРГИИ МЮОНОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПОД ЗЕМЛЕЙ

А. С. Мальгин*

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН)
117312, Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 декабря 2014 г.

В эксперименте LVD (Large Volume Detector) были определены параметры сезонных модуляций интенсивности мюонов и генерируемых ими (космогенных) нейтронов при средней энергии мюонов 280 ГэВ. Модуляции мюонов и нейтронов вызываются температурным эффектом — сезонными изменениями температуры и плотности верхних слоев атмосферы. Выполненный в представленной работе анализ приводит к заключению, что основным источником вариации космогенных нейтронов под землей являются вариации средней энергии потока мюонов, так как энергия мюонов более чувствительна к температурному эффекту, чем их интенсивность. На основании данных за семь лет работы детектора определены параметры сезонных модуляций средней энергии мюонов и потока космогенных нейтронов на глубине LVD.

DOI: 10.7868/S0044451015080052

1. ВВЕДЕНИЕ

Сегодня активно обсуждается связь годовых модуляций темпа счета событий, наблюдаемых в экспериментах по поиску частиц темной материи [1–4], с сезонными вариациями потока мюонов под землей. Вариации интенсивности мюонов на больших глубинах рассматриваются как возможный источник годовых модуляций событий в низкофоновых детекторах. Предполагается, что модуляции могут производиться космогенными нейтронами, поток которых линейно связан с варьирующимся потоком мюонов.

Причина сезонных вариаций мюонов на уровне моря и под землей известна [5–7]. Это температурный эффект, приводящий к изменению плотности земной атмосферы и ее высоты в результате нагрева летом и остывания зимой. Уменьшение плотности верхних слоев атмосферы (стратосферы) за счет расширения при нагреве приводит, с одной стороны, к увеличению вероятности распадов $\pi \rightarrow \mu$ заряженных пионов первых поколений широких атмосферных ливней (ШАЛ) и соответствующему уменьшению числа пионов (и числа их распадов $\pi \rightarrow \mu$) в последних поколениях. С другой стороны, расширение атмосферы увеличивает вероятность распадов

$\mu \rightarrow e$ на пути к земле мюонов низкоэнергетической области спектра. Первый факт — увеличение вероятности распадов $\pi \rightarrow \mu$ — дает положительный температурный эффект, наблюдаемый в потоке мюонов высоких энергий. Последние два факта, связанные с мюонами низких энергий, приводят к отрицательному температурному эффекту — снижению интенсивности мюонов на уровне моря, где средняя энергия мюонов около 4 ГэВ. Наблюдаемые вариации мюонов определяются суммарным действием отрицательного и положительного эффектов. Отрицательная слагаемая доминирует примерно до 20 метров водного эквивалента (м в.э.). С увеличением глубины ее вклад уменьшается и, начиная приблизительно с 200 м в.э. ($\bar{E}_\mu \approx 35$ ГэВ), становится пренебрежимо малым. Глубин больше 2 км в.э. могут достичь мюоны с энергией выше 1 ТэВ, которые образуются при энергиях pA -взаимодействия более 100 ТэВ. Положительный температурный эффект четко наблюдается на больших подземных установках [8–10]. Существуют также незначительные положительные суточные вариации интенсивности мюонов. Они не будут обсуждаться, так как не влияют на сигналы подземных детекторов. Можно отметить, что температурный эффект нарастает при движении от экватора к полюсу. На широте около 60° амплитуда сезонных колебаний потока мюонов на порядок выше, чем вблизи экватора.

*E-mail: malgin@lngs.infn.it

Положительный температурный эффект увеличивает вероятность распада пионов первых поколений ШАЛ. Это должно приводить не только к росту интенсивности мюонов на больших глубинах, но и к увеличению их средней энергии. Ниже будут сделаны оценки сезонных вариаций средней энергии мюонов и вариаций числа образуемых мюонами нейтронов по данным установки LVD [9, 11].

2. ОПИСАНИЕ ДЕТЕКТОРА

Установка LVD детально описана в работах [9, 12, 13]. Основная задача детектора — поиск всплесков нейтринного излучения от гравитационного коллапса ядра звезды. Здесь отметим характеристики LVD и падающего на детектор потока мюонов, существенные для обсуждаемой проблемы. Детектор включает в себя 840 сцинтилляционных счетчиков, объединенных в три одинаковые башни с размерами около $6.5 \times 13.0 \times 10.0$ м³ каждая. Счетчик имеет форму прямоугольного параллелепипеда $1.5 \times 1.0 \times 1.0$ м³ и содержит примерно 1.2 т жидкого сцинтиллятора. Счетчики находятся в ячейках со стальными стенками, масса которых приблизительно равна массе сцинтиллятора. Счетчики в башне установлены на 7 уровнях, по 40 счетчиков на уровне.

Интенсивность мюонов на глубине установки $I_0^\mu = (3.31 \pm 0.03) \cdot 10^{-4}$ м⁻² · с⁻¹ [14]. Пороговая энергия мюона для достижения глубины установки равна 1.3 ТэВ [12]. Ионизационные потери вертикального мюона в установке составляют в среднем около 2.2 ГэВ. Зенитный угол максимальной интенсивности мюонов $\theta_{max} = 28^\circ$. Критерии отбора мюонных событий из всех детектируемых сигналов задают темп счета мюонных событий в башне приблизительно 1.2 мин⁻¹. Средняя энергия одиночных мюонов — (270 ± 18) ГэВ, мюонов в парах — (381 ± 21) ГэВ [15]. Одиночные мюоны составляют примерно 90 % от числа мюонных событий. Средняя энергия потока мюонов $\bar{E}_\mu = 280$ ГэВ. Ниже будет использоваться эта величина.

3. МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЧИСЛА НЕЙТРОНОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ МЮОНАМИ В УСТАНОВКЕ LVD

Нейтроны генерируются мюонами в сцинтилляторе и элементах стальной структуры установки. Эффективность регистрации нейтронов, образованных в сцинтилляторе и равномерно распределенных

в объеме счетчика, около 50 %. Нейтроны, образованные в железе, регистрируются с эффективностью примерно 20 %. При определении числа генерируемых нейтронов используется метод задержанных совпадений: во временном интервале 1 мс после прохождения мюона через установку регистрируются γ -кванты от захвата нейтрона свободным протоном сцинтиллятора или ядром железа в стальной структуре.

В анализ включаются счетчики, через которые прошел мюон, а также находящиеся рядом с ними. Получаемое суммарное по всем мюонам и счетчикам временное распределение импульсов описывается функцией $N(t) = N_0 \exp(-t/\tau_\gamma) + B$. При постоянной величине B , задающей фон измерений, и известном времени $\tau_\gamma = 180$ мкс определяется величина N_0 . Произведение $N_0\tau_\gamma$ дает число зарегистрированных γ -квантов во временном диапазоне от 0 до ∞ . Используя величину $N_0\tau_\gamma$ и учитывая эффективность регистрации нейтронов (включающей в себя эффективность регистрации γ -квантов), получаем количество нейтронов N_n^{tot} , образовавшихся в отобранных мюонных событиях.

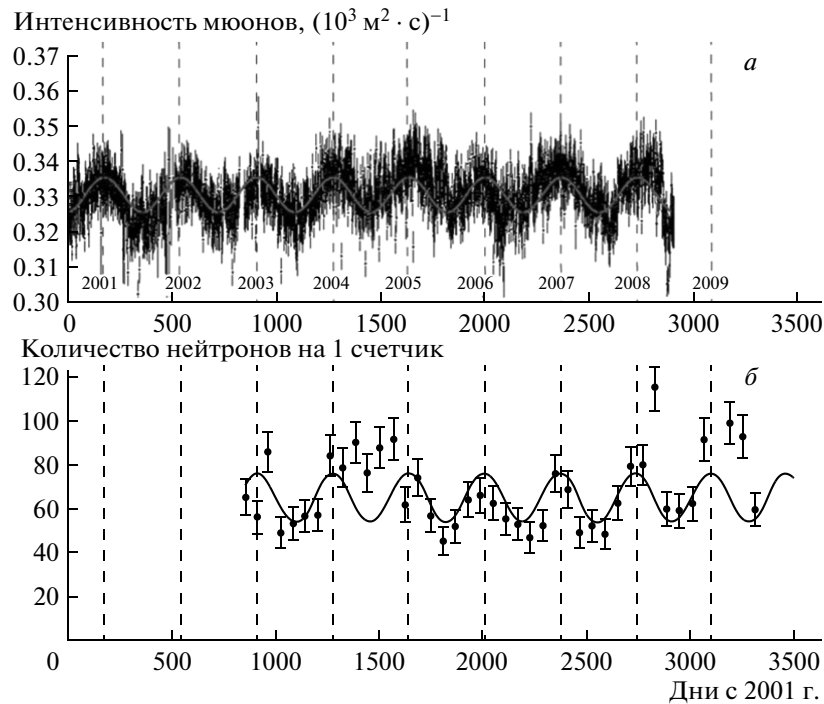
4. СЕЗОННЫЕ МОДУЛЯЦИИ СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИИ ПОТОКА МЮОНОВ И ГЕНЕРИРУЕМЫХ ИМИ НЕЙТРОНОВ

В работе [9] была получена временная зависимость $I^\mu(t)$ потока мюонов в день за восемь лет работы LVD ($21.5 \cdot 10^6$ мюонных событий) начиная с 1 января 2001 г. (рисунок а):

$$I^\mu(t) = I_0^\mu + \delta I^\mu \cos \left[\frac{2\pi}{T}(t - t_0^\mu) \right]. \quad (1)$$

Средняя интенсивность I_0^μ составила $(3.31 \pm 0.03) \times 10^{-4}$ м⁻² · с⁻¹, период модуляций $T = (367 \pm 15)$ сут. Фаза $t_0^\mu = (185 \pm 15)$ сут соответствует максимуму интенсивности мюонов в начале июля. Модуляции интенсивности имеют амплитуду $\delta I^\mu = (5.0 \pm 0.2) \times 10^{-4}$ м⁻² · с⁻¹. Полученные параметры модуляций согласуются с измерениями в эксперименте MACRO на такой же, как LVD, глубине [8]. С величинами параметров LVD и MACRO согласуются также результаты измерений интенсивности мюонов на установке BOREXINO (2007–2011 гг., $4.6 \cdot 10^6$ мюонов), находящейся вблизи LVD [10].

На LVD были обнаружены вариации числа нейтронов, генерируемых потоком мюонов в веществе детектора [11]. Параметры вариаций были определены по данным LVD в период с 1 апреля 2003 г.



а) Вариации интенсивности мюонов в день за 8 лет работы установки LVD. б) Число нейтронов от мюонов в расчете на один счетчик; каждая точка представляет данные за два месяца работы установки LVD

по 1 апреля 2010 г. С целью увеличения статистики число нейтронов от мюонов определялось с шагом 60 сут (рисунок б). При аппроксимации экспериментальных данных функцией

$$N(t) = N_0 + \delta N \cos \left[\frac{2\pi}{T} (t - t_0^n) \right] \quad (2)$$

наилучшее согласие фитирующей кривой с экспериментальными точками достигается при следующих параметрах функции: $N_0 = 65.0 \pm 2.2$, $\delta N = 9.3 \pm 3.9$, $T = 1$ г., $t_0^n = 185 \pm 18$ сут. Полученная фаза t_0^n согласуется с фазой вариаций мюонов t_0^μ [11].

Максимальное относительное увеличение числа нейтронов составляет

$$k_n = \frac{N^{max}}{N_0} = 1 + \frac{\delta N}{N_0} = 1.143. \quad (3)$$

Аналогичную величину можно получить для интенсивности мюонов с использованием параметров функции (1):

$$k_n^I = 1.015.$$

Выше было отмечено, что число нейтронов, регистрируемых детектором за 60 сут, должно зависеть как от количества мюонов, прошедших через детектор за это время, так и от их энергии. В таком случае

$$k_n = k_n^I k_n^E, \quad (4)$$

откуда получаем

$$k_n^E = k_n / k_n^I = 1.126, \quad (5)$$

k_n^E — коэффициент, учитывающий максимальное изменение энергии \bar{E}_μ . Известно, что зависимость числа нейтронов от энергии мюона можно описать степенной функцией E_μ^α , следовательно,

$$k_n^E = \left(\frac{E_\mu^{max}}{\bar{E}_\mu} \right)^\alpha. \quad (6)$$

Отсюда определяем максимальное значение средней энергии потока мюонов (летнее значение) в зависимости от среднегодовой величины \bar{E}_μ :

$$E_\mu^{max} = (k_n^E)^{1/\alpha} \bar{E}_\mu. \quad (7)$$

Величина α исследовалась теоретически и экспериментально, она ограничена значениями 0.7 и 0.8 [16–18]. Наилучшее согласие с экспериментальными данными по измерению выхода нейтронов наблюдается при $\alpha = 0.78$ [19].

Подставляя это значение в (7), при $\bar{E}_\mu = 280$ ГэВ находим

$$E_\mu^{max} = 326 \text{ ГэВ.}$$

Таким образом, полагая, что сезонные вариации энергии и интенсивности мюонов имеют одно происхождение и что отклонения $E_\mu^{max} - \bar{E}_\mu$ и $\bar{E}_\mu - E_\mu^{min}$ равны друг другу (так как α близка к 1), получаем общий вид функции изменения во времени энергии $E_\mu(t)$, усредненной по потоку мюонов:

$$E_\mu(t) = \bar{E}_\mu + \delta E_\mu \cos \left[\frac{2\pi}{T} (t - t_0^\mu) \right]. \quad (8)$$

На глубине LVD $\bar{E}_\mu = 280$ ГэВ, $\delta E_\mu = 46$ ГэВ; относительная амплитуда модуляций средней по потоку мюонов энергии составляет 16 %.

Принимая во внимание зависимость от глубины грунта температурного коэффициента α_T (уменьшение величины α_T с уменьшением глубины), связывающего сезонные вариации интенсивности мюонов $\Delta I^\mu / I^\mu$ с вариациями температуры атмосферы $\Delta T / T$ [4, 6, 8], следует ожидать соответствующей зависимости от глубины коэффициента k_n^E и, как следствие, величины E_μ^{max} .

Полученная амплитуда $\delta E_\mu = 46$ ГэВ имеет неопределенность около 60 %, что связано в основном с ошибкой определения величины δN около 40 %. Это объясняется значительным разбросом экспериментальных точек относительно фитирующей функции $N(t)$, возникающим по двум причинам, во-первых, из-за сильной положительной связи энергии мюонов с их интенсивностью. Как видно на рисунке 6, в период 2004–2005 гг. и летом 2008 г. величины $I^\mu(t)$ и $N(t)$ заметно отклонились от функций (1) и (2) в сторону больших значений. Второй причиной является фитирование зависимости $N(t)$ косинусоидальной функцией (2) при $\delta N = \text{const}$. Помимо увеличения статистики точность определения амплитуды δN можно повысить, нормируя величину N на число мюонов, а также вводя в функцию (2) коэффициент, учитывающий связь амплитуды модуляций δN с отклонением интенсивности $I^\mu(t)$ от значения функции (1) на интервале времени определения числа нейтронов. В этом случае амплитуда δN будет являться средним значением за весь период измерений. Указанные поправки могут повысить достоверность величины фазы t_0^μ , точность определения которой около 10 % по данным рисунка 6 представляется завышенной.

Поток нейтронов, будучи зависимым от интенсивности I^μ и энергии E_μ , также испытывает сезонные вариации. Среднегодовая величина потока нейтронов на данной глубине H выражается формулой:

$$F_0(H) [n \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}] = I_0^\mu(H) Y(\bar{E}_\mu) \lambda_n, \quad (9)$$

$I_0^\mu(H) [\mu \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}]$ — среднегодовая глобальная интенсивность мюонов на глубине H ; $Y(\bar{E}_\mu, A) \times [n/\mu/(\text{г}/\text{см}^2)]$ — выход нейтронов в веществе с массовым числом A при энергии мюонов \bar{E}_μ [ГэВ], соответствующей данной глубине; $\lambda_n [\text{г}/\text{см}^2]$ — длина релаксации нейтронов с энергетическим спектром космогенных нейтронов (около 40 г/см² для стандартного грунта, $A = 22$, $Z = 11$).

Используя формулу для выхода, полученную в работе [19],

$$Y(\bar{E}_\mu, A) = b \bar{E}_\mu^{0.78} A^{0.95}, \quad (10)$$

$$b = 4.4 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2 \cdot \text{г}^{-1},$$

приходим к выражению для потока нейтронов в веществе с массовым числом A :

$$F_0(H) = b \lambda_n I_0^\mu(H) \bar{E}_\mu^{0.78} A^{0.95}. \quad (11)$$

Учитывая величину $k_n = 1.143$, получаем выражение для сезонных модуляций потока космогенных нейтронов на глубине LVD H_0 , образованных в веществе A :

$$F_0(t) = F_0(H_0) \left[1 + 0.143 \cos \left(\frac{2\pi}{T} (t - t_0^n) \right) \right].$$

Усиление годовых модуляций потока космогенных нейтронов, по сравнению с потоком мюонов, вызывает желание связать с ними модуляции сигнала в эксперименте DAMA/LIBRA [20]. Этому противоречит различие фаз модуляций потока нейтронов $t_0^n = 185 \pm 18$ сут (максимум — начало июля) и сигнала DAMA/LIBRA $t_0^{D/L} = 152.5$ сут (максимум — 2 июня). Тем не менее, с учетом большой неопределенности фазы t_0^n , возникающей в результате нерегулярных колебаний температуры, влияние модуляций потока нейтронов на сигнал DAMA/LIBRA пока исключить нельзя.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основным источником сезонных вариаций потока космогенных нейтронов под землей являются вариации δE_μ средней энергии потока мюонов. Относительная амплитуда вариаций нейтронов, связанная с δE_μ , на порядок превышает относительную амплитуду модуляций δI^μ . Это объясняется более сильной, по сравнению с I^μ , зависимостью энергии \bar{E}_μ от температурного эффекта. Сезонные изменения энергии потока космогенных нейтронов, ввиду их заметной величины, нужно принимать во внимание при измерениях выхода $Y(\bar{E}_\mu)$ нейтронов. Температура

верхних слоев атмосферы, помимо сезонных модуляций, испытывает в течение года нерегулярные изменения. В результате число нейтронов, образуемых мюонами под землей, значительно отклоняется от гармонической функции (2) с нарушением постоянства амплитуды модуляций δN и фазы колебаний t_0^p . Это следует учитывать при анализе фона в низкофоновых подземных экспериментах.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Bernabei, arXiv:1409.3516.
2. J. P. Ralston, arXiv:1006.5255.
3. K. Blum, arXiv:1110.0857.
4. J. H. Davis, Phys. Rev. Lett. **113**, 081302 (2014), arXiv:1407.1052.
5. P. M. Blacket, Phys. Rev. **54**, 973 (1938).
6. P. H. Barrett, L. M. Bollinger, G. Cocconi, Y. Eisenberg, and K. Greisen, Rev. Mod. Phys. **24**, 133 (1952).
7. Л. И. Дорман, Е. Л. Фейнберг, УФН **59**, 189 (1956).
8. M. Ambrosio et al. (MACRO Collaboration), Astropart. Phys. **24**, 109 (1997).
9. M. Selvi on behalf of the LVD Collaboration, Proc. of 31st ICRC, Lodz (2009).
10. D. D'Angelo, for the Borexino Collaboration, Proc. of ICRC 2011, arXiv:1109.3901.
11. Н. Ю. Агафонова, В. В. Бояркин, В. Л. Дадыкин и др., Изв. РАН, сер. физ. **75**, 456 (2011).
12. LVD Collaboration (G. Bari, M. Basile, G. Bruni et al.), Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **264**, 5 (1988).
13. M. Aglietta et al. (LVD Collaboration) Nuovo Cim. A **105**, 1793 (1992).
14. M. Aglietta et al. (LVD Collaboration), Phys. Rev. D **58**, 92005 (1998).
15. M. Ambrosio et al. (MACRO Collaboration) Astropart. Phys. **19**, 313 (2003).
16. O. G. Ryajskaya and G. T. Zatsepin, Proc. Int. Conf. Cosmic Rays (1965), p. 987.
17. Y.-F. Wang, V. Balic, G. Gratta et al., Phys. Rev. D **64**, 013012 (2001).
18. H. M. Araujo, V. A. Kudryavtsev, N. J. C. Spooner, and T. J. Summer, Nucl. Instr. Meth. A **545**, 398 (2005).
19. N. Yu. Agafonova and A. S. Malgin, Phys. Rev. D **87**, 113013 (2013); arXiv:1304.0919.
20. R. Bernabei, P. Belli, F. Cappella, V. Caracciolo, S. Castellano et al., Eur. Phys. J. C **73**, 2648 (2013); arXiv:1308.5109.