

О МЕХАНИЗМЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ВАРИАЦИЙ СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИИ МЮОНОВ НА БОЛЬШИХ ГЛУБИНАХ

Н. Ю. Агафонова*, А. С. Мальгин

Институт ядерных исследований Российской академии наук
117312, Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 августа 2020 г.,
после переработки 16 сентября 2020 г.
Принята к публикации 17 сентября 2020 г.

Рассмотрены источники сезонных температурных вариаций средней энергии потока мюонов, обнаруженные в эксперименте LVD. Показано, что вариации связаны с процессами генерации мюонов в верхних слоях атмосферы и прохождения мюонами слоя грунта большой толщины.

DOI: 10.31857/S0044451021010077

1. ВВЕДЕНИЕ

Сезонные вариации атмосферных мюонов на больших глубинах под землей до сих пор остаются в поле зрения исследователей, главным образом как содержащие информацию, во-первых, о циклических процессах в верхних слоях атмосферы и, во-вторых, о характеристиках и временном поведении фона в низкофоновых подземных экспериментах.

Мы остановимся на втором аспекте исследований вариаций потока мюонов. На больших глубинах причиной сезонных вариаций мюонов является положительный температурный эффект, приводящий к изменению плотности атмосферы и ее высоты в результате нагрева летом и остывания зимой. Амплитуда $\delta I_\mu = 1.5\%$ и фаза сезонных вариаций интенсивности мюонов $\varphi(I_\mu) = 185 \pm 15$ сут на глубине ~ 3600 м в.э. были установлены в экспериментах [1–9]. Помимо этого, в эксперименте [10] была определена амплитуда сезонных вариаций нейтронов $\delta\Phi_n$, образуемых потоком мюонов. Неожиданно величина $\delta\Phi_n$ оказалась примерно в 6 раз выше амплитуды δI_μ . Ранее *a priori* полагалось, что вариации $\delta\Phi_n$ должны быть равны вариациям потока мюонов δI_μ . В работе [11] было показано, что обнаруженный эффект можно объяснить вариациями средней энергии мюонов $\delta\bar{E}_\mu$. Из данных эксперимента [10] следует, что амплитуда вариаций $\delta\bar{E}_\mu$ на

глубине эксперимента LVD должна составлять примерно 10% для того, чтобы совместно с вариациями интенсивности мюонов $\delta I_\mu = 1.5\%$ обеспечить величину амплитуды вариаций потока космогенных нейтронов $\delta\Phi_n = 9.3\%$, измеренную на LVD [10].

В нашей работе рассматриваются процессы, которые создают сезонные вариации средней энергии \bar{E}_μ потока мюонов. В разд. 2 мы приводим общие соотношения, характеризующие связь спектра мюонов на глубине эксперимента LVD со спектром мюонов на уровне моря (s.l.); в разд. 3 мы находим энергетические спектры потока LVD-мюонов и их сезонные вариации под землей и на уровне моря. В разд. 4 обсуждаются процессы генерации мюонов высокой энергии, создающие сезонные вариации потока мюонов; в разд. 5 и Заключение проводится сравнение результатов LVD и Borexino и оценивается точность определения величины $\delta\bar{E}_\mu$.

2. СВЯЗЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК LVD-МЮОНОВ ПОД ЗЕМЛЕЙ И НА УРОВНЕ МОРЯ

Температурные вариации интенсивности мюонов связаны с процессами их генерации в верхних слоях атмосферы. Последующее прохождение мюонами атмосферы практически не влияет на энергию LVD-мюонов, т.е. мюонов, достигающих глубины LVD ($H^{min} = 3.1$ км в.э.). Мы будем рассматривать данные LVD, так как аномальные вариации космогенных нейтронов были обнаружены в этом эксперименте.

* E-mail: agafonova@inr.ru

Энергопотери мюонов в грунте трансформируют их исходный энергетический спектр (на поверхности, ниже будем полагать, что на уровне моря), но не меняют интенсивности мюонов, обладающих на уровне моря энергией не ниже пороговой E_{μ}^{th} , т.е. достаточной для достижения глубины LVD. Следовательно, механизм вариаций средней энергии мюонов \bar{E}_{μ} под землей должен заключаться в процессах как генерации мюонов в верхних слоях атмосферы, так и, в отличие от вариаций интенсивности, прохождения мюонами слоя грунта большой толщины.

Для установления источников вариаций рассмотрим связь характеристик LVD-мюонов на глубине H^{min} (интенсивности, эффективного диапазона энергий, средней энергии) с характеристиками этих мюонов на поверхности и затем с характеристиками «родительских» пионов и генерации пионов в pA -столкновениях. В анализ будут включены одиночные мюоны, так как они составляют 90% от полного числа мюонов (10% входят в мюонные группы), достигающих глубины LVD [12]. Средняя энергия одиночных LVD-мюонов $\bar{E}_{\mu} = 270 \pm 18$ ГэВ была получена в измерениях [13]. Поэтому при анализе будем полагать $\bar{E}_{\mu} = 270$ ГэВ.

Минимальная энергия мюонов на уровне моря $E_{\mu,sl}^{min}$, необходимая для достижения глубины $H^{min} = 3.1$ км в.э., равна $E_{\mu,sl}^{min} = 1.3$ ТэВ [14]. Пороговая энергия $E_{\mu,sl}^{th}$ (50% вероятности выживания) составляет 1.8 ТэВ. Эту величину можно определить с помощью выражения, связывающего энергию мюона на уровне моря $E_{\mu,sl}$ с его энергией в среднем $E_{\mu,H}^{av}$ на глубине H [15]:

$$E_{\mu,H}^{av} = (E_{\mu,sl} + \epsilon_{\mu})e^{-bH} - \epsilon_{\mu}, \quad (1)$$

отсюда

$$E_{\mu,sl} = (E_{\mu,H}^{av} + \epsilon_{\mu})e^{+bH} - \epsilon_{\mu}. \quad (2)$$

Полагая $E_{\mu,H}^{av} = 0$, для $E_{\mu,sl}^{th}$ получаем

$$E_{\mu,sl}^{th} = (e^{+bH} - 1)\epsilon_{\mu}. \quad (3)$$

В этих выражениях параметр $\epsilon_{\mu} = a/b$ характеризует форму дифференциального спектра мюонов, которая на больших глубинах является квазиплоской:

$$\frac{dN_{\mu}}{dE} \propto \frac{1}{(\epsilon_{\mu} + E_{\mu})^{\gamma_{\mu}}}.$$

Параметр ϵ_{μ} представляет энергию, выше которой начинают доминировать радиационные потери и квазиплоский спектр мюонов приобретает форму спектра на поверхности, $P_{sl}(E_{\mu}) \propto E_{\mu}^{-\gamma_{\mu}}$. Величины

a и b входят в формулу для энергопотерь мюонов в слое вещества H :

$$-dE_{\mu}/dH = a + bE_{\mu}. \quad (4)$$

Здесь a — полные ионизационные потери, b — суммарные потери для трех радиационных процессов. Отношение $a/b = \epsilon_{\mu}$ представляет критическую энергию мюона, при которой ионизационные потери равны радиационным; при $E_{\mu} \ll \epsilon_{\mu}$ доминируют ионизационные потери, при $E_{\mu} \gg \epsilon_{\mu}$ — радиационные. Величины a и b слабо зависят от E_{μ} : изменение E_{μ} от 1 ТэВ до 10 ТэВ приводит к увеличению a в стандартном грунте от 268 до 293 ГэВ·(км в.э.)⁻¹, b увеличивается от 0.392 до 0.435 (км в.э.)⁻¹ (см. табл. 24.2 в [15]).

Подставляя в (3) $\epsilon_{\mu} = a/b = 667$ ГэВ ($a = 280$ ГэВ/км в.э., $b = 0.42$ /км в.э.) для глубины $H = 3.1$ км в.э. находим $E_{\mu,sl}^{th} = 1785$ ГэВ ≈ 1.8 ТэВ. При выбранных значениях величин a и b средняя энергия одиночных LVD-мюонов $\bar{E}_{\mu}^{cal} = 277$ ГэВ, вычисляемая по формуле [16]

$$\bar{E}_{\mu}^{cal} = \epsilon_{\mu}[1 - \exp(-bH)](\gamma_{\mu} - 2)^{-1}, \quad (5)$$

с высокой точностью согласуется с установленной экспериментально $\bar{E}_{\mu} = 270$ ГэВ. Параметр $\gamma_{\mu} = 3.75$ является модулем показателя дифференциального спектра мюонов на уровне моря: $P_{sl}(E_{\mu}) \propto E_{\mu}^{-\gamma_{\mu}}$.

Здесь можно отметить интересное свойство величины \bar{E}_{μ} — ее «насыщение». На больших глубинах, отвечающих условию $H \gg 1/b$, в формуле (5) для \bar{E}_{μ}^{cal} множитель $[1 - \exp(-bH)] \approx 1$, что при $\epsilon_{\mu} = \text{const}$ приводит к выражению предельной средней энергии потока атмосферных одиночных мюонов в стандартном грунте:

$$\bar{E}_{\mu}^{lim} = \epsilon_{\mu}(\gamma_{\mu} - 2)^{-1}. \quad (6)$$

К энергии \bar{E}_{μ}^{lim} средняя энергия мюонов \bar{E}_{μ} асимптотически приближается на глубинах $\gtrsim 5$ км в.э. При значениях параметров $\epsilon_{\mu} = 693$ ГэВ, $\gamma_{\mu} = 3.77$, использованных в работе [16], величина предельной энергии $\bar{E}_{\mu}^{lim} = 392$ ГэВ; при $\epsilon_{\mu} = 618$ ГэВ, $\gamma_{\mu} = 3.7$ величина $\bar{E}_{\mu}^{lim} = 364$ ГэВ [17]; при $\epsilon_{\mu} = 495$ ГэВ, $\gamma_{\mu} = 3.7$ величина $\bar{E}_{\mu}^{lim} = 291$ ГэВ [18]. Как видим, величина \bar{E}_{μ}^{lim} рассчитывается с большой погрешностью. Учитывая результаты различных измерений, можно полагать $\bar{E}_{\mu}^{lim} = 400$ ГэВ.

3. СЕЗОННЫЕ ВАРИАЦИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА LVD-МЮОНОВ ПОД ЗЕМЛЕЙ И НА УРОВНЕ МОРЯ

Дифференциальный спектр мюонов на глубинах $H > 1/b \approx 2.5$ км в.э. является квази плоским до энергии $\sim \epsilon_\mu$, выше которой спектр становится более крутым, приобретая форму спектра $P_{sl}(E_\mu) \propto E_\mu^{-\gamma_\mu}$ с показателем $\gamma_\mu = 3.75$. Поэтому спектр LVD-мюонов можно представить в виде ступеньки, обрывающейся при энергии ${}^0E_{\mu}^{max} = 2\bar{E}_\mu = 2 \cdot 270$ ГэВ = 540 ГэВ (приближение ступенчатого спектра), ${}^0E_{\mu}^{max}$ — среднегодовая энергия «ступеньки». В таком случае все LVD-мюоны на глубине 3.1 км в.э. с интенсивностью ${}^0I_{\mu,H}$ заключены в энергетическом диапазоне 0–540 ГэВ.

Полагая в выражении (2) $\bar{E}_{\mu,H}^{av} = {}^0E_{\mu}^{max} = 540$ ГэВ, определяем соответствующую энергию на уровне моря: ${}^0E_{\mu,sl}^{max} = 3771$ ГэВ ≈ 3.8 ТэВ. Следовательно, среднегодовой спектр мюонов на глубине LVD эффективно формируется LVD-мюонами, на уровне моря имеющими энергию в диапазоне $E_{\mu,sl}^{th} \div {}^0E_{\mu,sl}^{max} \rightarrow 1.8 \div 3.8$ ТэВ, с интенсивностью ${}^0I_{\mu,sl} = {}^0I_{\mu,H}$.

Гипотеза о связи сезонных вариаций числа космических нейтронов со средней энергией мюонов, объясняющая аномальные вариации числа нейтронов, приводит к заключению, что энергия мюонов \bar{E}_μ на глубине LVD в летний период ${}^s\bar{E}_{\mu,H}$ возрастает на 10%. Необходимо отметить, что величина \bar{E}_μ является естественным энергетическим параметром, характеризующим поток как мюонов, так и образуемых ими нейтронов, несмотря на то, что основное количество нейтронов производится мюонами высокоэнергетического участка спектра.

При ступенчатом спектре мюонов возрастание ${}^s\bar{E}_{\mu,H}$ на 10% должно увеличивать максимальную энергию спектра также на 10%: ${}^sE_{\mu,H}^{max} = 1.1 \cdot {}^0E_{\mu,H}^{max} = 594$ ГэВ. По формуле (2) находим, что данной величине соответствует энергия на уровне моря ${}^sE_{\mu,sl}^{max} = 3970$ ГэВ. Таким образом, увеличение $E_{\mu,H}^{max}$ в 1.1 раза (от ${}^0E_{\mu,sl}^{max} = 3771$ ГэВ до ${}^sE_{\mu,sl}^{max} = 3970$ ГэВ) связано с возрастанием энергии ${}^0E_{\mu,sl}^{max}$ на 5.3%. В то же время увеличению $\bar{E}_{\mu,H} = 270$ ГэВ в 1.1 раза соответствует увеличение энергии $E_{\mu,sl}$ всего в 1.036 раза (от 2780 ГэВ до 2880 ГэВ). Полученные соотношения объясняются свойством формулы (2), связывающей энергии $E_{\mu,H}^{av}$ и $E_{\mu,sl}$ и отражающей воздействие на форму спектра мюонов под землей квазипостоянных ионизационных потерь и радиационных энергопотерь. Одна-

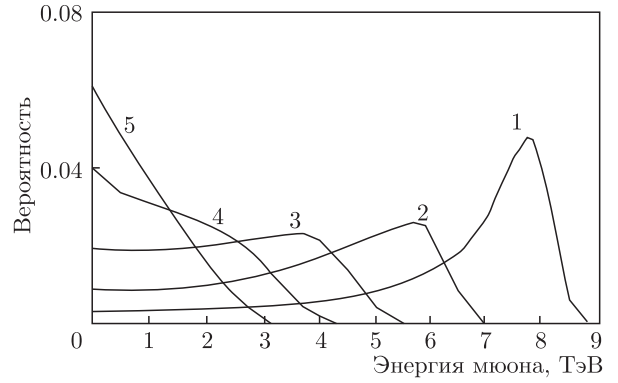


Рис. 1. Распределение вероятности для мюона с энергией 10 ТэВ на уровне моря иметь энергию от E до $E+0.1$ ТэВ на глубине 5, 4, 3, 2, 1 км в.э. (цифры у кривых)

ко флуктуирующий характер радиационных потерь, с одной стороны, значительно увеличивает вероятность достижения мюонами больших глубин и, с другой, — нелинейно «растягивает» спектр мюонов на глубине. Под действием этих потерь моноэнергетический поток мюонов с энергией на уровне моря, например 10 ТэВ, на разных глубинах трансформируется в спектры различной формы (рис. 1, [19]).

Величины ${}^0E_{\mu,sl}^{max}$ и ${}^sE_{\mu,sl}^{max}$ в действительности определяются участками спектра мюонов $P_{sl}(E_\mu)$, энергия которых превышает эти величины. Их значения, найденные выше в рамках приближения ступенчатого спектра LVD-мюонов, в силу быстро убывающего спектра $P_{sl}(E_\mu) \propto E_\mu^{-3.75}$ близки реальным.

4. СЕЗОННЫЕ ВАРИАЦИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА ЭФФЕКТИВНОЙ ГЕНЕРАЦИИ LVD-МЮОНОВ

Средняя энергия мюона связана с энергией «родительского» пиона равенством $E_\pi = (m_\pi/m_\mu)E_\mu$, где m_π и m_μ — массы пиона и мюона. Используя это соотношение и пренебрегая энергопотерями (ионизационными) мюонов в воздухе (≈ 2 ГэВ), можно перейти от энергии $E_{\mu,sl}^{th}$ к пороговой энергии пиона: $E_\pi^{th} \approx (m_\pi/m_\mu)E_\mu^{th} = 2.4$ ТэВ. Полагая, что только примерно 5% пионов с энергией 2.4 ТэВ распадаются (ниже будет показано, что величина $k_\pi^{dec} = 0.05$ связана с доминированием одиночных мюонов в полном потоке на глубине LVD), а остальные пионы генерируют вторичные адроны, получаем, что для образования одиночного мюона с энергией $E_\mu^{th} = 1.8$ ТэВ пионами первого поколения необ-

ходима энергия приблизительно 48 ТэВ, затрачиваемая на рождение заряженных пионов. Добавляя к этому энергию нейтральных пионов (примерно 1/2 от энергии π^\pm), получаем энергию взаимодействия $E_{in}^{th} \approx 72$ ТэВ с образованием пионов. Средняя величина коэффициента неупругости K_{inl} в глубоко-неупругом pA -взаимодействии приблизительно равна 0.5 (примерно 1/2 энергии E_p уносится лидирующим нуклоном). С учетом этого получаем величину пороговой энергии протона $E_p^{th} \approx 144$ ТэВ, необходимой для образования мюона, достигающего глубины LVD. Быстро убывающий спектр первичных протонов $F(E_p) \propto E_p^{-2.75}$ и быстрый рост плотности атмосферы с уменьшением высоты (что приводит к увеличению вероятности πA -неупругих столкновений для пионов второго поколения) обуславливают определяющую роль пионов первого поколения в формировании потока мюонов на глубине LVD. Вклад пионов второго и последующих поколений в генерацию мюонов высокой энергии не превышает 20% [20].

Повторив такие же вычисления для среднегодовых ${}^0E^{max}$ и летних ${}^sE^{max}$ значений, находим величины ${}^0E_{\pi}^{max} = 4.98$ ТэВ, ${}^sE_{\pi}^{max} = 5.24$ ТэВ. Следовательно, участки эффективной генерации LVD-мюонов в спектрах пионов ограничиваются энергиями $2.4 \leq {}^0E_{\pi} \leq 4.98$ ТэВ, $2.4 \leq {}^sE_{\pi} \leq 5.24$ ТэВ.

Используя зависимость множественности пионов $\nu_{\pi} \approx 3 \ln E_{in}$ от энергии взаимодействия E_{in} и полагая величину $k_{\pi}^{dec} = 0.05$ независимой от E_{in} , можно оценить число мюонов N_{μ} , образующихся при пороговой $E_{in}^{th} = 72$ ТэВ и максимальной $E_{in}^{max} = 152$ ТэВ энергиях взаимодействия и достигающих глубины LVD: $\nu_{\pi}^{\pm} = 2/3(3 \ln E_{in})$, $N_{\mu} = k_{\pi}^{dec} \nu_{\pi} = 0.1 \ln E_{in}$ [ТэВ]; отсюда $N_{\mu}^{th} = 1.12$, $N_{\mu}^{max} = 1.19$. Таким образом, в диапазоне энергий 72 ТэВ $\leq E_{in} \leq 152$ ТэВ одному pA -взаимодействию соответствует один LVD-мюон.

Для эффективной генерации LVD-мюонов в распадах пионов энергия E_{π} не должна превышать критическую энергию E_{π}^{cr} , соответствующую плотности атмосферы ρ_{at} на высоте генерации пионов первого поколения. Величина E_{π}^{cr} определяется условием равенства $\lambda_{\pi}^{dec} = \lambda_{\pi}^{in}$, где $\lambda_{\pi}^{dec} = \gamma_f \tau_0 c_0 = (E_{\pi}/m_{\pi} c_0^2) \tau_0 c_0$ — длина распадного пробега релятивистского пиона, $\tau_0 = 2.6 \cdot 10^{-8}$ с — время жизни пиона в покое, γ_f — гамма-фактор пиона, $c_0 = 3 \cdot 10^{10}$ см/с, $\lambda_{\pi}^{in} = (\sigma_{\pi}^{in} n_A \rho_{at})^{-1}$ — длина пробега пиона для неупругого πA -взаимодействия, n_A — число ядер в грамме воздуха, σ_{π}^{in} — сечение неупругого πA -взаимодействия. Для реляти-

вистского пиона в воздухе $(\sigma_{\pi}^{in} n_A)^{-1} = 120$ г/см² и $\lambda_{\pi}^{in} = 120 \rho_{at}^{-1}$. Следовательно, E_{π}^{cr} [ТэВ] = $120 \rho_{at}^{-1} (m_{\pi} c^2 / \tau_0 c_0) = 2.15 \cdot 10^{-2} \rho_{at}^{-1}$. Если приравнять пороговую энергию критической, $E_{\pi}^{th} = E_{\pi}^{cr} = 2.4$ ТэВ, то можно оценить плотность слоя воздуха генерации пионов $\rho_{at} \approx 9 \cdot 10^{-6}$ г/см³, которая соответствует плотности атмосферы на высоте приблизительно 35 км.

Таким образом, подавляющее число LVD-мюонов образуется в распадах пионов первого поколения генерации с энергией в интервале от E_{π}^{th} до E_{π}^{cr} . Величина ${}^0E_{\pi}^{cr}$ соответствует среднегодовой высоте слоя атмосферы, в котором эффективно генерируются пионы с энергией $E_{\pi} \geq E_{\pi}^{th}$. Летнее повышение температуры атмосферы вызывает увеличение высоты и расширение слоя генерации пионов с энергиями $E_{\pi} \geq E_{\pi}^{th}$, сопровождающееся уменьшением плотности ρ_{at} . Уменьшение плотности приграничного слоя атмосферы на высоте около 40 км влечет за собой расширение энергетического диапазона распадающихся пионов в результате увеличения энергии E_{π}^{cr} от ${}^0E_{\pi}^{max} = 4.98$ ТэВ до летнего значения ${}^sE_{\pi}^{cr} = {}^sE_{\pi}^{max} = 5.24$ ТэВ и ужесточение спектра образующихся мюонов.

Эффект летнего ужесточения спектра LVD-мюонов на уровне моря (${}^s\gamma_{\mu,sl} < {}^0\gamma_{\mu,sl} = 3.75$), обуславливающего увеличение энергии $\bar{E}_{\mu,sl}$ и интенсивности I_{μ} , имеет ту же природу, что и ужесточение энергетического спектра и возрастание интенсивности мюонов высокой энергии ($\gtrsim 1$ ТэВ) при увеличении угла наблюдения θ . Это увеличение длины свободного пробега пионов в слое атмосферы низкой плотности, приводящее к увеличению вероятности распада пионов высокой энергии. Например, результаты измерений [21] показывают, что в области энергий $2 \cdot 10^2$ ТэВ $< E_{\mu} < 3 \cdot 10^3$ ТэВ дифференциальный спектр мюонов на уровне моря, усредненный по интервалу углов $55^\circ < \theta < 90^\circ$, описывается степенным законом с показателем $\gamma_{\mu} = 3.1$ (погрешность 7%).

Можно оценить летнее отклонение величины ${}^s\gamma_{\mu,sl}$ от среднегодовой ${}^0\gamma_{\mu,sl} = 3.75$, используя формулу (5) и амплитуду вариаций 10% энергии \bar{E}_{μ} на глубине LVD. Полагая числитель в выражении (5) пренебрежимо слабо меняющимся от сезона к сезону, получаем

$$\frac{{}^s\bar{E}_{\mu,LVD}}{{}^0\bar{E}_{\mu,LVD}} = \frac{{}^0\gamma_{\mu,sl} - 2}{{}^s\gamma_{\mu,sl} - 2} = 1.1. \quad (7)$$

Отсюда при ${}^0\gamma_{\mu,sl} = 3.75$ следует ${}^s\gamma_{\mu,sl} = 3.59$, т.е. летом показатель $\gamma_{\mu,sl}$ уменьшается на 4.3%, что находится в пределах погрешности измерений величин

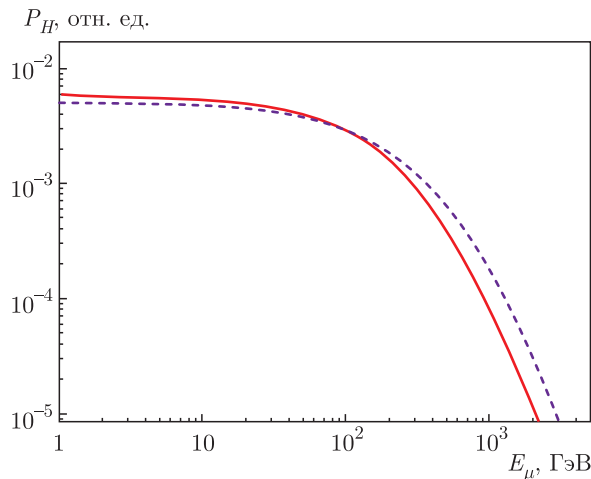


Рис. 2. Сезонная трансформация формы спектра мюонов, качественное представление. Красная кривая — среднегодовой спектр ${}^0P_H(E_\mu)$, синяя пунктирная — летний спектр ${}^sP_H(E_\mu)$

ны $\gamma_{\mu,sl}$ и что затрудняет определение вариаций показателя $\gamma_{\mu,sl}$ в эксперименте.

Летнее изменение формы спектра мюонов под землей (рис. 2) сходно с трансформацией спектра при увеличении глубины. Отличие заключается в том, что переход к большим глубинам приводит к росту \bar{E}_μ и уменьшению интенсивности I_μ , в то время как летнее изменение формы спектра $P_H(E_\mu)$ на глубине H сопровождается увеличением как энергии \bar{E}_μ , так и интенсивности I_μ .

Очевидно, что в силу постоянства среднегодовых характеристик потока мюонов их изменение в летней период соответствует изменению зимой с обратным знаком.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Вариации космогенных нейтронов являются инструментом, позволившим обнаружить сезонные вариации средней энергии мюонов на большой глубине, где $\bar{E}_\mu \geq 200$ ГэВ. Этот метод основывается на зависимости выхода нейтронов от энергии мюонов $Y_n \propto \bar{E}_\mu^{0.78}$, которая подтверждена в большом числе экспериментов и поддерживается феноменологически [22].

Необходимыми условиями для определения величины вариаций $\delta\bar{E}_\mu$ являются достаточная скорость счета мюонов, стабильная долговременная (не меньше нескольких лет) работа установки и высокая эффективность регистрации нейтронов. Установить вариации $\delta\bar{E}_\mu$ под землей можно прямым измерени-

ем энергии мюонов методом TRD [13] или параметра [23]. Но применение этих методов для определения вариаций $\delta\bar{E}_\mu$ малоэффективно, так как они не могут обеспечить необходимых для этого методических условий.

Указание на сезонные вариации величины \bar{E}_μ было получено не только на LVD, но и в долговременном эксперименте Bogexino [24], находящемся вблизи LVD. Амплитуда вариаций скорости образования космогенных нейтронов и соответствующая ей амплитуда вариаций $\delta\bar{E}_\mu$ в эксперименте Bogexino составили 2.6% и 9.2 ГэВ, т.е. в 3 раза меньше величин, полученных на LVD (7.7% и 28 ГэВ). Наиболее вероятно, что отличие результатов LVD и Bogexino связано с особенностями методов определения величины N_n и обработки данных. Возможно, влияние на результат Bogexino мог оказать отбор для анализа мюонных событий с множественностью нейтронов не выше 10. Несмотря на небольшое количество событий с множественностью ≥ 10 в полном числе мюонов, эти события наиболее сильно влияют на вариации спектра мюонов под землей, так как ввиду зависимости $N_n \propto \bar{E}_\mu^{0.78}$ связаны с высокоэнергетической областью мюонного спектра под землей.

Эксперименты по установлению сезонных вариаций энергии атмосферных мюонов прямыми измерениями энергии мюонов на уровне моря, как и подземные эксперименты, должны отвечать требованию долговременной работы со стабильными параметрами и, кроме этого, достаточным энергетическим разрешением. Имеющиеся на сегодня результаты измерений энергетического спектра мюонов на уровне моря в области энергий $E_\mu > 1$ ТэВ (рис. 4 в [25]) показывают, что проведенные эксперименты не отвечают этому требованию — разброс данных различных экспериментов значительно превышает погрешности измерений, указанные на графике. Кроме того, поиск сезонных вариаций средней энергии потока мюонов на уровне моря с энергиями выше 1 ТэВ не входил в программы проводившихся исследований энергетического спектра мюонов.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Более высокая амплитуда сезонных вариаций космогенных нейтронов по сравнению с амплитудой вариаций интенсивности мюонов была обнаружена в двух подземных экспериментах. Зависимость $N_n \propto \bar{E}_\mu^{0.78}$ связывает вариации нейтронов с вариациями средней энергии мюонов. Отсюда следует,

что температурный эффект, влияющий на генерацию мюонов, изменяет не только их интенсивность, но и среднюю энергию. Сезонные вариации средней энергии атмосферных мюонов являются новым эффектом в мюонной физике.

Приближение ступенчатого спектра LVD-мюонов под землей позволяет при исследовании механизма вариаций перейти от вариаций средней энергии мюонов под землей к вариациям энергии «ступеньки» E_{μ}^{max} .

Рассмотрение вариаций энергетического диапазона мюонов на пути от слоя генерации в атмосфере до глубины 3.1 км в.э. в рамках приближения ступенчатого спектра LVD-мюонов под землей приводит к заключению, что вариации $\delta\bar{E}_{\mu}$ определяются вариациями критической энергии для пионов E_{π}^{cr} . В результате этого диапазон генерации мюонов $E_{\mu,sl}^{th} - E_{\mu,sl}^{max}$ варьируется с амплитудой 5.3% с последующим увеличением вариаций до $\delta E_{\mu}^{max} = \delta\bar{E}_{\mu} = 10\%$ в результате прохождения мюонами слоя грунта 3.1 км в.э.

Сезонные вариации генерации высокоэнергетических мюонов на границе атмосферы проявляются также в вариациях жесткости их спектра на уровне моря и вариации формы квазиступенчатого спектра мюонов под землей.

Точность определения вариаций генерации мюонов, приводящих к вариациям $\delta\bar{E}_{\mu} = 10\%$, зависит от соответствия приближения ступенчатого спектра мюонов характеристикам реального спектра под землей, а также от погрешностей расчета энергетических диапазонов по формулам (1)–(3), (5) и входящих в них величин. Учитывая неопределенность этих величин (на примере вычисления значения энергии \bar{E}_{μ}^{lim}), можно допустить, что точность определения вариаций $\delta\bar{E}_{\mu}$ не хуже 20%.

Моделирование вариаций δI_{μ} и $\delta\bar{E}_{\mu}$ в полном объеме (с включением атмосферных явлений, трансформации спектра мюонов высоких энергий в грунте, процессов генерации нейтронов) дает пока противоречивые результаты, не согласующиеся между собой и не поддерживаемые экспериментальными данными [24, 26].

Сезонные изменения потока нейтронов, ввиду их заметной величины, необходимо учитывать при измерении выхода нейтронов. Температура атмосферы, помимо сезонных модуляций, в течение года испытывает нерегулярные изменения. В результате число нейтронов, образуемых мюонами под землей, значительно отклоняется от среднегодовой величины и гармонической функции с

нарушением постоянства амплитуды модуляций и фазы колебаний. Это следует учитывать при анализе фона в низкофоновых подземных экспериментах.

Финансирование. Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-02-00064-а) и программы международного сотрудничества между INFN Италии и Министерством науки и высшего образования РФ.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Ambrosio et al. (MACRO Collaboration), *Astropart. Phys.* **7**, 109 (1997).
2. M. Selvi (for the LVD collaboration), in *Proc. of the 31st ICRC* (2009), p. 1043.
3. C. Vigorito (for the LVD Collaboration), in *Proc. of the 35th ICRC* (2017), p. 291.
4. G. Bellini et al. (Borexino Collaboration), *JCAP* **1205**, 015 (2012).
5. M. Agostini et al. (GERDA Collaboration), *Astropart. Phys.* **84**, 29 (2016).
6. P. Desiati (for the IceCube Collaboration), in *Proc. of the 32nd ICRC* (2011), p. 78.
7. P. Adamson et al. (MINOS Collaboration), *Phys. Rev. D* **81**, 012001 (2010).
8. T. Abrahão et al. (Double Chooz Collaboration), *JCAP* **1702**, 017 (2017).
9. F.P. An et al., *JCAP* **1801**, 001 (2018).
10. N. Yu. Agafonova (on behalf of the LVD Collaboration), arXiv:1701.04620; *XXV ECRS 2016 Proc. — eConf C16-09-04.3*.
11. А. С. Мальгин, *ЖЭТФ* **45**, 247 (2015).
12. Н. Ю. Агафонова, Дисс. ... канд. физ.-матем. наук, ИЯИ РАН, Москва (2015).
13. M. Ambrosio et al. (MACRO Collaboration), *Astropart. Phys.* **19**, 313 (2003).
14. M. Ambrosio et al. (MACRO Collaboration), *Phys. Rev. D* **60**, 032001 (1999).
15. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **33**, 1232 (2006).
16. D. E. Groom, N. V. Mokhov, and S. I. Striganov, *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* **78**, 183 (2001).

17. P. Lipari and T. Stanev, Phys. Rev. D **44**, 3543 (1991).
18. O. M. Horn, PhD Thesis, Institut für Kernphysik, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe (2008), ISSN 0947-8620.
19. В. А. Кудрявцев, Дисс. . . . канд. физ.-матем. наук, ИЯИ РАН, Москва (1998).
20. Э. В. Бугаев, Ю. Д. Котов, И. Л. Розенталь, *Космические мюоны и нейтрино*, Атомиздат, Москва (1970).
21. В. В. Борог, В. Г. Кирилов-Угрюмов, А. А. Петрухин и др., ЯФ **3**, 783 (1966).
22. A. Malgin, Phys. Rev. C **96**, 014605 (2017).
23. C. Castagnoli et al., Astropart. Phys. **6**, 187 (1997).
24. M. Agostini et al., JCAP **1902**, 046 (2019).
25. E. V. Bugaev, A. Misaki, V. A. Naumov, T. S. Sinegovskaya, S. I. Sinegovsky, and N. Takahashi, Phys. Rev. D **58**, 05401 (1998); arXiv:hep-ph/9803488v3.
26. C. Zhang and D.-M. Mei, Eur. Phys. J. C **79**, 825 (2019).