
**ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОТОКА НЕЙТРИНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ****BEHAVIOUR OF THE HIGH-ENERGY NEUTRINO FLUX
IN THE EARTH'S ATMOSPHERE**

А.А. Кочанов

*Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия, kochanov@iszf.irk.ru
Иркутский государственный университет,
Иркутск, Россия*

A.A. Kochanov

*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,
Irkutsk, Russia, kochanov@iszf.irk.ru
Irkutsk State University,
Irkutsk, Russia*

А.Д. Морозова

*Иркутский государственный университет,
Иркутск, Россия, refriz@yandex.ru*

A.D. Morozova

*Irkutsk State University,
Irkutsk, Russia, refriz@yandex.ru*

Т.С. Синеговская

*Иркутский государственный университет путей сообщения,
Иркутск, Россия, tanya@api.isu.ru*

T.S. Sinegovskaya

*Irkutsk State Transport University,
Irkutsk, Russia, tanya@api.isu.ru*

С.И. Синеговский

*Иркутский государственный университет,
Иркутск, Россия, sinegovsky@api.isu.ru*

S.I. Sinegovsky

*Irkutsk State University,
Irkutsk, Russia, sinegovsky@api.isu.ru*

Аннотация. При обработке данных, полученных в эксперименте IceCube за 988 дней (2010–2013 гг.), обнаружены 37 высокоэнергетических нейтринных событий с энерговыделением от 30 ТэВ до 2 ПэВ. Гипотеза об астрофизическом происхождении этих нейтрино подтверждается на уровне статистической достоверности 5.7σ . Для надежной идентификации нейтринных событий необходим тщательный расчет фона атмосферных нейтрино. В работе выполнен расчет спектров атмосферных нейтрино в интервале энергий 100 ГэВ — 10 ПэВ для ряда моделей адрон-ядерных взаимодействий с использованием нескольких параметризаций спектра космических лучей, опирающихся на экспериментальные данные и учитывающих излом спектра. Показано, что редкие распады короткоживущего нейтрального каона K_S^0 при энергиях выше 100 ТэВ дают более трети полного потока $\nu_e + \bar{\nu}_e$, а учет реакции рождения K -мезонов в пион-ядерных соударениях приводит к возрастанию потока $\nu_e + \bar{\nu}_e$ еще на 5–7 % в интервале энергий 10^2 – 10^4 ГэВ. Расчетные спектры в целом согласуются с данными измерений. Извлеченное из данных IceCube флейворное отношение потоков нейтрино дает указание на то, что измеренный спектр атмосферных электронных нейтрино содержит примесь диффузного потока астрофизических нейтрино при энергиях 20–50 ТэВ.

Ключевые слова: нейтрино, высокие энергии, космические лучи, энергетические спектры атмосферных нейтрино, астрофизические нейтрино, нейтринные телескопы, модели адрон-ядерных взаимодействий при высоких энергиях.

Abstract. The processing of the IceCube experiment data obtained during 988 days (2010–2013) revealed 37 high-energy neutrino-induced events with deposited energies of 30 TeV — 2 PeV. The hypothesis of an astrophysical origin of these neutrinos is confirmed at the statistical confidence level of 5.7σ . To identify reliably the neutrino events, a thorough calculation of the atmospheric neutrino background is required. In this work we calculate the atmospheric neutrino spectra in the energy range of 100 GeV — 10 PeV with usage of several hadronic models and a few parametrizations of cosmic ray spectra supported by experimental data which take into account the knee. It is shown that rare decays of short-lived neutral kaons K_S^0 contribute more than a third of the total $\nu_e + \bar{\nu}_e$ flux at the energies above 100 TeV. The account for kaons production in pion-nucleus collisions increases the $\nu_e + \bar{\nu}_e$ flux by 5–7 % in the energy range of 10^2 – 10^4 GeV. Calculated neutrino spectra agree on the whole with the measurement data. The neutrino flavor ratio extracted from the IceCube data possibly indicates that the conventional atmospheric electron neutrino flux obtained in the IceCube experiment contains an admixture of the astrophysical neutrinos in the range of 20–50 TeV.

Key words: neutrino, high energies, cosmic rays, energy spectra of atmospheric neutrinos, astrophysical neutrinos, neutrino telescopes, high-energy hadronic interaction models.

1. ВВЕДЕНИЕ

Нейтрино высоких энергий, регистрируемые на Земле, рождаются в следующих процессах:

1) заряженные частицы (протоны и ядра), ускоренные ударными волнами в астрофизических источниках, взаимодействуют со сброшенной оболочкой (звездным ветром, остатком сверхновой и другим веществом) или интенсивными электромагнитными полями вблизи источника, генерируя мезоны в двух типах реакций $p+p \rightarrow \pi^\pm(K^\pm, K^0, \dots)+X$, $p+\gamma \rightarrow \pi^\pm+X$; в слабых распадах (π , K)-мезонов и продуктов их распада — мюонов — рождаются нейтрино $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$, $K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$, $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)$;

2) космические лучи (протоны и ядра), покинувшие область ускорения, взаимодействуют с веществом, электромагнитными полями межзвездной среды и реликтовым излучением, генерируя так называемые космогенные нейтрино;

3) космические лучи, взаимодействующие с атмосферой Земли, являются источником атмосферных нейтрино.

Нейтрино высоких энергий от распадов мезонов и барионов, рождающихся в соударениях космических лучей с ядрами атомов атмосферы Земли, образуют неустрашимый фон при детектировании нейтрино от астрофизических источников, расположенных в Галактике или за ее пределами. Проблема спектра атмосферных нейтрино чрезвычайно актуальна: обработка данных эксперимента IceCube (Южный Полус) за 2010–2013 гг. выявила 37 событий с энергиями 30 ТэВ — 2 ПэВ от нейтрино внеатмосферного происхождения [Aartsen et al., 2013a, 2013b, 2014]. Астрофизическое происхождение этих нейтрино подтверждается на уровне статистической значимости выше пяти стандартных отклонений от ожидаемого фона атмосферных мюонов и нейтрино, который по оценкам экспериментаторов составляет 15 событий. Регистрация событий от нейтрино с энергиями порядка 1 ПэВ на установке IceCube существенно меняет оценку вклада распадов очарованных частиц в поток атмосферных нейтрино — важной составляющей фона для астрофизических нейтрино высоких энергий. Эта компонента атмосферных нейтрино — «прямые» нейтрино — до сих пор не зарегистрирована нейтринными телескопами, и нельзя исключить, что часть событий, отнесенных к астрофизическим нейтрино в эксперименте IceCube, обусловлена именно вкладом распадов очарованных мезонов и барионов ($D^\pm, D^0, \bar{D}^0, D_s^\pm, \Lambda_c^\pm$), рождающихся в атмосфере.

Обработка данных нейтринного телескопа IceCube за 641 день (2010–2012 гг.) при понижении порога для нейтрино показала [Aartsen et al., 2015a], что в Южном полушарии доминирует астрофизическая компонента нейтринного потока с энергией выше 10 ТэВ. Полное число событий от астрофизических нейтрино при таком низком пороге возросло до 87_{-10}^{+14} . Подобное развитие событий было предсказано в работах [Sinegovskaya et al., 2013, 2015] на ос-

нове анализа измеренных в эксперименте IceCube спектров атмосферных нейтрино [Abbasi et al., 2011; Aartsen et al., 2013c, 2015c].

Распады заряженных и нейтральных каонов — важнейший источник нейтрино и в то же время фактор значительных неопределенностей расчета спектров $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$, $\nu_e(\bar{\nu}_e)$. В работе представлен подробный анализ основных источников атмосферных электронных нейтрино: потоки ν_e примерно на порядок меньше потоков ν_μ , поэтому представляют сравнительно низкий фон для астрофизических нейтрино. Особый интерес представляет вклад полупетонного трехчастичного распада нейтрального K -мезона. Показано, что редкие распады короткоживущего K_S^0 -мезона при энергиях выше 100 ТэВ дают более 30 % полного потока $\nu_e + \bar{\nu}_e$.

Расчет энергетических спектров атмосферных электронных и мюонных нейтрино в интервале энергий 100 ГэВ – 10 ПэВ выполнен в рамках подхода [Наумов, Синеговская, 2000; Kochanov et al., 2008; Кочанов и др., 2013] для известных моделей адрон-ядерных взаимодействий SIBYLL-2.1 [Ahn et al., 2009], QGSJET-II-03 [Калмыков, Остапченко, 1993; Kalmykov et al., 1997; Ostapchenko, 2008] и модели Кимеля–Мохова [Кимель, Мохов, 1974] с использованием двух параметризаций спектра космических лучей, включающих излом спектра — модели Зацепина–Сокольской (ZS) [Zatsepin, Sokolskaya, 2006] и Хиллса–Гайссера (HGm) [Gaisser, 2012]. Приведено сравнение расчета с новой обработкой данных IceCube по спектрам атмосферных нейтрино и с первым измеренным значением флейворного отношения [Aartsen et al., 2015b, 2015c].

2. ИСТОЧНИКИ АТМОСФЕРНЫХ НЕЙТРИНО

Потоки атмосферных нейтрино каждого из трех типов (флейворов) (ν_e, ν_μ, ν_τ) представляют смесь двух компонент, различающихся энергетическим спектром и зенитно-угловым распределением. Анизотропная компонента генерируется в распадах мюонов, пионов и каонов и имеет более мягкий спектр — это обычные (conventional) или (π , K)-нейтрино. Вторая, высокоэнергетическая компонента с более жестким спектром и слабой зависимостью от зенитного угла (квазиизотропная), генерируется в распадах тяжелых очарованных мезонов и барионов с коротким временем жизни (D, Λ_c) — это «прямые» или «быстрые» (prompt) нейтрино, которые должны дать заметный вклад при энергиях выше 400 ТэВ [Bugayev et al., 1989, Naumov et al., 1998].

Введем важное понятие критической энергии для распада частицы на простом примере изотермической атмосферы $\rho(H, \theta) = \rho_0 \exp(-H/H_0 \cos \theta)$:

$$h = \int_H^\infty \rho(H) \frac{dH}{\cos \theta} = \frac{\rho H_0}{\cos \theta} \Rightarrow \rho(h, \theta) = h \cos \theta / H_0, \quad (1)$$

где θ — зенитный угол вблизи поверхности Земли; $H_0 = 7.3$ км — параметр атмосферы, отвечающий температуре $T = 230$ К. Пролет частицы f (в $\text{г} \cdot \text{см}^{-2}$) до распада есть $\lambda_{\text{dec}} = (E/m_f c^2) \sigma_f \rho(h, \theta)$, где E — энергия частицы в лабораторной системе, m_f, τ_f — масса и

время ее жизни (в системе покоя). Дифференциальную вероятность распада частицы на глубине h можно записать как

$$dw_{\text{dec}} = \frac{dh}{\lambda_{\text{dec}}}, \quad \frac{dw_{\text{dec}}}{dh} = \frac{m_f c^2}{\rho(h, \theta) c \tau_f E}. \quad (2)$$

Подставляя $\rho(h, \theta)$ из (1) в (2), получим

$$\frac{dw_{\text{dec}}}{d \ln h} = \frac{m_f c^2 H_0}{E c \tau_f \cos \theta} = \frac{\varepsilon_f^{\text{cr}}(\theta)}{E}, \quad (3)$$

где введен масштаб энергии $\varepsilon_f^{\text{cr}}(\theta)$, сравнение с которым позволяет оценить вероятность распада нестабильной частицы на единицу пути ($1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$). Эту величину называют критической энергией для распада частицы:

$$\varepsilon_f^{\text{cr}}(\theta) = m_f c^2 \frac{H_0}{c \tau_f \cos \theta}. \quad (4)$$

При $E \ll \varepsilon_K^{\text{cr}}(\theta)$ мезон является эффективным источником нейтрино, а для $E \gg \varepsilon_K^{\text{cr}}(\theta)$ пробег до распада велик по сравнению с пробегом до неупругого взаимодействия.

Источниками электронных нейтрино являются трехчастичные распады мюонов и каонов — μ_{e3} , K_{Le3}^0 , K_{e3}^{\pm} и K_{Se3}^0 (см. таблицу). Важным источником электронных нейтрино до $E_{\nu} \leq 1$ ТэВ остается распад мюона, но уже при энергиях выше 100 ГэВ доминируют K_{Le3}^0 , а при 10 ТэВ вклад K_{e3}^{\pm} становится сопоставимым с K_{Le3}^0 . Источники мюонных нейтрино — распад пиона, двух- и трехчастичные распады заряженных каонов, а также распады $K_{L\mu3}^0$.

Малым вкладом распада $K_{S\mu3}^0$ в поток мюонных нейтрино можно пренебречь, поскольку доминирует вклад от распадов заряженных каонов.

Интересным источником электронных нейтрино является распад короткоживущего нейтрального каона. В сильных взаимодействиях рождаются K^0, \bar{K}^0 — частицы с определенной странностью (странность сохраняется в сильных взаимодействиях), но не имеющие определенной массы и определенного времени жизни. В слабых распадах странность не сохраняется, поэтому K^0 и \bar{K}^0 ведут себя как суперпозиции двух состояний K_L^0 и K_S^0 с определенным временем жизни (и массой), но с неопределенной странностью, т. е. источниками нейтрино являются долгоживущий K_L^0 -мезон $\tau(K_L^0) = 5.12 \cdot 10^{-8}$ с и короткоживущий K_S^0 -мезон $\tau(K_S^0) = 0.90 \cdot 10^{-10}$ с. Эти характеристики приводят к высокой критической энергии для короткоживущей моды K_{Se3}^0 : $\varepsilon_{K_S^0}^{\text{cr}}(0^\circ) \approx 120$ ТэВ на вертикали и выше 1 ПэВ для $\theta=90^\circ$ вблизи горизонтального направления (см. табл.). Таким образом, полулептонная мода K_{Se3}^0 распада K_S^0 , несмотря на малую ширину $7 \cdot 10^{-4}$, является важным источником электронных нейтрино при энергиях выше 100 ТэВ (рис. 1–3), который впервые был учтен в работах [Синеговская 1999; Naumov 2002] (см. также [Sinegovskaya et al., 2013, 2015]).

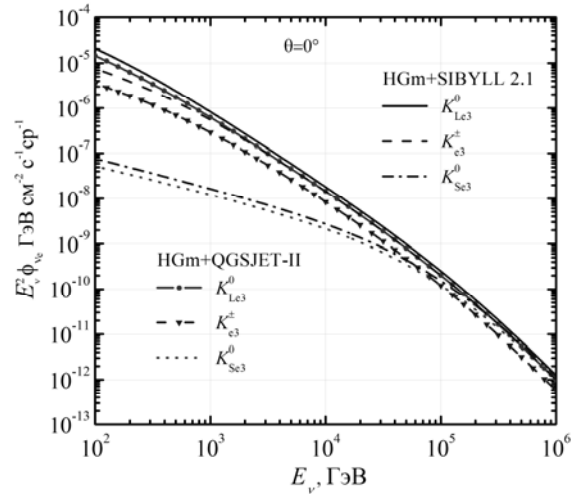


Рис. 1. Потоки ($\nu_e + \bar{\nu}_e$) от распадов каонов вблизи вертикали, рассчитанные для спектра космических лучей Хиллса–Гайссера (HGm) и моделей адронных взаимодействий SIBYLL-2.1 и QGSJET-II-03

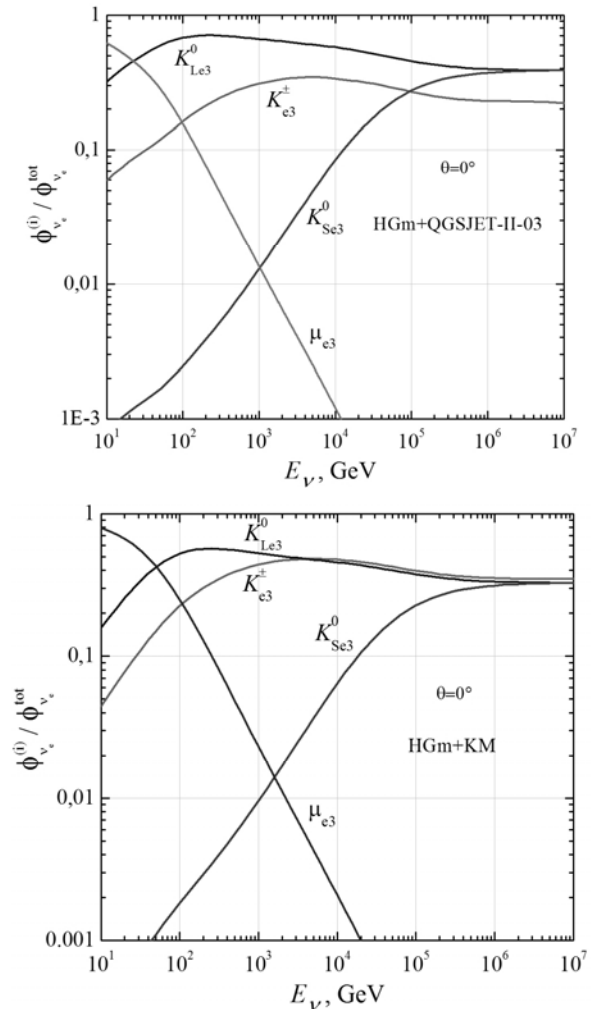


Рис. 2. Относительные вклады отдельных источников электронных нейтрино $\phi_{\nu_e}^{(i)} / \phi_{\nu_e}^{\text{tot}}$ вблизи вертикали, рассчитанные для спектра космических лучей Хиллса–Гайссера (HGm) и двух моделей адрон-ядерных взаимодействий — QGSJET-II-03 (вверху) и Кимеля–Мохова (внизу). Обратим внимание на различное поведение вклада от распадов K_{e3}^{\pm} в моделях QGSJET-II-03 и KM

Основные каналы генерации атмосферных нейтрино

Частица (f)	Время жизни, c	Мода распада	Относительная ширина распада, %	Критическая энергия $\varepsilon_i^{\text{cr}}(0^\circ) = m_i c^2 H_0 / c \tau_i$
μ^\pm	$2.19 \cdot 10^{-6}$	$e^\pm + \nu_e (\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu)$	100	1.03 ГэВ
π^\pm	$2.60 \cdot 10^{-8}$	$\mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$	99.987	115 ГэВ
$K_L^0 : K_{Le3}^0$ $K_{L\mu3}^0$	$5.12 \cdot 10^{-8}$	$\pi^\pm + e^\mp + \bar{\nu}_e (\nu_e)$ $\pi^\pm + \mu^\mp + \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu)$	40.55 ± 0.11 27.04 ± 0.07	206 ГэВ
$K_{\mu2}^\pm$ $K_{e3}^\pm : K_{e3}^\pm$ $K_{\mu3}^\pm$	$1.24 \cdot 10^{-8}$	$\mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$ $\pi^0 + e^\pm + \nu_e (\bar{\nu}_e)$ $\pi^0 + \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$	63.55 ± 0.11 5.07 ± 0.04 3.35 ± 0.03	857 ГэВ
$K_S^0 : K_{Se3}^0$ $K_{S\mu3}^0$	$0.90 \cdot 10^{-10}$	$\pi^\pm + e^\mp + \bar{\nu}_e (\nu_e)$ $\pi^\pm + \mu^\mp + \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu)$	$(7.04 \pm 0.08) \cdot 10^{-2}$ $(4.69 \pm 0.05) \cdot 10^{-2}$	120 ТэВ

Анизотропия потоков (π , K)-нейтрино обусловлена конкуренцией процессов распада и ядерного взаимодействия мезонов в неоднородной атмосфере. Мезон, распространяющийся под большим зенитным углом, имеет большую вероятность распада до взаимодействия, поскольку значительная часть его пробега до распада приходится на слои атмосферы с низкой плотностью и малым ее градиентом. Поэтому потоки атмосферных нейтрино вблизи горизонтали на порядок больше вертикальных потоков — эффект углового усиления. Эффект зависит от энергии: для малых лоренц-факторов пробег частицы до распада мал по сравнению с пробегом до неупругого взаимодействия частицы, поэтому мезон претерпевает распад под любым зенитным углом, т. е. анизотропия потоков нейтрино мала для сравнительно невысоких энергий, а спектр нейтрино в этом случае близок спектру космических лучей (протонов с $\gamma \approx 2.7$). С ростом энергии спектральный индекс нейтрино растет и стремится к величине $\gamma+1$ при энергиях, много больших характерного масштаба — критической энергии для распада частицы. Угловое усиление суммарных потоков нейтрино при энергиях выше 1 ТэВ слабо зависит от спектра космических лучей и модели адронных взаимодействий.

Распады пионов и каонов дают основной вклад в общий поток атмосферных нейтрино до очень высоких энергий (~10–300 ТэВ). При энергиях в сотни ТэВ пробег до распада каонов становится настолько большим, что они успевают до распада потерять энергию или вовсе исчезнуть в столкновениях с ядрами в атмосфере. Таким образом, спектр источников нейтрино от распада частиц с большим временем жизни становится более мягким ($\phi_\nu \sim E_\nu^{-2.7}$), что отвечает насыщению соответствующего частичного вклада (например, K_{Le3}^0). Спектр короткоживущих частиц все еще сохраняется жестким ($\phi_\nu \sim E_\nu^{-2.7}$), что приводит к относительному росту интенсивности этого источника (например, K_{e3}^\pm по

отношению к K_{Se3}^0) на некотором интервале энергий (это хорошо видно на рис. 2).

На рис. 1, 2 показаны отдельные вклады перечисленных выше распадов в суммарные потоки электронных нейтрино и антинейтрино для вертикального направления, рассчитанные для моделей SIBYLL-2.1, QGSJET-II-03 и KM со спектром космических лучей Хиллса–Гайссера (HGM) [Gaisser, 2012]. Вклад от распадов мюонов мал для вертикали, но сравним с потоками нейтрино от распадов каонов вплоть до 2 ТэВ для горизонтали. Вклады K_{e3}^\pm и K_{Le3}^0 довольно близки по величине, несмотря на 8-кратное различие относительной ширины распадов. Это различие отчасти нивелируется тем, что время жизни K_L^0 в 4.2 с лишним раза больше времени жизни K^\pm , однако это различие может быть значительным, как в модели QGSJET-II-03 (рис. 2).

При энергиях ~100 ТэВ K_L^0 -распады уже вошли в режим насыщения, а потоки $\nu_e + \bar{\nu}_e$ от полупетонных распадов K_S^0 , имея спектральный индекс на единицу меньше (в силу высокой критической энергии), начинают сближаться по величине с потоками нейтрино от K_{Le3}^0 -распадов. При энергии 1 ПэВ эти потоки становятся практически равными. Особенно отчетливо «включение» и насыщение частичных вкладов с ростом энергии проявляется для больших зенитных углов.

На рис. 3 показано отношение $\phi_\nu(E, \theta)/\phi_\nu(E, 0^\circ)$ для двух значений зенитного угла (72° и 90°), характеризующее угловое усиление потоков нейтрино как функции энергии нейтрино. В зависимости от модели адронных взаимодействий вклад K_{Se3}^0 может достигать 30–40 % потока $\nu_e + \bar{\nu}_e$ при $E_\nu > 1$ ПэВ. В существующих пакетах программ для моделирования ШАЛ этот процесс не учтен. Учет процесса рождения K -мезонов пионами $\pi+A \rightarrow K+X$ приводит к увеличению потока $\nu_e + \bar{\nu}_e$ еще на 5–7 % при энергиях 10^2 – 10^4 ГэВ.

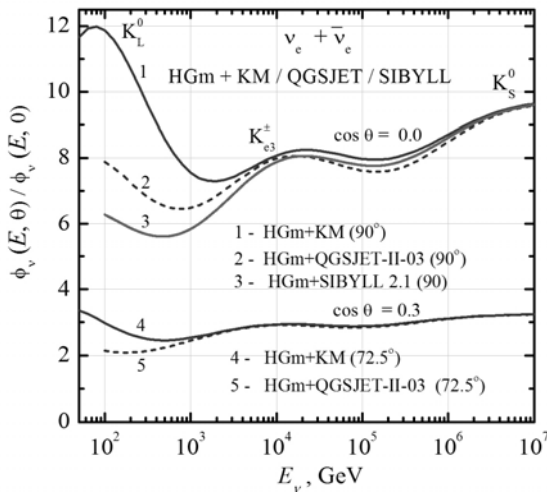


Рис. 3. Зенитно-угловое усиление спектра электронных нейтрино, отражающее последовательное «включение» каонных источников. Цифрами обозначены кривые, рассчитанные для модели спектра космических лучей HGm и адронных моделей — Кимеля–Мохова (1, 4), QGSJET-II (2, 5), SIBYLL (3)

3. СПЕКТРЫ И ФЛЕЙВОРНОЕ ОТНОШЕНИЕ АТМОСФЕРНЫХ НЕЙТРИНО

В эксперименте IceCube измерены атмосферные потоки мюонных нейтрино (в интервале энергий 100 ТэВ – 400 ТэВ) и электронных нейтрино (80 ТэВ – 6 ТэВ), что позволяет извлечь флейворное отношение атмосферных нейтрино, чувствительное к дополнительному вкладу нейтрино от распадов очарованных частиц и/или нейтрино от астрофизических источников. Кроме того, сравнительно недавно были опубликованы данные измерений с помощью нейтринного телескопа ANTARES спектра мюонных нейтрино (0.1–100 ТэВ) [Adrian-Martinez et al., 2013], которые, в целом согласуясь с данными IceCube [Aartsen et al., 2015b], обнаруживают систематическое превышение потока при энергиях выше 10 ТэВ. На рис. 4 показаны результаты расчета спектра атмосферных нейтрино: мюонных (а) и электронных (б) в сравнении с данными экспериментов IceCube [Aartsen et al., 2015c]. В расчетах использовались модели адронных взаимодействий QGSJET-II, SIBYLL-2.1, KM и две версии спектра и состава первичных космических лучей — модель Хилласа–Гайссера (HGm) [Gaisser, 2012] и модель Зацепина–Сокольской (ZS) [Zatsepin, Sokolskaya, 2006]. Потоки «прямых» нейтрино от распада очарованных частиц, рассчитанные для модели кварк-глюонных струн (QGSM) [Кайдалов, Пискунова, 1986; Bugaev et al., 1989], также показаны на рис. 4 а, б (пунктирные кривые). Для сравнения на рис. 4, а показаны результаты расчета для другой модели рождения чарма — рекомбинационной кварк-партоновой (RQPM) [Bugaev et al., 1989; Naumov, 1998]. Закрашенными треугольниками (рис. 4, б) обозначены измерения первого года работы полного детектора IceCube 86 (332 дня, 13 мая 2011 – 15 мая 2012).

Гипотеза о том, что часть нейтринных событий, отнесенных к атмосферным электронным нейтрино на ранних этапах обработки данных (до регистрации

космических нейтрино), могла иметь источником астрофизические нейтрино при энергиях выше 10 ТэВ, опиралась [Sinegovskaya et al., 2013] на извлеченное из данных IceCube флейворное отношение потоков нейтрино $R_{\nu_\mu/\nu_e}(E) = (\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu) / (\nu_e + \bar{\nu}_e)$ (треугольники на рис. 5). Уменьшение этого отношения на интервале 0.1–10 ТэВ служит указанием на рост вклада диффузной составляющей потока астрофизических нейтрино. Методика отбора событий от ν_e , которая заключалась в вычитании из полного числа событий части, отнесенной к мюонным нейтрино [Aartsen et al., 2013c], могла привести к завышению именно числа ν_e -событий при энергиях порядка 10 ТэВ, поскольку в этом интервале поток астрофизических ν_μ пренебрежимо мал по сравнению с атмосферными ν_μ .

Опубликованные данные по измерениям спектра атмосферных нейтрино позволяют сконструировать нейтринное флейворное отношение R_{ν_μ/ν_e} , очень чув-

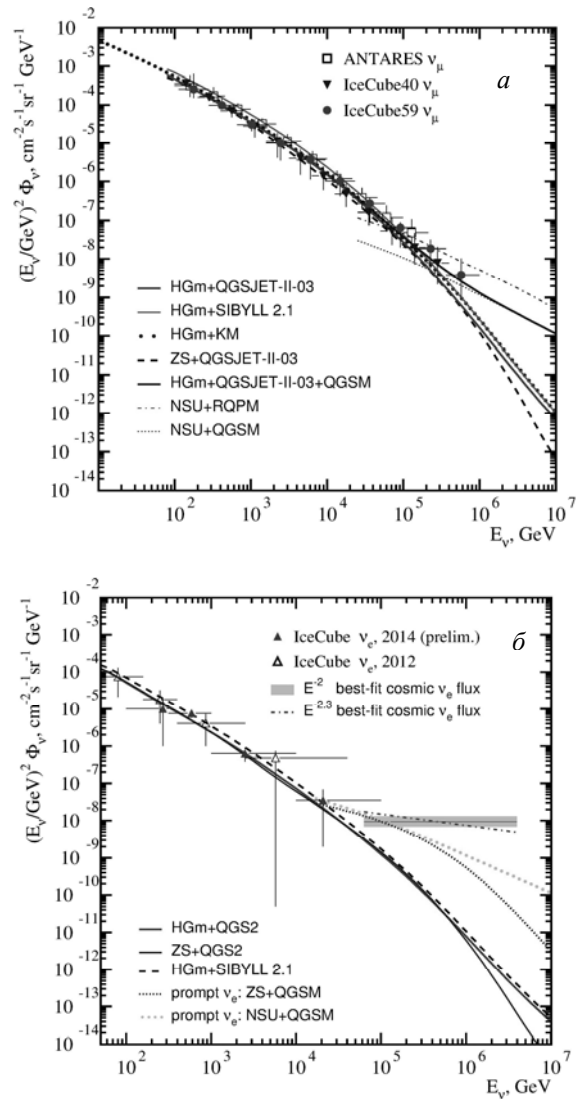


Рис. 4. Спектры атмосферных мюонных (а) и электронных (б) нейтрино, измеренные в экспериментах IceCube [Abbasi et al., 2011; Aartsen, 2013a, 2015b, 2015c] и ANTARES [Adrian-Martinez et al., 2013] (символы). Полоса и штрихпунктирная кривая (б) — фиты IceCube степенного спектра астрофизических нейтрино [Aartsen et al., 2014]. Кривые — расчет настоящей работы

ствительное даже к малым изменениям потоков, и сравнить его с результатами расчета. Таким образом, можно изучать флейворный состав диффузных потоков астрофизических нейтрино и исследовать прямую компоненту атмосферных нейтрино. На рис. 5 показано усредненное по зенитному углу флейворное отношение $R_{\nu_\mu/\nu_e} = \phi_{\nu_\mu+\bar{\nu}_\mu} / \phi_{\nu_e+\bar{\nu}_e}$, рассчитанное для моделей SIBYLL, QGSJET-II и КМ с первичными спектрами ZS и HGm (без учета вклада прямых нейтрино), а также R_{ν_μ/ν_e} , рассчитанное в работе [Honda et al., 2007]. Предварительный анализ показал, что при энергиях выше 10 ТэВ из эксперимента извлекается меньшее по величине отношение R_{ν_μ/ν_e} , чем ожидалось из расчетов. Изогнутая полоса получена добавлением потока астрофизических нейтрино $\phi_\nu(E_\nu) = (0.95 \pm 0.3) \cdot 10^{-8} E_\nu^{-2} \text{ ГэВ}^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ (фит данных измерений IceCube — полоса на рис. 4, б) к расчетным спектрам атмосферных нейтрино. Ломаной линией показан расчет [Honda et al., 2007] для $\cos \theta = 0.3$, тогда как квадрат — это усредненный по зенитному углу расчет [Honda et al., 2007] (из работы [Aartsen et al., 2015c]). Звездочкой на рис. 5 обозначен расчет группы Bartol, взятый также из работы [Aartsen et al., 2015c].

Как видно из рисунка, модель КМ с первичным спектром HGm очень близка расчету М. Honda, а модель QGSJET-II-03 дает заметное отличие для параметризаций спектра космических лучей ZS и HGm —

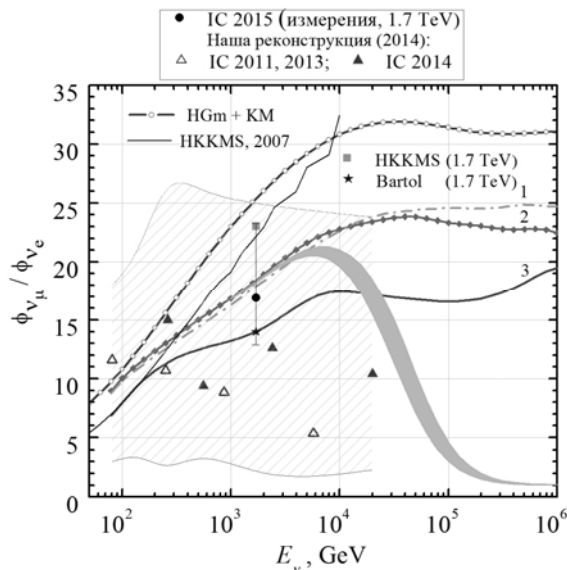


Рис. 5. Флейворное отношение атмосферных нейтрино, рассчитанное для двух моделей спектра ПКЛ, учитывающих излом спектра. Кривые, обозначенные цифрами, — расчет для моделей SIBYLL 2.1 и QGSJET-II-03: 1 — HGm+SIBYLL, 2 — HGm+QGSJET-II, 3 — ZS+QGSJET-II, линия -о- — расчет для модели Кимеля–Мохова. Тонкая черная линия — расчет [Honda, 2007] ($\cos \theta = 0.3$). Символы Δ , \blacktriangle — наша реконструкция R_{ν_μ/ν_e} из данных эксперимента IceCube [Abbasi et al., 2011; Aartsen et al., 2013c, 2015c], заштрихованная область отражает ошибки эксперимента. Символ \bullet — результат измерений при $E_\nu = 1.7$ ТэВ [Aartsen, 2015c], \blacksquare , \star — расчеты Honda и группы Bartol

примерно в 1.5 раза при энергиях 10 ТэВ. Наша реконструкция ошибок эксперимента IceCube (заштрихованная область на рис. 5) выполнена с большей неопределенностью: значение R_{ν_μ/ν_e} для энергии 1.7 ТэВ восстановлено экспериментаторами [Aartsen, 2015c] (сплошной кружок) с меньшими ошибками $16.9^{+6.9}_{-4.0}$. Это значение хорошо согласуется с нашим расчетом для моделей SIBYLL-2.1 и QGSJET-II-03 с использованием спектра космических лучей HGm (кривые 1 и 2).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Неоднозначность предсказаний сечений рождения пионов и особенно каонов в нуклон-ядерных соударениях при высоких энергиях существенно сказывается на расчетном потоке нейтрино. Сравнение усредненного по зенитным углам спектра мюонных нейтрино с измеренным в эксперименте IceCube показывает, что при энергиях выше 400 ТэВ вклад прямых нейтрино с использованием модели кварк-глюонных струн [Bugaev et al., 1989; Naumov et al., 1998] как будто заметен, однако экспериментальные ошибки велики и экспериментаторы не дают определенного ответа относительно этой компоненты атмосферных нейтрино. Нет также пока ответа на вопрос о вкладе астрофизических мюонных нейтрино, который должен быть виден на установке выше верхней границы неопределенностей измеренного спектра атмосферных нейтрино вблизи 600 ТэВ, как это следует из фита IceCube [Aartsen et al., 2014].

Вклад короткоживущего нейтрального каона K_{Se3}^0 при $E_\nu > 1$ ПэВ является важным источником нейтрино, достигающим, в зависимости от модели адронных взаимодействий, 30–40 % потока атмосферных электронных нейтрино. Учет процесса рождения K-мезонов пионами $\pi+A \rightarrow K+X$ приводит к увеличению потока $\nu_e + \bar{\nu}_e$ еще на 5–7 % при энергиях 10^2 – 10^4 ГэВ.

Расчет спектров атмосферных электронных нейтрино (без учета вклада от распада очарованных частиц) показывает, что интервал энергий, при которых поток астрофизических нейтрино начинает доминировать, составляет 30–50 ТэВ. Флейворное отношение атмосферных нейтрино, извлеченное из измерений IceCube, не обнаруживает тенденции к росту с энергией, как ожидалось для (π , K)-нейтрино в интервале 100 ГэВ — 30 ТэВ. Уменьшение отношения R_{ν_μ/ν_e} указывает, возможно, на примесь астрофизических нейтрино в спектре электронных атмосферных нейтрино, полученном в эксперименте IceCube ранее [Aartsen et al., 2013c], еще до обнаружения 37 высокоэнергетических нейтринных событий.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ, договор 14.Б25.31.0010, задание 3.889.2014/К.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Кайдалов А.Б., Пискунова О.И. Образование очарованных частиц в модели кварк-глюонных струн // Ядерная физика. 1986. Т. 43, № 6. С. 1545–1552.

Калмыков Н.Н., Остапченко С.С. Ядро-ядерное взаимодействие, ядерная фрагментация, флуктуации широких атмосферных ливней // *Ядерная физика*. 1993. Т. 56, № 3. С. 105–119.

Кимель Л.Р., Мохов Н.В. Распределения частиц в диапазоне энергий 10^2 – 10^{12} эВ, инициированные в плотных средах высокоэнергетическими адронами // *Известия вузов. Физика*. 1974. Вып. 10. С. 17–23.

Кочанов А.А., Синеговская Т.С., Синеговский С.И. Мюоны космических лучей высокой энергии в атмосфере Земли // *ЖЭТФ* 2013. Т. 143, № 3. С. 459–475.

Наумов В.А., Синеговская Т.С. Элементарный метод решения уравнений переноса нуклонов космических лучей в атмосфере // *Ядерная физика*. 2000. Т. 63, № 11. С. 2020–2028.

Синеговская Т.С. Механизмы генерации атмосферных мюонов и нейтрино высоких энергий. Дис. ... к.ф.-м.н. Иркутск: ИГУ, 1999. 129 с.

Aartsen M.G. et al. (IceCube Collaboration). First observation of PeV-energy neutrinos with IceCube // *Phys. Rev. Lett.* 2013a. V. 111. P. 021103. DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.021103.

Aartsen M.G. et al. (IceCube Collaboration) Evidence for high-energy extraterrestrial neutrinos at the IceCube detector // *Science*. 2013b. V. 342. P. 1242856. DOI: 10.1126/science.1242856.

Aartsen M.G. et al. (IceCube Collaboration). Measurement of the ν_e flux in IceCube // *Phys. Rev. Lett.* 2013c. V. 110. P. 151105 (IceCube-DeepCore data). DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.151105.

Aartsen M.G. et al. (IceCube Collaboration). Observation of high-energy astrophysical neutrinos in three years of IceCube data // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 113. P. 101101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.101101.

Aartsen M.G. et al. (IceCube Collaboration). Atmospheric and astrophysical neutrinos above 1 TeV interacting in IceCube // *Phys. Rev. D*. 2015a. V. 91. P. 022001. DOI: 10.1103/PhysRevD.91.022001.

Aartsen M.G. et al. (IceCube Collaboration). Development of a general analysis and unfolding scheme and its application to measure the energy spectrum of atmospheric neutrinos with IceCube // *Eur. Phys. J. C*. 2015b. V. 75, N 116. 14 p. DOI: 10.1140/epjc/s10052-015-3330-z.

Aartsen M.G. et al. (IceCube Collaboration). Measurement of the atmospheric ν_e spectrum with IceCube // *Phys. Rev.* 2015c. V. D91, 122004; arXiv:1504.03753v2, 2015. 15 p. (IC86, новая обработка). DOI: 10.1103/PhysRevD.91.122004.

Abbasi R. et al. (IceCube Collaboration). Measurement of the atmospheric neutrino energy spectrum from 100 GeV to 400 TeV with IceCube // *Phys. Rev. D*. 2011. V. 83. P. 012001. DOI: 10.1103/PhysRevD.83.012001.

Adrian-Martinez S. et al. Measurement of the atmospheric ν_μ energy spectrum from 100 GeV to 200 TeV with the ANTARES Telescope // *Eur. Phys. J. C*. 2013. V. 73. P. 2606. DOI: 10.1140/epjc/s10052-013-2606-4.

Ahn Eun-Joo et al. Cosmic ray interaction event generator SIBYLL 2.1 // *Phys. Rev. D*. 2009. V. 80. P. 094003. DOI: 10.1103/PhysRevD.80.094003.

Bugaev E.V. et al. Prompt leptons in cosmic rays // *Nuovo Cim. C*. 1989. V. 12. P. 41–73. DOI: 10.1007/BF02509070.

Gaisser T. Spectrum of cosmic-ray nucleons, kaon production, and the atmospheric muon charge ratio // *Astropart. Phys.* 2012. V. 24. P. 801–806. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2012.02.010.

Honda M. et al. Calculation of atmospheric neutrino flux using the interaction model calibrated with atmospheric muon data // *Phys. Rev. D*. 2007. V. 75. P. 043006. DOI: 10.1103/PhysRevD.75.043006.

Kalmykov N.N., Ostapchenko S.S., Pavlov A.I. Quark-gluon string model and EAS simulation problems at ultra-high energies // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 1997. V. 52. P. 17–28. DOI: 10.1016/S0920-5632(96)00846-8.

Kochanov A.A., Sinegovskaya T.S., Sinegovsky S.I. High-energy cosmic-ray fluxes in the Earth atmosphere // *Astropart. Phys.* 2008. V. 30. P. 219–233. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2008.09.008.

Naumov V.A., Sinegovskaya T.S., Sinegovsky S.I. The K13 formfactors and atmospheric neutrino flavor ratio at high energies // *Nuovo Cim. A*. 1998. V. 111. P. 129–148.

Naumov V.A. Atmospheric muons and neutrinos // *Proc. 2nd Workshop on methodical aspects of underwater/underice neutrino telescopes* / Ed. R. Wischnewski (DESY, Hamburg, 2002); hep-ph/0201310v2.

Ostapchenko S. Hadronic interactions at cosmic ray energies // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 2008. V. 175–176. P. 73–80.

Sinegovskaya T.S., Ogorodnikova E.V., Sinegovsky S.I. High-energy fluxes of atmospheric neutrinos // *Proc. of 33rd ICRC, Rio de Janeiro, 2013*; arXiv: 1306.5907v2, 2013.

Sinegovskaya T.S., Morozova A.D., Sinegovsky S.I. High-energy neutrinos fluxes and flavor ratio in the Earth's atmosphere // *Phys. Rev. D*. 2015. V. 91. P. 093011. DOI: 10.1103/PhysRevD.91.063011.

Zatsepin V.I., Sokolskaya N.V. Three component model of cosmic ray spectra from 10 GeV to 100 PeV // *Astron. Astrophys.* 2006. V. 458. P. 1–5. DOI: 10.1051/0004-6361:20065108.

REFERENCES

Aartsen M.G. et al. (IceCube Collaboration). First observation of PeV-energy neutrinos with IceCube. *Phys. Rev. Lett.* 2013a, vol. 111, 021103. DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.021103.

Aartsen M.G. et al. (IceCube Collaboration) Evidence for high-energy extraterrestrial neutrinos at the IceCube detector. *Science*. 2013b, vol. 342, 1242856. DOI: 10.1126/science.1242856.

Aartsen M.G. et al. (IceCube Collaboration). Measurement of the ν_e flux in IceCube. *Phys. Rev. Lett.* 2013c, vol. 110, 151105 (IceCube-DeepCore data). DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.151105.

Aartsen M.G. et al. (IceCube Collaboration). Observation of high-energy astrophysical neutrinos in three years of IceCube data. *Phys. Rev. Lett.* 2014, vol. 113, 101101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.101101

Aartsen M.G. et al. (IceCube Collaboration). Atmospheric and astrophysical neutrinos above 1 TeV interacting in IceCube. *Phys. Rev. D*. 2015a, vol. 91, 022001. DOI: 10.1103/PhysRevD.91.022001.

Aartsen M.G. et al. (IceCube Collaboration). Development of a general analysis and unfolding scheme and its application to measure the energy spectrum of atmospheric neutrinos with IceCube. *Eur. Phys. J. C*. 2015b, vol. 75, 116, 14 p. DOI: 10.1140/epjc/s10052-015-3330-z.

Aartsen M.G. et al. (IceCube Collaboration). Measurement of the atmospheric ν_e spectrum with IceCube. *Phys. Rev. D*. 2015c, vol. 91, 122004; arXiv:1504.03753v2, 2015, 15 p. DOI: 10.1103/PhysRevD.91.122004.

Abbasi R. et al. (IceCube Collaboration). Measurement of the atmospheric neutrino energy spectrum from 100 GeV to 400 TeV with IceCube. *Phys. Rev. D*. 2011, vol. 83, 012001. DOI: 10.1103/PhysRevD.83.012001.

Adrian-Martinez S. et al. Measurement of the atmospheric ν_μ energy spectrum from 100 GeV to 200 TeV with the ANTARES telescope. *Eur. Phys. J. C*. 2013, vol. 73, 2606. DOI: 10.1140/epjc/s10052-013-2606-4.

Ahn Eun-Joo et al. Cosmic ray interaction event generator SIBYLL 2.1. *Phys. Rev. D.* 2009, vol. 80, 094003. DOI: 10.1103/PhysRevD.80.094003.

Bugaev E.V. et al. Prompt leptons in cosmic rays. *Nuovo Cim. C.* 1989, vol. 12, pp. 41–73. DOI: 10.1007/BF02509070.

Gaisser T. Spectrum of cosmic-ray nucleons, kaon production, and the atmospheric muon charge ratio. *Astropart. Phys.* 2012, vol. 24, pp. 801–806. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2012.02.010.

Honda M. et al. Calculation of atmospheric neutrino flux using the interaction model calibrated with atmospheric muon data. *Phys. Rev. D.* 2007, vol. 75, 043006. DOI: 10.1103/PhysRevD.75.043006.

Kaidalov A.B., Piskunova O.I. Production of charmed particles in the quark-gluon string model. *Sov. J. Nucl. Phys.* 1986, vol. 43, pp. 994–998.

Kalmykov N.N., Ostapchenko S.S. The nucleus-nucleus interaction, nuclear fragmentation, and fluctuations of extensive air showers. *Phys. Atom. Nucl.* 1993, vol. 56, pp. 346–353.

Kalmykov N.N., Ostapchenko S.S., Pavlov A. I. Quark-gluon string model and EAS simulation problems at ultra-high energies. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 1997, vol. 52, pp. 17–28. DOI: 10.1016/S0920-5632(96)00846-8.

Kimel L.R., Mokhov N.V. Particle distributions in 10^2 – 10^{12} eV energy range initiated by high-energy hadrons in dense media. *Izvestiya Vuzov. Fizika* [Higher School Trans. Physics]. 1974, no. 10, pp. 17–23 (in Russian).

Kochanov A.A., Sinegovskaya T.S., Sinegovsky S.I. High-energy cosmic-ray fluxes in the Earth atmosphere. *Astropart. Phys.* 2008, vol. 30, pp. 219–233. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2008.09.008.

Kochanov A.A., Sinegovskaya T.S., Sinegovsky S.I. High-energy cosmic ray muons in the Earth's atmosphere. *J. Experimental and Theoretical Physics.* 2013, vol. 116, no. 3, pp. 395–413. DOI: 10.1134/S1063776113020143.

Naumov V.A. Atmospheric muons and neutrinos. Proc. 2nd Workshop on methodical aspects of underwater/underice neutrino telescopes. Ed. by R. Wischnewski (DESY, Hamburg, 2002); hep-ph/0201310v2.

Naumov V.A., Sinegovskaya T.S., Sinegovsky S.I. The K13 formfactors and atmospheric neutrino flavor ratio at high energies. *Nuovo Cim. A.* 1998, vol. 111, pp. 129–148.

Naumov V.A., Sinegovskaya T.S., Simple method for solving transport equations describing the propagation of cosmic-ray nucleons in the atmosphere. *Physics of Atomic Nuclei.* 2000, vol. 63, no. 11, pp. 1927–1935. DOI: 10.1134/1.1335089.

Ostapchenko S. Hadronic interactions at cosmic ray energies. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 2008, vol. 175–176, pp. 73–80. DOI: 10.1016/j.nuclphysbps.2007.10.011

Sinegovskaya T.S. Mekhanizmy generatsii atmosfer-nykh myuonov i neutrino vysokikh energii [Mechanisms of generation of atmospheric muons and neutrinos at high energies] PhD Thesis. Irkutsk State University, 1999, 129 p. (in Russian).

Sinegovskaya T.S., Ogorodnikova E.V., Sinegovsky S.I. High-energy fluxes of atmospheric neutrinos. Proc. of 33rd ICRC, Rio de Janeiro, 2013; arXiv: 1306.5907v2, 2013.

Sinegovskaya T.S., Morozova A.D., Sinegovsky S.I. High-energy neutrinos fluxes and flavor ratio in the Earth's atmosphere. *Phys. Rev. D.* 2015, vol. 91, 093011. DOI: 10.1103/PhysRevD.91.063011.

Zatsepin V.I., Sokolskaya N.V. Three component model of cosmic ray spectra from 10 GeV to 100 PeV. *Astron. Astrophys.* 2006, vol. 458, pp. 1–5. DOI: 10.1051/0004-6361:20065108.

Статья подготовлена по материалам Конференции молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом» Международной Байкальской молодежной школы по фундаментальной физике