

ВЛИЯНИЕ СПЕКТРА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И МОДЕЛИ АДРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОТОКОВ АТМОСФЕРНЫХ НЕЙТРИНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

© 2019 г. А. Д. Морозова^{1),2)*}, А. А. Кочанов^{3),4)},
Т. С. Синеговская⁵⁾, С. И. Синеговский^{2),4)}

Поступила в редакцию 28.12.2018 г.; после доработки 28.12.2018 г.; принята к публикации 28.12.2018 г.

Отношения потоков нейтрино/антинейтрино ($\nu_e/\bar{\nu}_e, \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$) и флейворное отношение $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ отчетливо показывают различие предсказаний моделей адронных взаимодействий для спектров рождения π - и K -мезонов — основных источников атмосферных нейтрино при $E_\nu \lesssim 500$ ТэВ. Величины $\nu/\bar{\nu}$ чувствительны к отношениям π^+/π^- , π/K и K^+/K^- -мезонов, которые определяются сечениями инклюзивных процессов рождения мезонов в hA -соударениях; элементный состав космических лучей через p/n -отношение также влияет на развитие адронного каскада и нейтринные отношения. На основе расчета потоков нейтрино в интервале энергий 10^2 – 10^8 ГэВ показано различие $\nu/\bar{\nu}$ и флейворного отношения для ряда адронных моделей. Выполненное сравнение расчета с новыми экспериментальными данными говорит о надежности выполненного расчета, в целом правильно отражающего механизм генерации атмосферных нейтрино. Спектры атмосферных мюонных нейтрино, рассчитанные для моделей Кимеля–Мохова, SIBYLL 2.1 и EPOS LHC, неплохо описывают экспериментальные результаты. При энергиях 1–500 ТэВ кривые расчета для этих моделей в комбинации со спектром Хилласа–Гайссера близки к наилучшему фиту данных измерений в эксперименте IceCube.

DOI: 10.1134/S0044002719040135

1. ВВЕДЕНИЕ

Нейтрино высоких энергий от распадов мезонов и барионов, рождающихся при взаимодействии космических лучей с атмосферой Земли, образуют неустранимый фон для нейтрино от удаленных астрофизических источников. Расчет энергетического спектра и зенитно-углового распределения атмосферных нейтрино как фона стал особенно актуален в связи с регистрацией в эксперименте IceCube нескольких десятков событий с энерговыделением 30 ТэВ–2 ПэВ от нейтрино космического происхождения [1–5].

В работе представлен расчет характеристик атмосферных нейтрино в интервале энергий 10 – 10^8 ГэВ, выполненный для моделей адрон-ядерных взаимодействий Кимеля–Мохова (КМ) [6,

7], QGSJET II [8, 9], SIBYLL 2.1 [10], EPOS LHC [11, 12], и двух моделей спектра первичных космических лучей Зацепина–Сокольской (ZS) [13] и Хилласа–Гайссера [14]. Отношения атмосферных потоков $\nu/\bar{\nu}$ и флейворное отношение $R_{\nu_\mu/\nu_e} = (\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ зависят от сечений рождения заряженных и нейтральных каонов в адрон-ядерных соударениях, определяющих интенсивность каонных источников, и несут отпечаток элементного состава космических лучей, влияющего на характеристики потока нейтрино через n/p -отношение. Флейворное отношение интересно своей повышенной чувствительностью к дополнительным источникам нейтрино. Это могут быть вклады редких мод каонных распадов, распады очарованных частиц или вклад астрофизических нейтрино, ошибочно отнесенный к атмосферным нейтрино.

Выполнен сравнительный анализ характеристик потока атмосферных нейтрино, рассчитанных в рамках двух разных методов — метода $Z(E, h)$ -функций (обобщенных Z -факторов) [15–17] и недавно опубликованного метода матричных каскадных уравнений (Matrix Cascade Equations — MCEQ) [18, 19]. Приведено также сравнение расчетов спектров атмосферных мюонных нейтрино с

¹⁾Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Россия.

²⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

³⁾Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия.

⁴⁾Иркутский государственный университет, Россия.

⁵⁾Иркутский государственный университет путей сообщения, Россия.

*E-mail: refriz@yandex.ru

новыми экспериментальными данными [20, 21] и фитом эксперимента IceCube [5].

2. МЕТОДЫ РАСЧЕТА СПЕКТРА АТМОСФЕРНЫХ НЕЙТРИНО

Потоки атмосферных нейтрино каждого из трех типов (флейворов) (ν_e, ν_μ, ν_τ) представлены двумя компонентами: обычные (conventional) или (π, K)-нейтрино генерируются в распадах мюонов, пионов и каонов, имеют мягкий энергетический спектр и анизотропное зенитно-угловое распределение; вторая, высокоэнергетическая компонента с более жестким спектром и слабой зависимостью от зенитного угла (квазиизотропная) образуется в результате распадов массивных очарованных мезонов и барионов (D, Λ_c) с коротким временем жизни — это “прямые” (prompt) нейтрино, которые должны давать заметный вклад при энергиях выше 500 ТэВ. Эта компонента до сих пор не зарегистрирована в эксперименте.

Основными источниками обычных мюонных нейтрино являются двухчастичные распады $\pi_{\mu 2}$ (относительная ширина распада 0.99987) и $K_{\mu 2}$ (0.635) и трехчастичная полулептонная мода распада нейтральных долгоживущих каонов $K_{\mu 3}^0$ (0.27). Учитывались также распады мюонов, трехчастичные полулептонные моды распада каонов — заряженных $K_{\mu 3}^\pm$ (3.35×10^{-2}) и нейтральных короткоживущих $K_{S\mu 3}^0$ (4.69×10^{-4}). Кроме того, учтены вклады от цепочки распадов $K \rightarrow \pi \rightarrow \nu_\mu$, включая моды $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (0.69) и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0$ (0.20). Источники электронных нейтрино — трехчастичные распады мюонов и каонов: μ_{e3} , K_{e3}^0 (0.405), K_{e3}^\pm (5.07×10^{-2}), K_{Se3}^0 (7.04×10^{-4}).

В сильных взаимодействиях рождаются частицы с определенной странностью K^0, \bar{K}^0 , распадаются же их суперпозиции с определенным временем жизни (и массой). Т.е. источниками нейтрино являются долгоживущий K_L^0 -мезон с временем жизни $\tau(K_L^0) = 5.12 \times 10^{-8}$ с и короткоживущий K_S^0 , $\tau(K_S^0) = 0.90 \times 10^{-10}$ с. Полулептонная мода распада K_{Se3}^0 , несмотря на ее малую относительную ширину, дает заметный вклад в поток электронных нейтрино в силу малости $\tau_{K_S^0}$ при энергиях выше 100 ТэВ. Исследование вклада различных мод распада K -мезонов в потоки атмосферных нейтрино показало (рис. 1), что редкие распады короткоживущего нейтрального каона $K_S^0 \rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \bar{\nu}_e(\nu_e)$ при ~ 100 ТэВ дают около четверти потока электронных нейтрино, при $E_\nu \gtrsim 1$ ПэВ

вклад K_{Se3}^0 , зависящий от модели адронных взаимодействий, может достигать 30–40% потока электронных нейтрино.

В эксперименте IceCube в качестве референтного расчета фона атмосферных нейтрино используется расчет по методу Монте-Карло [22], который выполнен лишь до энергий 10 ТэВ. Экспериментаторы экстраполируют результаты этого расчета на область сотен ТэВ, используя параметризацию, в которой изначально не был учтен излом спектра, что также потребовало внесения нормировочных поправок [23]. Такую экстраполяцию на область до 1 ПэВ едва ли можно считать надежной. Как способ параметризации экспериментальных данных такой подход возможен, хотя выглядит излишне громозким и не позволяет связать измерения с определенной моделью адронных взаимодействий.

Основной расчет настоящей работы выполнен в рамках $\mathcal{Z}(E, h)$ -метода [15, 16], позволяющего рассчитать потоки адронов, мюонов и нейтрино для нестепенного спектра космических лучей, нескейлингового поведения инклюзивных сечений и растущих с энергией неупругих сечений адрон-ядерных соударений. Метод был подвергнут полной проверке путем сравнения расчетных потоков атмосферных нуклонов, мезонов и мюонов при высоких энергиях с данными большого числа экспериментов. Особенно тщательно был проверен расчет спектров атмосферных мюонов в широком интервале энергий для различных зенитных углов [16, 24, 25]. Расчет не содержит нормировочных коэффициентов и позволяет оценить влияние первичного спектра и адронных моделей на абсолютную величину потоков нейтрино.

Потоки атмосферных нейтрино в данной работе рассчитаны для двух параметризаций спектра и состава космических лучей — Зацепина–Сокольской [13] и Хилласа–Гайссера [14]. Спектр Зацепина–Сокольской опирается на данные прямых измерений, полученные в эксперименте ATIC-2 [26] в интервале энергий ~ 10 – 10^4 ГэВ, и является экстраполяцией этих данных на область энергий до 100 ПэВ. В модели Хилласа–Гайссера мы используем версию со смешанным составом для внегалактических источников (обозначена на рисунках как НЗа).

Несомненный интерес представляет сопоставление результатов расчетов, выполненных разными методами для одних и тех же моделей адронных взаимодействий и параметризаций спектра космических лучей. Для такого сравнения нами выполнен расчет характеристик потоков атмосферных нейтрино высоких энергий в рамках другого метода (Matrix Cascade Equations), предложенного в работах [18, 19]. Все необходимые вычисления

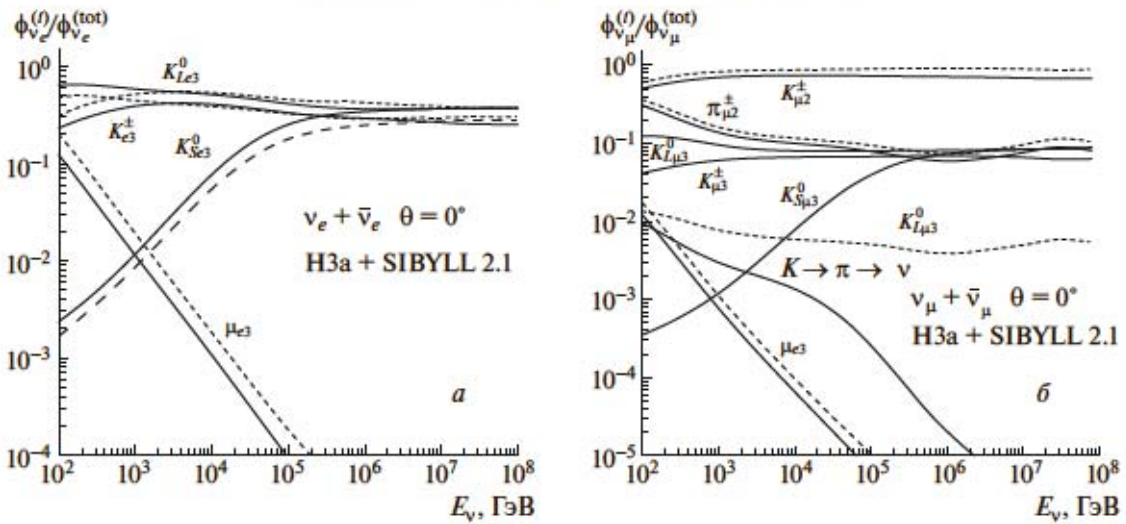


Рис. 1. Парциальные вклады в потоки атмосферных нейтрино $\nu_e + \bar{\nu}_e$ (а) и $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ (б) для модели SIBYLL 2.1. Кривые: сплошные — $\mathcal{Z}(E, h)$ -расчет, штриховые — MCEQ.

были сделаны с использованием пакета программ MCEQ, имеющегося в свободном доступе в сети [27].

Результаты сопоставления двух методов $\mathcal{Z}(E, h)$ и MCEQ показаны на рис. 1, 2. Для электронных нейтрино парциальные вклады двух методов расчета находятся в хорошем согласии (рис. 1а), однако парциальные вклады $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ от распада $K_{\mu 3}^0$ в спектры мюонных нейтрино в этих двух расчетах заметно отличаются (рис. 1б). Поскольку вклад этой моды мал (менее 10%), то различие это не сказывается существенно на полном потоке. Небольшой вклад моды $K_{S\mu 3}^0$ в расчете MCEQ не учтен. Суммарные спектры нейтрино, полученные в рамках двух методов, по абсолютной величине и форме хорошо согласуются друг с другом (рис. 2): при сравнительно низких энергиях 50–100 ГэВ и больших зенитных углах различие составляет не более 20%.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И ОБСУЖДЕНИЕ

Флейворное и $\nu/\bar{\nu}$ -отношения потоков нейтрино при высоких энергиях определяются в значительной мере именно интенсивностью каонных источников в адронном каскаде. Элементный состав космических лучей также влияет на эти характеристики через соотношение протонов и нейтронов, влияющее на развитие адронного каскада ШАЛ, а также через π^+/π^- , K^+/K^- и π/K -отношения вторичных мезонов — источников обычных атмосферных нейтрино. Таким образом, зарядовое и флейворное отношения нейтрино зависят не только от химического состава первичных КЛ, но также и

от деталей развития адронного каскада. На рис. 3 показаны отношения $(\nu/\bar{\nu})$ потоков атмосферных нейтрино вблизи вертикали, рассчитанные с моделями адрон-ядерных взаимодействий SIBYLL 2.1, Кимеля–Мохова (КМ), QGSJET II-03 и QGSJET II-04 для спектра космических лучей Хилласа–Гайссера.

Флейворное отношение R_{ν_μ/ν_e} потоков атмосферных нейтрино вблизи вертикального направления, рассчитанное для двух моделей спектра космических лучей и четырех моделей адронных взаимодействий, показано на рис. 4а. Кривые 1, 5, 6 представляют расчет в рамках \mathcal{Z} -факторного метода, остальные рассчитаны с помощью MCEQ. Вклад модели адронных взаимодействий в различие (при одинаковом спектре КЛ) иллюстрируют кривые 1–4, кривые 3 и 5 иллюстрируют влияние спектра КЛ (расчет для одной и той же модели QGSJET II-03). Расчет модели ZS+QGSJET II-03, показанный для двух значений зенитного угла $\theta = 0^\circ$ (кривая 5) и $\theta = 72.5^\circ$ (кривая 6), иллюстрирует зависимость от зенитного угла (влияние направления) — флейворное отношение уменьшается с ростом зенитного угла. На рис. 4б показано флейворное отношение, рассчитанное с потоками нейтрино, усредненными по зенитному углу, и приведен результат, полученный в эксперименте IceCube [28] при $E_\nu = 1.7$ ТэВ (кружок). Квадратиком на верхней границе экспериментальной ошибки показан результат, полученный в работе [22], символом “звездочка” вблизи нижней границы ошибки обозначен расчет группы Bartol (взят из работы [28]; значение совпадает с нашим расчетом для модели QGSJET II-03 со спектром Зацепина–Сокольской).

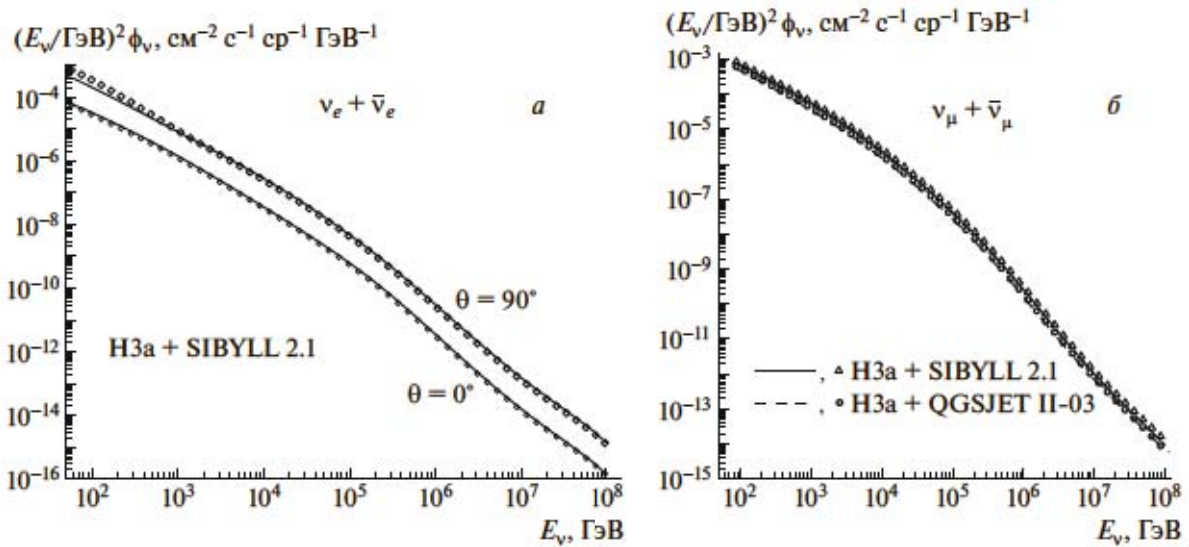


Рис. 2. Потoki атмосферных нейтрино, рассчитанные в рамках двух методов: сплошные кривые — $\mathcal{Z}(E, h)$ -расчет [17], символы — MCEQ: *a* — спектр $\nu_e + \bar{\nu}_e$ для вертикали и горизонтали, модель H3a + SIBYLL 2.1; *б* — спектр $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$, усредненный по зенитным углам.

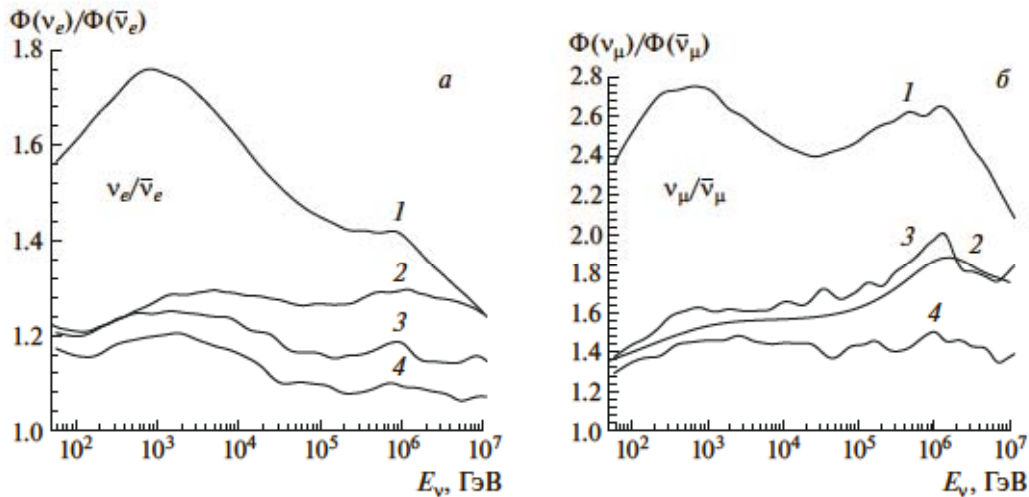


Рис. 3. Отношения $\nu_e/\bar{\nu}_e$ (*a*) и $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$ (*б*), рассчитанные для спектра Хилласа–Гайссера (H3a), $\theta = 0^\circ$. 1 — SIBYLL 2.1, 2 — КМ, 3 — QGSJET II-04, 4 — QGSJET II-03.

Неожиданно заметно сказывается на флейворном отношении учет редкого распада $K_{S e 3}^0$: в модели SIBYLL 2.1 это привело к заметному понижению отношения $R_{\nu_\mu/\nu_e} \sim 20\%$ (уже при энергии 50 ТэВ) по отношению к расчету без учета вклада (жирная сплошная кривая в сравнении со штриховой). Возможно, именно неучет этого вклада и дал очень большую величину R_{ν_μ/ν_e} в расчете [29], выполненном с помощью пакета CORSIKA 6.990 (в котором не встроен полулептонный распад K_S^0 -мезона). Во всяком случае, наш расчет (рис. 4б) показывает похожее (по форме и абсо-

лютной величине) поведение $R_{\nu_\mu/\nu_e}(E)$ на интервале $10^2 - 10^5$ ГэВ (см. Fig. 2 в работе [29]).

Расчет усредненного по зенитному углу спектра ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$) выполнен для адронных моделей Кимеля–Мохова, QGSJET II-03, SIBYLL 2.1 и EPOS LHC с использованием модели первичного спектра Хилласа–Гайссера (H3a). Расчет для модели EPOS LHC [11, 12] выполнен нами с использованием пакета программ MCEQ [27] (сплошная линия на рис. 5а). Для энергий $E_\nu \leq 30$ ГэВ в коде MCEQ используется модель DPMJET-III-17.1 [30], в переходной области — линейная интерполяция между моделями DPMJET-III-17.1 и

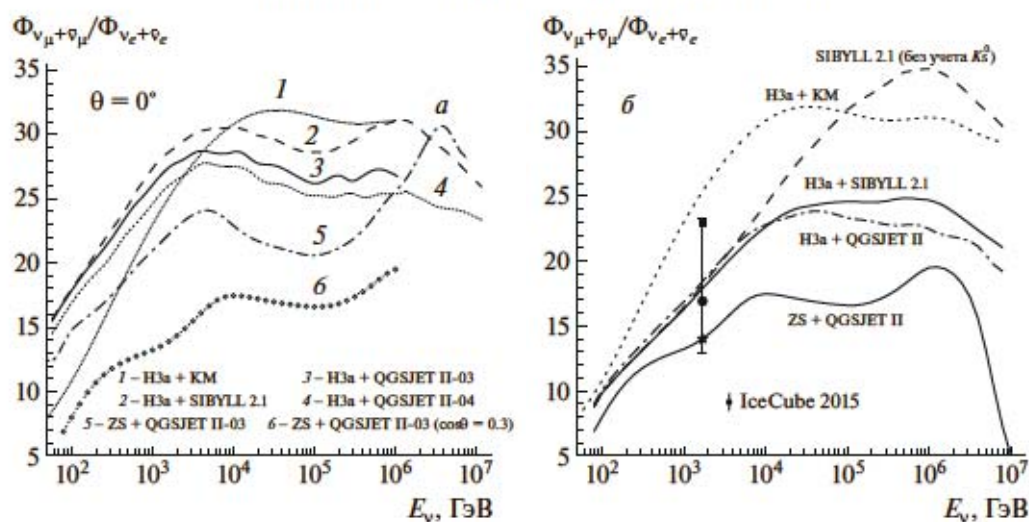


Рис. 4. Флейворное отношение атмосферных нейтрино для $\theta = 0^\circ$ (а), усредненное по зенитному углу (б). Кривые — расчет для двух параметризаций спектра ПКЛ и нескольких адронных моделей. Точки: кружок — измерение в эксперименте IceCube [28], звездочка и квадратик — результаты других расчетов (см. текст).

EPOS LHC. В области энергий $E_\nu \leq 100$ ГэВ расчет с моделью Кимеля–Мохова (точечная кривая, обозначенная как H3a + KM на рис. 5а) практически совпадает с расчетом для модели EPOS LHC (сплошная линия), для энергий выше 10 ТэВ кривая расчета с моделью KM близка к модели SIBYLL 2.1 (штриховая кривая).

В 2013–2015 гг. были опубликованы результаты измерений спектра атмосферных нейтрино в эксперименте IceCube [28, 31, 32]: $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ для интервала энергий 100 ГэВ–575 ТэВ и $\nu_e + \bar{\nu}_e$ для энергий 80 ГэВ–20 ТэВ. Детальное сравнение расчета с данными IceCube и ANTARES [33] можно найти в работах [17, 34–36]. Здесь мы добавили новые экспериментальные данные по мюонным нейтрино (рис. 5а) — спектр, измеренный на установке Super-Kamiokande [20] (треугольники) (на рисунке представлены только четыре точки для $E_\nu > 10$ ГэВ), и данные IceCube79 [21] (крестики).

На рис. 5а показан также спектр “прямых” нейтрино, рассчитанный [37] (см. также [17]) в рамках модели кварк-глюонных струн (QGSM) [38] (точечная кривая, обозначенная NSU + QGSM), пересекающая кривые спектра обычных нейтрино вблизи 500 ТэВ). Видно, что такой вклад улучшает согласие расчета с измерением IceCube [32] (кружки) спектра атмосферных нейтрино. Не останавливаясь на характеристиках моделей рождения очарованных частиц, заметный вклад которых в потоки “прямых” атмосферных мюонов и нейтрино ожидался при энергиях выше 500 ТэВ (см. работы [24, 25, 36, 39–42] и ссылки в них), укажем лишь на то обстоятельство, что вклад модели QGSM экспериментаторы IceCube [23] рас-

считывают как слишком оптимистичный, отдавая предпочтение дипольной модели [39]. На самом деле, предсказание [37], полученное для спектра ПКЛ Никольского–Стаменова–Ушева [43] (на рисунке — NSU), отличается от результата [39] всего на $\sim 30\%$ при энергиях нейтрино 0.5–1.0 ПэВ, причем это превышение можно отнести на счет спектра NSU (см. [41]), завышенного, как показали эксперименты последних лет, в области энергий после 1 ПэВ. Обновленный вариант модели кварк-глюонных струн представлен в работах [40, 41], где также приведено сравнение предсказаний потока “прямых” нейтрино для ряда моделей. В недавней работе [42] спектр “прямых” атмосферных мюонов и нейтрино рассчитан в новой версии модели SIBYLL 2.3с, в которой учтены процессы рождения очарованных адронов.

Обработка данных IceCube в конфигурации с 79 стрингами (IC79) [21] позволила увидеть изменение показателя спектра мюонных нейтрино, обусловленное добавлением к атмосферному потоку астрофизических нейтрино (рис. 5а); последние доминируют при энергиях выше 500 ТэВ. Наилучший фит данных IceCube [5] по спектру атмосферных мюонных нейтрино ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$), усредненному по зенитному углу, показан на рис. 5б узкой полосой, ширина которой представляет одно стандартное отклонение. Три другими кривыми представлены расчеты для моделей EPOS LHC, SIBYLL 2.1 и QGSJET II-03 (все три с использованием параметризации спектра космических лучей Хилласа–Гайссера). К наилучшему фиту IceCube данных близки кривые расчетов для EPOS LHC и SIBYLL 2.1. Близок к

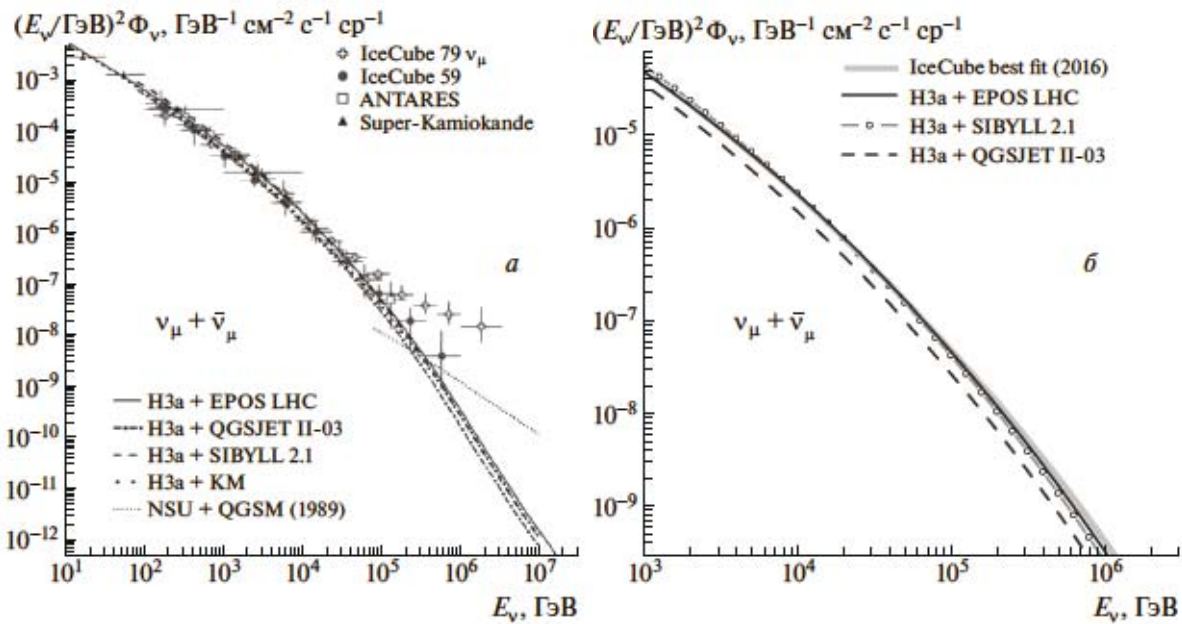


Рис. 5. *а* — Спектр атмосферных мюонных нейтрино $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ (усредненный по зенитному углу) в сравнении с данными экспериментов IceCube [21, 32], ANTARES [33], Super-Камиоканде [20]; *б* — сравнение расчета с наилучшим фитом (широкая кривая) экспериментальных данных IceCube [5].

фиту и расчет для модели Кимеля–Мохова, который на рис. 5б не показан, чтобы не загромождать рисунок. Кривая расчета для модели EPOS LHC практически идеально совпадает с фитом на интервале энергий 1–500 ТэВ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассчитаны спектры атмосферных нейтрино в интервале энергий 10^2 – 10^8 ГэВ с использованием нескольких моделей адрон-ядерных взаимодействий (QGSJET II, SIBYLL 2.1, EPOS LHC, Кимеля–Мохова). Расчет выполнен для двух параметризаций спектра и состава первичных космических лучей (Зацепина–Сокольской и Хилласа–Гайссера), опирающихся на экспериментальные данные и учитывающих излом спектра при энергии вблизи 3 ПэВ. Исследовано влияние адронных моделей, спектра и состава КЛ на $\nu/\bar{\nu}$ отношения и флейворное отношение атмосферных нейтрино. В интервале энергий 10 – 10^5 ГэВ (до излома спектра космических лучей) расчет показывает довольно слабое влияние спектра и состава первичных космических лучей. Однако применение разных моделей адронных взаимодействий дает заметное различие потоков нейтрино с энергиями до 500 ТэВ: QGSJET II и SIBYLL 2.1 приводят к значительному расхождению в расчетах — до 60% для потоков мюонных нейтрино и 40% для электронных нейтрино. Это различие обусловлено в основном сечениями рождения K -мезонов.

Сравнительный анализ характеристик потока атмосферных нейтрино, рассчитанных в рамках двух разных схем, $\mathcal{Z}(E, h)$ -метода и MCEQ, позволяет говорить о хорошем согласии результатов, по крайней мере, в интервале энергий 100 ГэВ–1 ПэВ. Спектры нейтрино рассчитаны для одних и тех же моделей адронных взаимодействий и одинаковых параметризаций спектра и состава первичных космических лучей, что позволяет, в принципе, проверить гипотезы об источнике различий — метод расчета, список минорных источников нейтрино, различие используемых моделей атмосферы, различие спектров распада каонов.

Сравнение расчета с данными эксперимента говорит об адекватности выбранного подхода, надежности выполненного расчета, в целом правильно отражающего механизм генерации атмосферных нейтрино. Рассчитанные спектры атмосферных нейтрино неплохо описывают экспериментальные результаты, и хотя ни одна теоретическая модель (комбинация модели адронных взаимодействий и спектра космических лучей) не воспроизводит, строго говоря, наилучший фит данных измерения спектра атмосферных мюонных нейтрино в эксперименте IceCube, расчет для модели EPOS LHC в комбинации со спектром Хилласа–Гайссера при энергиях 1–500 ТэВ практически совпадает с фитом в пределах одного стандартного отклонения.

Работа поддержана Минобрнауки России (госзадания 3.9678.2017/БЧ, 3.904.2017/ПЧ) и выполнена с использованием оборудования

ТАЦКП в рамках выполнения соглашения с Минобрнауки России (уникальный идентификатор RFMEFI59317X0005). Работа А.А. Кочанова поддержана программой базового финансирования ФНИ П.16 в ИСЗФ СО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. G. Aartsen *et al.* (IceCube Collab.), Phys. Rev. Lett. **111**, 021103 (2013).
2. M. G. Aartsen *et al.* (IceCube Collab.), Science **342**, 1242856 (2013).
3. M. G. Aartsen *et al.* (IceCube Collab.), Phys. Rev. Lett. **113**, 101101 (2014).
4. M. G. Aartsen *et al.* (IceCube Collab.), PoS(ICRC2015), 1081 (2015); arXiv: 1510.05223.
5. M. G. Aartsen *et al.* (IceCube Collab.), Astrophys. J. **833**, 3 (2016).
6. Л. Р. Кимель, Н. В. Мохов, Изв. вузов. Физика **10**, 17 (1974).
7. А. Н. Калининский, Н. В. Мохов, Ю. П. Никитин, Прохождение частиц высоких энергий через вещество (Энергоатомиздат, Москва, 1985).
8. N. N. Kalmykov, S. S. Ostapchenko, and A. I. Pavlov, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **52**, 17 (1997).
9. S. Ostapchenko, Phys. Rev. D **74**, 014026 (2006).
10. E.-J. Ahn, R. Engel, T. K. Gaisser, P. Lipari, and T. Stanev, Phys. Rev. D **80**, 094003 (2009).
11. T. Pierog, Iu. Karpenko, J. M. Katzy, E. Yatsenko, and K. Werner, Phys. Rev. C **92**, 034906 (2015); arXiv: 1306.0121.
12. T. Pierog, EPJ Web Conf. **145**, 18002 (2017).
13. V. I. Zatsepin and N. V. Sokolskaya, Astron. Astrophys. **458**, 1 (2006); Astron. Lett. **33**, 25 (2007).
14. T. K. Gaisser, Astropart. Phys. **35**, 801 (2012).
15. В. А. Наумов, Т. С. Синеговская, ЯФ **63**, 2020 (2000) [Phys. At. Nucl. **63**, 1927 (2000)].
16. А. А. Кочанов, Т. С. Синеговская, and S. I. Sinigovsky, Astropart. Phys. **30**, 219 (2008).
17. Т. С. Синеговская, А. Д. Морозова, and S. I. Sinigovsky, Phys. Rev. D **91**, 063011 (2015).
18. A. Fedynitch, R. Engel, T. K. Gaisser, F. Riehn, and T. Stanev, EPJ Web Conf. **99**, 08001 (2015); arXiv: 1503.00544.
19. A. Fedynitch, R. Engel, T. K. Gaisser, F. Riehn, and T. Stanev, PoS (ICRC2015), 1129 (2015).
20. E. Richard *et al.* (Super-Kamiokande Collab.), Phys. Rev. D **94**, 052001 (2016).
21. M. G. Aartsen *et al.* (IceCube Collab.) Eur. Phys. J. C **77**, 692 (2017); arXiv: 1705.07780.
22. M. Honda, T. Kajita, K. Kasahara, S. Midorikawa, and T. Sanuki, Phys. Rev. D **75**, 043006 (2007).
23. M. G. Aartsen *et al.* (IceCube Collab.), Phys. Rev. D **89**, 062007 (2014).
24. S. I. Sinigovsky, A. A. Kochanov, T. S. Sinigovskaya, A. Misaki, and N. Takahashi, Int. J. Mod. Phys. A **25**, 3733 (2010).
25. А. А. Кочанов, Т. С. Синеговская, С. И. Синеговский, ЖЭТФ **143**, 459 (2013) [JETP **116**, 395 (2013)].
26. А. Д. Панов, Дж. Х. Адамс, мл., Х. С. Ан, К. Е. Батьков, Г. Л. Башинджагян, Дж. В. Ваттс, Дж. П. Вефель, Дж. Ву, О. Ганел, Т. Г. Гузик, Р. М. Гунасингха, В. И. Зацепин, И. Изберт, К. Ц. Ким, М. Кристл, Е. Н. Кузнецов и др., Изв. РАН. Сер. физ. **71**, 512 (2007) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **71**, 494 (2007)].
27. A. Fedynitch, <https://github.com/afedynitch/MCEq>
28. M. G. Aartsen *et al.* (IceCube Collab.), Phys. Rev. D **91**, 122004 (2015).
29. A. Fedynitch, J. Becker Tjus, and P. Desiati, Phys. Rev. D **86**, 114024 (2012).
30. A. Fedynitch and R. Engel, in *Proceedings of the 14th International Conference on Nuclei Reaction Mechanisms, Villa Monastero, Varenna, Italy, 15–19 Jun. 2015*, CERN Document Server, p. 291.
31. M. G. Aartsen *et al.* (IceCube Collab.), Phys. Rev. Lett. **110**, 151105 (2013).
32. M. G. Aartsen *et al.* (IceCube Collab.), Eur. Phys. J. C **75**, 116 (2015).
33. S. Adrian-Martinez *et al.* (ANTARES Collab.), Eur. Phys. J. C **73**, 2606 (2013).
34. А. А. Кочанов, А. Д. Морозова, Т. С. Синеговская, С. И. Синеговский, Солнечно-земная физика **1**, 3 (2015).
35. А. Д. Морозова, А. А. Кочанов, Т. С. Синеговская, and S. I. Sinigovsky, J. Phys. Conf. Ser. **798**, 012101 (2017).
36. А. Д. Морозова, А. А. Кочанов, Т. С. Синеговская, С. И. Синеговский, Изв. РАН. Сер. физ. **81**, 555 (2017) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **81**, 516 (2017)].
37. E. V. Bugaev, V. A. Naumov, S. I. Sinigovsky, and E. S. Zaslavskaya, Nuovo Cimento C **12**, 41 (1989).
38. А. Б. Кайдалов, О. И. Пискунова, ЯФ **43**, 1545 (1986) [Sov. J. Nucl. Phys. **43**, 994 (1986)].
39. R. Enberg, M. H. Reno, and I. Sarcevic, Phys. Rev. D **78**, 043005 (2008).
40. С. И. Синеговский, М. Н. Сороковиков, Изв. вузов. Физика **60**, 91 (2017) [Russ. Phys. J. **60**, 1189 (2017)].
41. S. I. Sinigovsky and M. N. Sorokovikov, arXiv: 1812.11341 [hep-ph].
42. A. Fedynitch, F. Riehn, R. Engel, T. K. Gaisser, and T. Stanev, arXiv: 1806.04140 [hep-ph].
43. С. И. Никольский, Й. Н. Стаменов, С. З. Ушев, ЖЭТФ **87**, 18 (1984) [Sov. Phys. JETP **60**, 10 (1984)].

INFLUENCE OF THE COSMIC-RAY SPECTRUM AND HADRONIC INTERACTION MODEL ON CHARACTERISTICS OF HIGH-ENERGY ATMOSPHERIC NEUTRINO FLUXES

A. D. Morozova^{1),2)}, A. A. Kochanov^{3),4)}, T. S. Sinegovskaya⁵⁾, S. I. Sinegovsky^{2),4)}

¹⁾ *Lomonosov Moscow State University, Russia*

²⁾ *Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*

³⁾ *Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia*

⁴⁾ *Irkutsk State University, Russia*

⁵⁾ *Irkutsk State Transport University, Russia*

The neutrino flux ratios $\nu_e/\bar{\nu}_e$, $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$, $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ display apparent difference of hadronic model predictions for π , K -meson production spectra — major sources of the atmospheric neutrinos at $E_\nu \lesssim 500$ TeV. Ratios $\nu/\bar{\nu}$ are sensitive to π^+/π^- , π/K , and K^+/K^- ratios which depend on the meson production cross sections in hA collisions; the cosmic-ray composition due to the p/n -ratio also affects the hadronic cascade evolution and the neutrino ratios. Basing on the calculations of the atmospheric neutrino spectra in the energy range 10^2 – 10^8 GeV we display differences of $\nu/\bar{\nu}$ ratios and the flavor one for the set of hadronic models. The comparison of the calculated neutrino spectra with the latest experimental data justifies reliability of the performed computation which correctly describes in a whole the atmospheric neutrino production. Atmospheric muon neutrino spectra calculated with hadronic models Kimel–Mokhov, SIBYLL 2.1, and EPOS LHC agree rather well with the experimental results. At energies 1–500 TeV the curves calculated for these models combined with Hillas–Gaisser cosmic-ray spectrum are close to the best fit of IceCube.