СПЕКТРЫ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АТМОСФЕРНЫХ МЮОНОВ И НЕЙТРИНО ОТ РАСПАДА ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

М. Сороковиков*, А. Морозова, Т. Синеговская, С. Синеговский

*ЛЯП ОИЯИ, *Дубна*,
Иркутский госуниверситет,
Иркутский госуниверситет путей сообщения

*sorokovikov@jinr.ru

37-я ВККЛ, НИИЯФ МГУ
Москва 2022

Проблема “прямых” атмосферных нейтрино

Потоки атмосферных нейтрино включают «мягкую» и «жесткую» компоненты, различающиеся спектром и зенитно-угловым распределением. Анизотропная составляющая (от распадов π,K-мезонов) характеризуется более мягким спектром - это «обычные» (coventional) нейтрино.

Квазиизотропный поток нейтрино формируется при энергиях в сотни ТэВ и выше в результате рождения и распада очарованных адронов ($D^{\pm}$, D_0, Λ_c), имеет более жесткий спектр – «прямые» (prompt) нейтрино. Из-за короткого времени жизни (10^{-12} -10^{-13} с) эти адроны распадаются вблизи точки своего рождения, что приводит к уменьшению спектрального индекса PN примерно на единицу вплоть до энергий 1-10 ПэВ.

Несмотря на многолетние усилия, эта компонента атмосферных нейтрино все еще не обнаружена экспериментально

Постановка задачи

На эксперименте традиционно «жесткую» компоненту пытаются обнаружить по спектральной характеристике, ориентируясь на область выше значений кросс-энергии, которые предсказываются в расчетах. В настоящей работе мы покажем перспективную возможность поиска “прямых” лептонов опираясь на совместный анализ спектральных характеристик и зенитно-углового усиления атмосферных лептонов. Последовательность действий такова:

❖ Расчет основных характеристики “прямых” атмосферных лептонов (мюонных нейтрино и мюонов от распадов очарованных частиц), с использованием той же модели адронного каскада, которая использовалась для расчетов характеристик обычных атмосферных нейтрино и мюонов. Эффективность этой модели каскада была подтверждена сравнением расчета с экспериментальными данными [1-3].

❖ Расчет сечений рождения очарованных частиц выполнен в рамках обновленной версии модели кварк-глюонных струн [4, 5], параметры которой были изменены с учетом данных экспериментов при высоких энергиях [6].

❖ Расчет диф. и инт. спектров и зенитно-углового усиления как функции энергии (для всех потоков мюонов и нейтрино, используя МКГС); сравнение с результатами расчета других авторов, полученными в рамках других вычислительных схем и с использованием других моделей рождения чарма.

❖ Вычисление кросс-энергий, предложение оптимальной схемы обнаружения вклада “прямой компоненты” на основе анализа рассчитанных характеристик.

Основные источники атмосферных нейтрино

Частица (i)	Время жизни, с	Мода распада	Относительная ширина распада, %	Критическая энергия $\varepsilon_i^{cr}(0^0) = m_i c^2 H_0 / c\tau_i$
$\mu^{\pm}_{\beta 3}$	2.19×10^{-6}	$e^{\pm}+\nu_e(\overline{\nu}_e)+\overline{\nu}_\mu(\nu_\mu)$	100	1.03 ГэВ
$\pi^{\pm}$	2.60×10^{-8}	$\mu^{\pm}+\nu_\mu(\overline{\nu}_\mu)$	99.987	115 ГэВ
$K^0_L: K^0_{e3}$ $K^0_{\mu 3}$	5.12×10^{-8}	$\pi^{\pm}+e^{\mp}+\overline{\nu}_e(\nu_e)$ $\pi^{\pm}+\mu^{\mp}+\overline{\nu}_\mu(\nu_\mu)$	40.55±0.11 27.04±0.07	206 ГэВ
$K^{\pm}_{\mu 2}$ $K^{\pm}: K^{\pm}_{e3}$ $K^{\pm}_{\mu 3}$	1.24×10^{-8}	$\mu^{\pm}+\nu_\mu(\overline{\nu}_\mu)$ $\pi^0+e^{\pm}+\nu_e(\overline{\nu}_e)$ $\pi^0+\mu^{\pm}+\nu_\mu(\overline{\nu}_\mu)$	63.55±0.11 5.07±0.04 3.35±0.03	857 ГэВ
$K^0_S: K^0_{Se3}$ $K^0_{S\mu 3}$	0.90×10^{-10}	$\pi^{\pm}+e^{\mp}+\overline{\nu}_e(\nu_e)$ $\pi^{\pm}+\mu^{\mp}+\overline{\nu}_\mu(\nu_\mu)$	$(7.04\pm0.08)\times10^{-2}$ $(4.69\pm0.05)\times10^{-2}$	120 ТэВ

$$p+\text{air}\rightarrow\pi^{\pm}(K^{\pm},K^0,D^{\pm},D^0,...)+X$$
$$\pi^{\pm}\rightarrow\mu^{\pm}+\nu_\mu(\overline{\nu}_\mu),\quad \mu^{\pm}\rightarrow e^{\pm}+\nu_e(\overline{\nu}_e)+\overline{\nu}_\mu(\nu_\mu)$$

K^0_S	$\pi^+ + \pi^-$ $\pi^{\pm}+e^{\mp}+\overline{\nu}_e(\nu_e)$ $\pi^{\pm}+\mu^{\mp}+\overline{\nu}_\mu(\nu_\mu)$	(69.20±0.05)% $(7.04\pm0.09)\times10^{-4}$ $(4.66\pm0.07)\times10^{-4}$	ГэВ 1.12×10^5
$D^{\pm}$	$e^{\pm}+\nu_e(\overline{\nu}_e)+$адроны $\mu^{\pm}+\nu_\mu(\overline{\nu}_\mu)+$адроны	(17.2±1.9)% (17.41±1.1)%	3.8×10^7
D^0	$e^+ + \nu_e +$адроны $\mu^+ + \nu_\mu +$адроны	(6.71±0.29)% (6.5±0.7)%	9.6×10^7
$D^{\pm}_S$	$\tau^{\pm}+\nu_\tau(\overline{\nu}_\tau)$ $\mu^+ + \nu_\mu$ $e^{\pm}+\nu_e(\overline{\nu}_e)+$адроны $l^+ + \nu_l +$адроны	(6.4±1.5)% $(6.1\pm1.9)\cdot10^{-3}$ (8^{+6}_{-5})% (10.8±0.6)%	8.0×10^7
Λ^+_c	$e^+ + \nu_e +$адроны $\mu^+ + \nu_\mu +$адроны	(4.5±1.7)% (2.0±0.7)%	2.4×10^8

I. Дифф. и интегральные спектры “прямых” нейтрино. Кросс-энергия.

- Результаты расчетов спектров “прямых” нейтрино (PN) для модели QGSM [6] и ряда других моделей рождения чарма (SIBYLL 2.3c [7], BEJKRSS [8], GRRST [9], PROSA [10]) показаны на рис.1 вместе со спектрами (π,K)-нейтрино (CN). Оранжевая полоса на рисунке представляет неопределённость расчета QGSM, обусловленная диапазоном изменения свободного параметра (см. [4, 5]). Из рисунка можно извлечь значения т.н. кросс-энергии – энергии, вблизи которой потоки “прямых” нейтрино (PN) становятся сопоставимыми по величине с потоками (π,K)-нейтрино. Эта характеристика может оказаться полезной меткой, позволяющей на эксперименте обнаружить превышение сигнала над ожидаемым от атмосферных (π,K)-нейтрино.

Спектры (π,K)-нейтрино

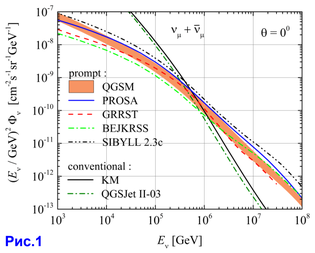


Рис.1

Спектры (π,K)-нейтрино вблизи вертикали рассчитаны для двух моделей *h*A-столкновений – КМ [11] и QGSJet II-03 [12]. Спектр прямых нейтрино в модели QGSM показан с учетом неопределенностей значений параметра $\alpha_\nu(0)=0,-2.2$. Расчет “прямых” нейтрино выполнен для модели адронного каскада в атмосфере КМ + Н3а (Н3а - спектр КЛ [13]).

Дифф. спектры атмосферных нейтрино – conv. (2 модели адронного каскада) и prompt (5 моделей рождения очарованных частиц).

Предсказания спектров “прямых” нейтрино других авторов (SIBYLL 2.3c [7], BEJKRSS [8], GRRST [9] и PROSA [10]) находятся вблизи полосы неопределенности модели QGSM [6] .

Значения кросс-энергии с учетом полосы неопределенности: 350 - 675 ТэВ – QGSJet II-03; 560 ТэВ - 1.15 ПэВ – КМ

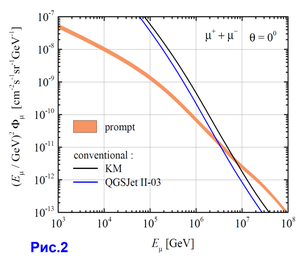


Рис.2

Кросс-энергия – дифф. спектры мюонов и нейтрино вблизи вертикали

Мюоны: 2.5 - 3.5 ПэВ – QGSJet II-03; 6 - 8 ПэВ – КМ

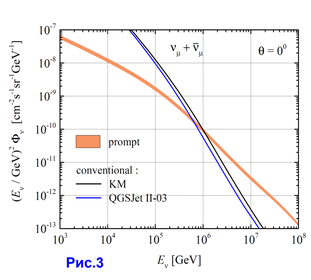


Рис.3

Нейтрино: 550 - 675 ТэВ – QGSJet II-03; 950 ТэВ - 1.15 ПэВ – КМ

Здесь и далее ширина полосы неопределенности расчета для модели QGSM определяется [4, 6] диапазоном изменения свободного параметра $a_1 = 2\div 30$.

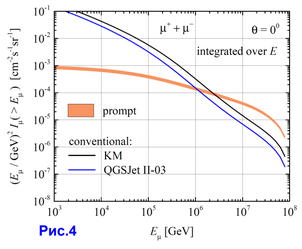


Рис.4

Кросс-энергия для интегральных спектров вблизи вертикали

Мюоны: 1 - 1.25 ПэВ – QGSJet II-03; 2.25 - 3 ПэВ – КМ

Нейтрино: 150 - 200 ТэВ – QGSJet II-03; 300 - 350 ТэВ – КМ

Для интегральных спектров - кросс-энергия минимальная из четырех вариантов спектров. Чем ниже кросс-энергия, тем выше абс. величина потока лептонов и ожидаемая статистика событий.
Т.о., интегральный спектр кажется предпочтительным для обнаружения прямой компоненты.

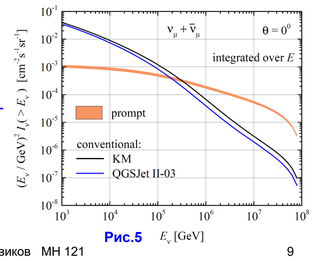


Рис.5

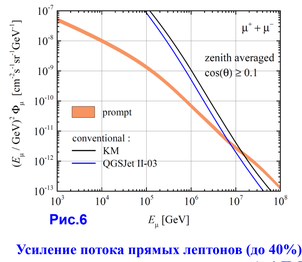


Рис.6

Дифф. спектры, усредненные по зенитному углу

Кросс-энергия:

Мюоны: 6 - 8 ПэВ – QGSJet II-03; 13 - 16 ПэВ – КМ

Нейтрино: 1.3 - 1.6 ПэВ – QGSJet II-03; 2.2 - 2.7 ПэВ – КМ

Усиление потока прямых лептонов (до 40%) проявляется при высоких энергиях (> 1 ПэВ). Заметное увеличение потоков обычных лептонов во всей области энергий (в ~ 2 раза). Итог: кросс-энергия увеличивается в ~ 2-2,5 раза по сравнению с вертикалью. Поэтому выделение прямой компоненты потребует большей статистики на НТ и будет сопряжено с большими погрешностями данных на высоких энергиях.

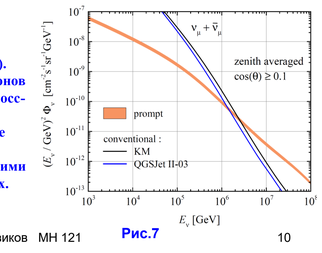


Рис.7

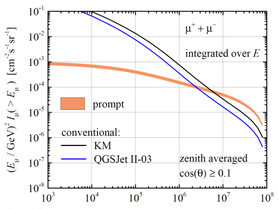


Рис.8

Разное влияние интеграла по энергии и усреднения по углу. Интеграл по энергии сильнее увеличивает поток прямых лептонов. Усреднение по углу сильнее влияет на поток (π,K)-лептонов. Суммарный эффект – уменьшение кросс-энергии прямых и обычных лептонов на ~ 15 % по сравнению с дифференциальным потоком вблизи вертикали. Т.о., интеграл по энергии вносит больший вклад в усиление “прямых”, чем усреднение по углу в усиление (π,K)-лептонов.

Кросс-энергии интегр. спектров, усредненных по зенитному углу

Мюоны: 2.1 - 2.8 ПэВ – QGSJet II-03; 5.1 - 7 ПэВ – КМ

Нейтрино: 400 - 500 ТэВ – QGSJet II-03; 720 - 880 ТэВ – КМ

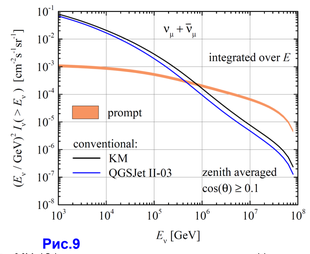
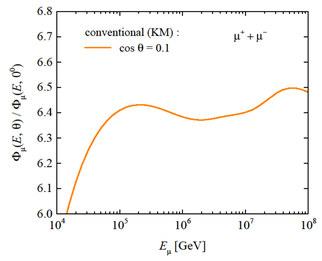


Рис.9

II. Зенитно-угловое усиление потоков атмосферных (π, K)- мюонов и нейтрино



Вводный (поясняющий идею) рисунок (10)

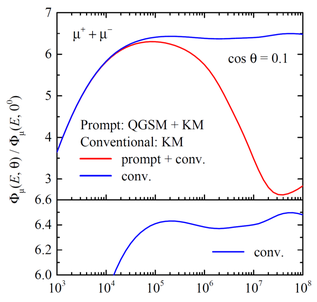
Рис. 10. Угловое усиление (π, K)-мюонов как функция энергии - отношение потока вблизи горизонтали к вертикальному потоку. Показывает последовательное “включение” источников, их насыщение изменения анизотропии, обусловленное этим.

Зенитно-угловое усилениие мюонов (к вводному Рис.-10)

- Кривые на Рис. 10 имеют характерный вид, отражающий последовательное “включение ” источников атмосферных мюонов и степень анизотропии потока мюонов от вкладов 2х- распадов заряженных пионов и каонов, а также трехчастичных и 3х-частичных распадов заряженных и нейтральных каонов, последующего затем (с ростом энергии) насыщения - подавления интенсивности распадов растущим лоренц-фактором. Это приводит к широкому распределению с горбом (максимумом) (1-й горб).
- 2-й горб отвечает растущему вкладу от редкой моды (Br=4·10^{-4}) полулептонного 3х-частичного распада короткоживущего нейтрального каона (время жизни 0.9 ·10-10 с) . Предположительно этот источник может перекрываться с вкладом прямых мюонов.
- Положение “горбов” связано с масштабом критических энергий вблизи горизонтали соответствующих мод распада - $E\mu > 10$ ТэВ (1-й) и - $E\mu > 1$ ПэВ (с учетом влияния растущей с энергией степени анизотропия потоков лептонов).

К вводному рис. 10

- Кривая на рис. 10 имеет характерный вид, отражающий последовательное “включение” источников атмосферных мюонов и степень анизотропии потока мюонов от вкладов 2х-частичных распадов заряженных пионов и каонов, а также 3х-частичных распадов заряженных и нейтральных каонов , последующего затем (с ростом энергии) насыщения – подавления распадов вкладов растущим лоренц-фактором. Это приводит к широкому распределению с максимумом (1-й горб).
- 2-й горб отвечает растущему вкладу от редкой моды (Br=4·10^{-4}) полулептонного 3х-частичного распада короткоживущего нейтрального каона (время жизни 0.9 ·10^{-10} с) . Положение “горбов” связано с масштабом критических энергий вблизи горизонтали соответствующих мод распада - E_{cr} ($K^{\pm}$) ~ 10 ТэВ (1-й горб) и E_{cr} (K_S) ~ 1 ПэВ (2-й горб) (с учетом влияния растущей с энергией степени анизотропии потока лептонов).



Зенитно-угловое усиление как функция энергии

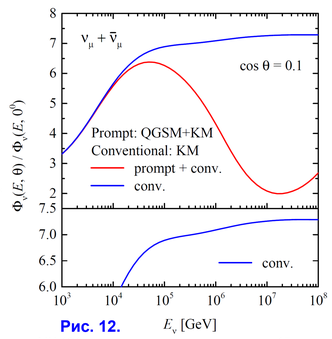


Рис. 11.
Кривые чувствительны к вкладу “прямых” нейтрино даже при энергиях заметно ниже кросс-энергии !

Рис. 12.

Заключение (1)

➢ Кривые зенитно-углового усиления атмосферных нейтрино (и мюонов) имеют характерный вид, отражающий последовательное “включение ” атмосферных источников, изменяющуюся с энергией степень анизотропии – очень чувствительны к примеси “прямых” нейтрино.

➢ Сам эффект хорошо иллюстрирует Рис. 10, на котором отчетливо виден 2-й горб кривой углового усиления (π,K)-мюонов, отвечающий вкладу распада редкой моды нейтрального короткоживущего каона (K^0_S) . Заметим, что критическая энергия для этого распада – самая высокая из К-источников, поэтому насыщение вклада происходит при энергиях выше кросс-энергии “прямых” мюонов (!)

➢ Деформация кривой анизотропии, обусловленная “прямыми” нейтрино, заметна уже при энергиях ~100 ТэВ, что значительно ниже кросс- энергии “прямых” нейтрино.

Заключение (2)

➢ Вычисленные интервалы кросс-энергий для дифференциальных и интегральных спектров показывают предпочтительность использования именно интегральных спектров – минимальная кросс-энергия (150-350 ТэВ для нейтрино и 1-3 ПэВ для мюонов). Поэтому этот тип спектров выглядит более предпочтительным в задаче выделения прямой компоненты лептонов в экспериментальных данных.

➢ Напротив, менее надёжным для этой цели кажется усреднённый по зенитному углу спектр – из-за максимальной кросс-энергии (1.3-2.7 ПэВ для нейтрино и 6-16 ПэВ для мюонов).

Литература

1. A. Kochanov et al. Astropart. Phys. 30, 219 (2008).
2. T. Sinegovskaya et al. Phys. Rev. D 91, 063011 (2015).
3. А. Кочанов и др. Изв. РАН. Сер. Физ., том 83., С. 1030 (2019).
4. А. Б. Кайдалов, О.И.Пискунова, ЯФ, Т. 43, С. 1545 (1986).
5. A.B. Kaidalov, Phys. Atom. Nucl. 66, 1994 (2003).
6. S. Sinegovsky, M. Sorokovikov EPJ C 80, 34 (2020).
7. A. Fedynitch et al. Phys. Rev. D 100, 103018 (2019).
8. A. Bhattacharya et al. JHEP 11, 167 (2016). arXiv:1607.00193.
9. R. Gauld et al. JHEP 02, 130 (2016).
10. PROSA Collab. O. Zenaiev et al.JHEP 04, 118 (2020). V. Garzelli et al. JHEP 05, 004 (2017). arXiv:1611.03815.
11. Л.Р. Кимель, Н.В. Мохов, Изв. вузов. 10, 17 (1974).
12. N. N. Kalmykov et al. Phys. B (Proc. Suppl.) 52, 17 (1997); S. Ostapchenko, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 151, 143 (2006); S. Ostapchenko, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 175–176, 73 (2008) 3 (2008).
13. T.K. Gaisser, Astropart. Phys. 35, 801 (2012).

Благодарности

Авторы благодарят Н. М. Буднева и Л. А. Кузьмичева за полезные обсуждения, способствовавшие уточнению деталей работы.