

РОЖДЕНИЕ ЧАРМА И СПЕКТРЫ МЮОНОВ НА БОЛЬШИХ ГЛУБИНАХ ПОД ВОДОЙ

В. А. Наумов, Т. С. Синеговская, С. И. Синеговский

Иркутский государственный университет,
664033 Иркутск, бульвар Гагарина 20

Аннотация

Оценки вклада прямых атмосферных мюонов на глубинах действующих и проектируемых глубоководных нейтринных телескопов (1-4 км), сделанные для нескольких моделей рождения чарма (кварк-глюонных струн, рекомбинационная кварк-партонная, пертурбативные КХД-модели), показывают, что даже сравнительно небольшие глубины, такие как в месте расположения Байкальского нейтринного телескопа, все-таки дают потенциальную возможность обнаружить прямые мюоны - для не слишком больших зенитных углов ($70^\circ - 80^\circ$) и при увеличении порога регистрации до 100 ТэВ.

1 Введение

Исследование рождения чарма в адронных взаимодействиях представляет интерес не только для физики частиц, но и имеет важный прикладной аспект в физике атмосферных нейтрино и нейтринной астрономии высоких энергий: атмосферные нейтрино от распада очарованных адронов являются основным источником фоновых событий в при детектировании нейтрино внеземного происхождения – квазидиффузного потока нейтрино от активных галактических ядер [1].

Вопрос о вкладе в поток атмосферных мюонов (АМ), прямых мюонов (ПМ), т.е. мюонов от распадов очарованных частиц (D^\pm -, D^0 -, \bar{D}^0 - мезонов и Λ_c^+ -гиперонов), которые рождаются во взаимодействии космических лучей с атмосферой Земли, все ещё остается нерешенным, несмотря на длительную историю [2]. Данные наземных измерений потоков мюонов высоких энергий и подземных детекторов зачастую настолько противоречат друг другу, что извлечение информации о чарме представляет трудноразрешимую задачу, если вообще возможно [3]. Точность измерений на подземных установках существенно ограничена неопределенностями плотности и химического состава окружающего установку грунта. Уместно поэтому, вспомнить такие важные преимущества подводных черенковских установок, как высокая степень однородности вещества-поглотителя (вода, лед) и большой детекторный объем, и обсудить потенциальные возможности нейтринных телескопов (AMANDA [4], Байкальский НТ [5], NESTOR [6]) в контексте измерения вклада ПМ и исследования моделей рождения чарма.

В данной работе обсуждаются результаты расчетов потоков АМ на уровне моря и под водой, в которых вклад ПМ учтен как в непертурбативных феноменологических подходах – рекомбинационной кварк-партонной модели (РКПМ) [3] и модели кварк-глюонных струн (МКГС) [7], так и в КХД-моделях [8]. Последние основаны на теории возмущения КХД и использовании непертурбативных функций фрагментации на стадии адронизации [9]. Недавние КХД расчеты показали, что нелидирующие вклады $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$, связанные, главным образом, с процессами глюон-глюонного рассеяния и рождения $c\bar{c}$ -пар $gg \rightarrow c\bar{c}g$, дают фактор 2–2.5 в сечении рождения чарма. Предсказанные в работе [8] вертикальные потоки атмосферных ПМ на уровне моря начинают доминировать при энергиях мюона

от 200 ТэВ до 1 ПэВ, в зависимости от выбора партонных распределений и параметров КХД-модели – массы c -кварка m_c , энергетической шкалы μ_R , задающей ренормированный заряд $\alpha_s \sim 1/\ln(\mu_R/\Lambda)$, и шкалы факторизации μ_F , отделяющей пертурбативную динамику от инфракрасной области. Представляет интерес сравнение результатов этих трех подходов, а также исследование трансформации спектров АМ после прохождения мюонами толстого слоя воды. На каких глубинах под водой, при каких энергиях и под какими зенитными углами можно обнаружить различие моделей и, в идеале, извлечь параметры КХД из данных по мюонным потокам?

2 Атмосферные мюоны на уровне моря

Расчет потоков (π, K) -мюонов и ПМ в МКГС и РКПМ на уровне моря под разными зенитными углами для энергий $E_\mu \geq 1$ ТэВ был выполнен на основе модели ядерного каскада [10], в которую внесен ряд уточнений [3, 11]. В качестве граничного использовался спектр первичных космических лучей С.И. Никольского [12]. Параметризации предсказаний КХД-моделей, полученных на уровне моря для направлений, близких к вертикали, взяты из работы [8].

Дифференциальные энергетические спектры АМ на уровне моря (умноженные на E_μ^3), вычисленные для вертикального и горизонтального направлений, приведены на рис. 1 вместе с данными экспериментов [13, 14, 15, 16, 17, 18]. Все приведенные данные были получены из обработки результатов подземных экспериментов, за исключением данных спектрометра MUTRON [13].

Вклад РКПМ раньше других моделей начинает менять показатель спектра АМ – при энергиях ~ 20 ТэВ на вертикали. Вклады в ПМ в рамках КХД-моделей (пунктирные линии на рис. 1) существенно зависят от набора используемых партонных распределений и масштабных параметров μ_F и μ_R : кривой 1 отвечает MRSD-набор с $\mu_F = 2\mu_R = 2m_c$ ($m_c = 1.3$ ГэВ), кривым 2 и 3 – STEQ3-структурные функции с $\mu_F = 2\mu_R = 2m_c$ и $\mu_F = \mu_R = m_c$ соответственно [8]. Чтобы экспериментально обнаружить различие КХД-моделей, надо продвинуться на уровне моря до энергии ~ 100 ТэВ. Энергия $E_\mu^c(\vartheta)$, при которой потоки удваиваются, для РКПМ равна приблизительно 150 ТэВ (вертикаль), и ~ 1 ПэВ (89°), что близко к предсказаниям КХД-1. Для МКГС значения $E_\mu^c(\vartheta) \approx 850$ ТэВ и 5 ПэВ близки к значениям, полученным в модели КХД-3.

Как видно из рис. 1, при $E_\mu > 10 - 20$ ТэВ ни одна из обсуждаемых моделей не согласуется с данными РЭК МГУ [14] и детектора Fréjus [15] и наоборот, ни одна из них не исключается данными LVD (Гран Сассо) [16]. (Измерения в Гран Сассо, по-видимому, закрывают фантастически высокие предсказания модели Волковой и др. [19].) Остальные экспериментальные данные, представленные на рис. 1, фактически не добавляют аргументов *pro et contra*. Эта парадоксальная ситуация ясно демонстрирует необходимость проведения новых экспериментов при существенно более высоких энергиях.

3 Потоки мюонов под водой

В качестве граничных спектров в задаче о прохождении мюонов через слой воды были взяты энергетические спектры мюонов и угловые распределения, рассмотренные в разделе 2. Задача была решена на основе аналитического метода, предложенного в работе [20]. Метод позволяет для граничного спектра, убывающего с энергией, приближенно решить кинетическое уравнение с интегралом столкновений, в котором учтена

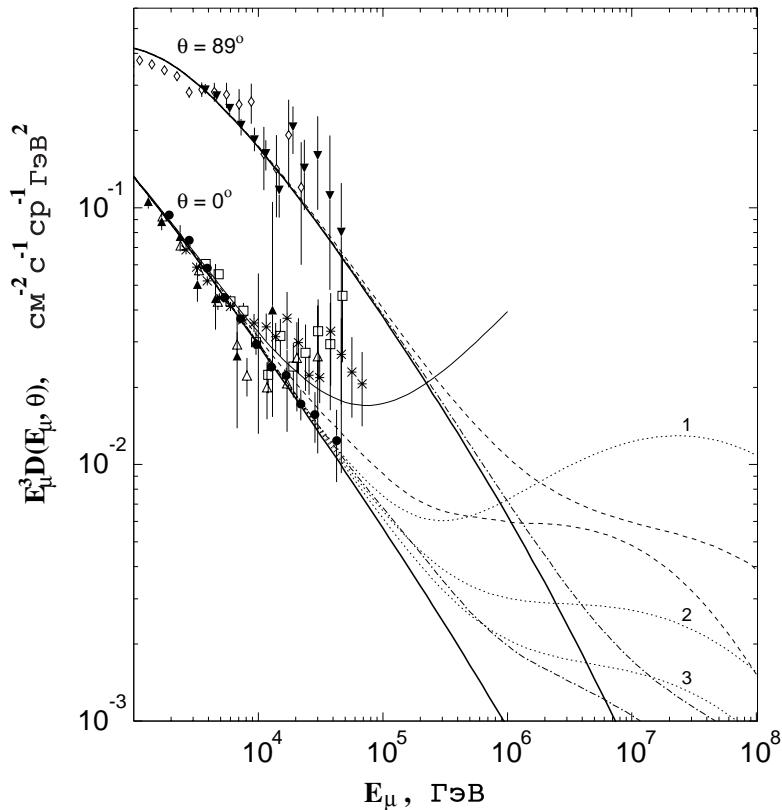


Рис. 1: Вертикальные и горизонтальные потоки мюонов на уровне моря. Эксперимент: \diamond – [13] (89°), \square и \blacktriangledown – [14], \times – [15], \bullet – [16], \blacktriangle – [17], \triangle – [18]. Расчет: сплошные линии – (π, K) -мюоны, штриховые – с учетом ПМ РКПМ, штрихпунктир – МКГС, пунктир (1, 2, 3) – предсказания КХД-моделей, верхняя тонкая линия – ПМ [19].

зависимость от энергии сечений взаимодействия мюона с веществом .

Не останавливаясь на деталях вычислений, приведем лишь одну характеристику, которая может представлять интерес для оценки потоков мюонов под толстым слоем воды или грунта на основе простых соотношений приближения непрерывных потерь. В табл. 1 приведена величина (как функция зенитного угла и глубины) отношения R_{dc} интегрального спектра при $E_\mu > 10$ ГэВ, рассчитанного с дискретными потерями энергии, к спектру, полученному в приближении непрерывных потерь. Как видно из таблицы, эффект дискретных потерь для больших глубин не сводится просто к поправкам: $R_{dc} \gtrsim 2.0$ для слоя вещества толщиной $\gtrsim 10$ км в.э. Сама по себе угловая зависимость спектра мюонов моря мало влияет на эффект – главную роль здесь играет геометрический фактор¹ $\sec \vartheta$, определяющий толщину слоя воды $x = h \sec \vartheta$ (h –глубина по вертикали), поэтому, с точностью $\lesssim 8\%$, зависимость R_{dc} от x можно представить формулами:

$$R_{dc} = 0.99 + 0.02x + 6.74 \cdot 10^{-4}x^3, \quad x = 1 \div 12 \text{ км};$$

$$R_{dc} = 1.43 + 0.054 \exp[(x - 1.19)/3.64], \quad x = 12 \div 35 \text{ км}.$$

¹Точнее, имеющаяся конкуренция между фактором углового усиления потока мюонов, унаследованного от адронного каскада в атмосфере, и геометрическим фактором $\sec \vartheta$, который увеличивает толщину слоя вещества, а следовательно, уменьшает поток, с ростом глубины разрешается в пользу последнего.

Таблица 1: Отношение потока мюонов, рассчитанного с учетом дискретного характера энергетических потерь, к потокам в приближении непрерывных потерь $R_{dc} = \frac{I_\mu^{\text{disc}}}{I_\mu^{\text{cont}}}$

ϑ , град.	sec ϑ	h , км в.э.			
		1	2	3	4
0	1.0	1.02	1.05	1.09	1.15
60	2.0	1.04	1.14	1.31	1.58
70.53	3.0	1.08	1.30	1.74	2.54
75.52	4.0	1.12	1.55	2.53	4.79
78.46	5.0	1.20	1.96	4.07	10.7
80.40	6.0	1.30	2.60	7.21	28.7
81.79	7.0	1.43	3.57	13.8	89.5
82.82	8.0	1.58	5.00	28.7	284
83.62	9.0	1.74	7.10	63.5	769
84.26	10.	1.92	10.5	151	2320

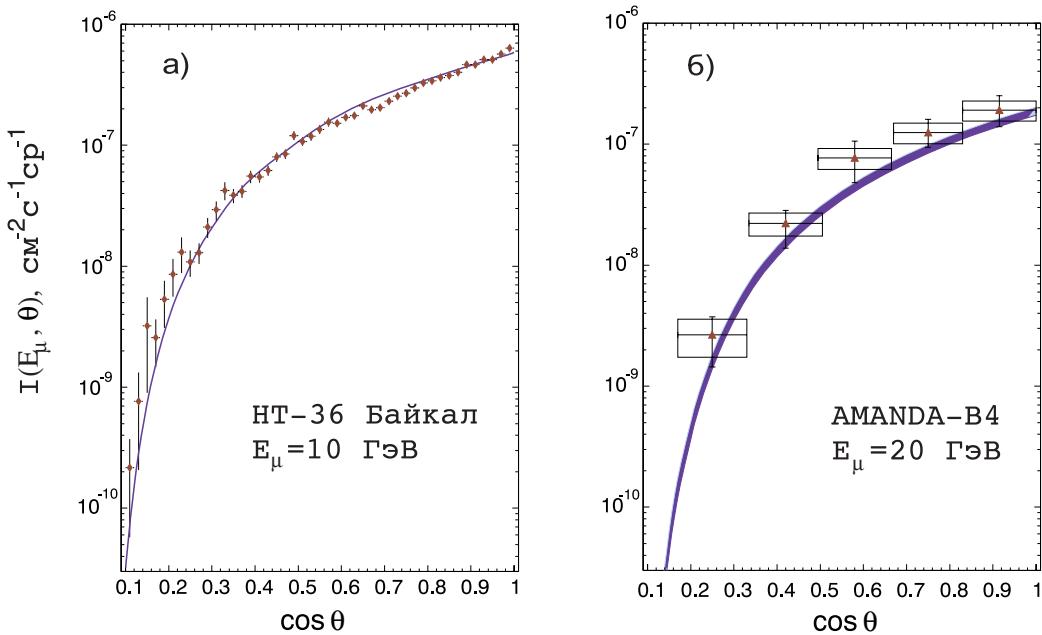


Рис. 2: Данные нейтринных телескопов Байкал НТ-36 [5] (а), AMANDA [4] (б) и зенитно-угловое распределение, рассчитанное для глубин $h = 1.15$ и $1.60-1.68$ км в.э. соответственно.

С ростом энергии эффект дискретных потерь только усиливается. Зависимость R_{dc} от E_μ хорошо иллюстрируют следующие цифры: $R_{dc} \simeq 2.5$ для $E_\mu = 10$ ГэВ и $R_{dc} \simeq 4.0$ для $E_\mu = 1$ ТэВ на глубине 12 км в.э.

Данные измерений углового распределения мюонов на двух нейтринных телескопах – НТ-36 [5] (а) и AMANDA [4] (б) в сравнении с расчетом (без учета прямых мюонов) приведены на рис. 2. Кривая на рис. 2а рассчитана для порога регистрации мюона $E_\mu =$

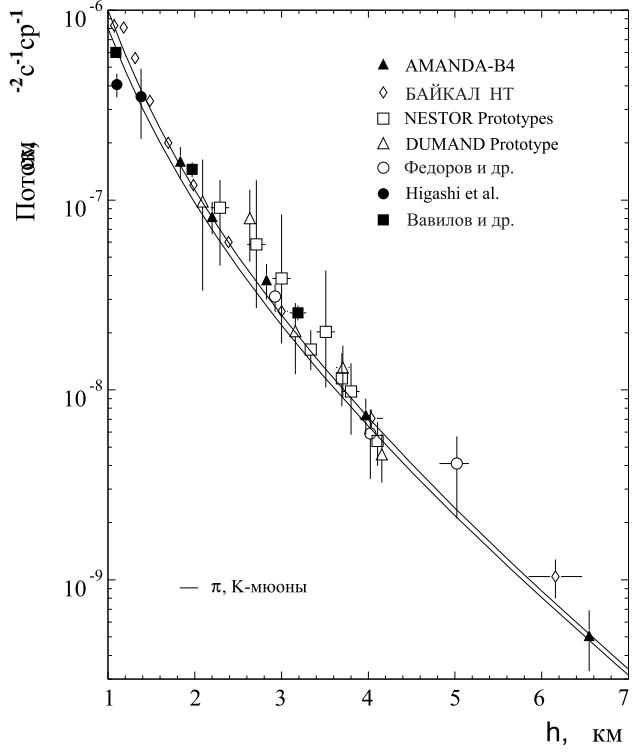


Рис. 3: Кривая поглощения мюонов в воде. Точки – эксперимент: ● – [21], ■ – [22], ○ – [23], △ – [24], □ – [6], ◇ – [5], ▲ – [4]. Кривые – расчет для $E_\mu > 1$ ГэВ (верхняя линия) и $E_\mu > 20$ ГэВ.

10 ГэВ на глубине $h = 1.17$ км. В целом можно говорить об удовлетворительном согласии расчетной кривой и эксперимента [5] для всех зенитных углов, за исключением, быть может, интервала $80^\circ - 84^\circ$. Верхняя кривая на рис. 2б отвечает порогу $E_\mu = 20$ ГэВ на глубине $h = 1.60$ км в.э., нижняя – тому же порогу на глубине 1.68 км в.э. Область больших углов здесь, в отличие от НТ-36, лучше согласуется с расчетной кривой, чем интервал $45^\circ - 60^\circ$.

На рис. 3 приведено сравнение рассчитанной кривой поглощения мюонов в воде с данными многолетних подводных измерений (см. [3] и [5]), включая последние – полученные на установке AMANDA [4]. Расчет представлен для двух значений порога регистрации $E_\mu = 1$ ГэВ и $E_\mu = 20$ ГэВ (нижняя кривая).

При пороге регистрации $E_\mu \sim 1$ ТэВ рассчитывать на надежную идентификацию ПМ при $\vartheta \lesssim 80^\circ$ могут лишь телескопы, расположенные на глубинах 3 – 4 км (NESTOR). Увеличение порога на порядок позволило бы как видно из рис. 4а, поставить такую задачу и на телескопе AMANDA ($h \sim 2$ км), но при больших зенитных углах ($\vartheta \gtrsim 85^\circ$). На установке NESTOR порог $E_\mu = 10$ ТэВ позволяет перейти к меньшим углам и, следовательно, увеличить статистику и уменьшить “фон” (π, K)-мюонов. Высокий порог $E_\mu = 100$ ТэВ (рис. 4б) дает возможность регистрации ПМ и на Байкальском нейтринном телескопе ($h = 1.15$ км).

Обратим внимание на поведение кривой РКПМ на глубине 1.15 км (рис. 4б), дважды пересекающей кривую (π, K)-мюонов – при $\vartheta \simeq 53^\circ$ и $\vartheta \simeq 81^\circ$. (На глубине 1.68 км подобное поведение замечено и для кривой КХД-1). Появление такой особенности углового

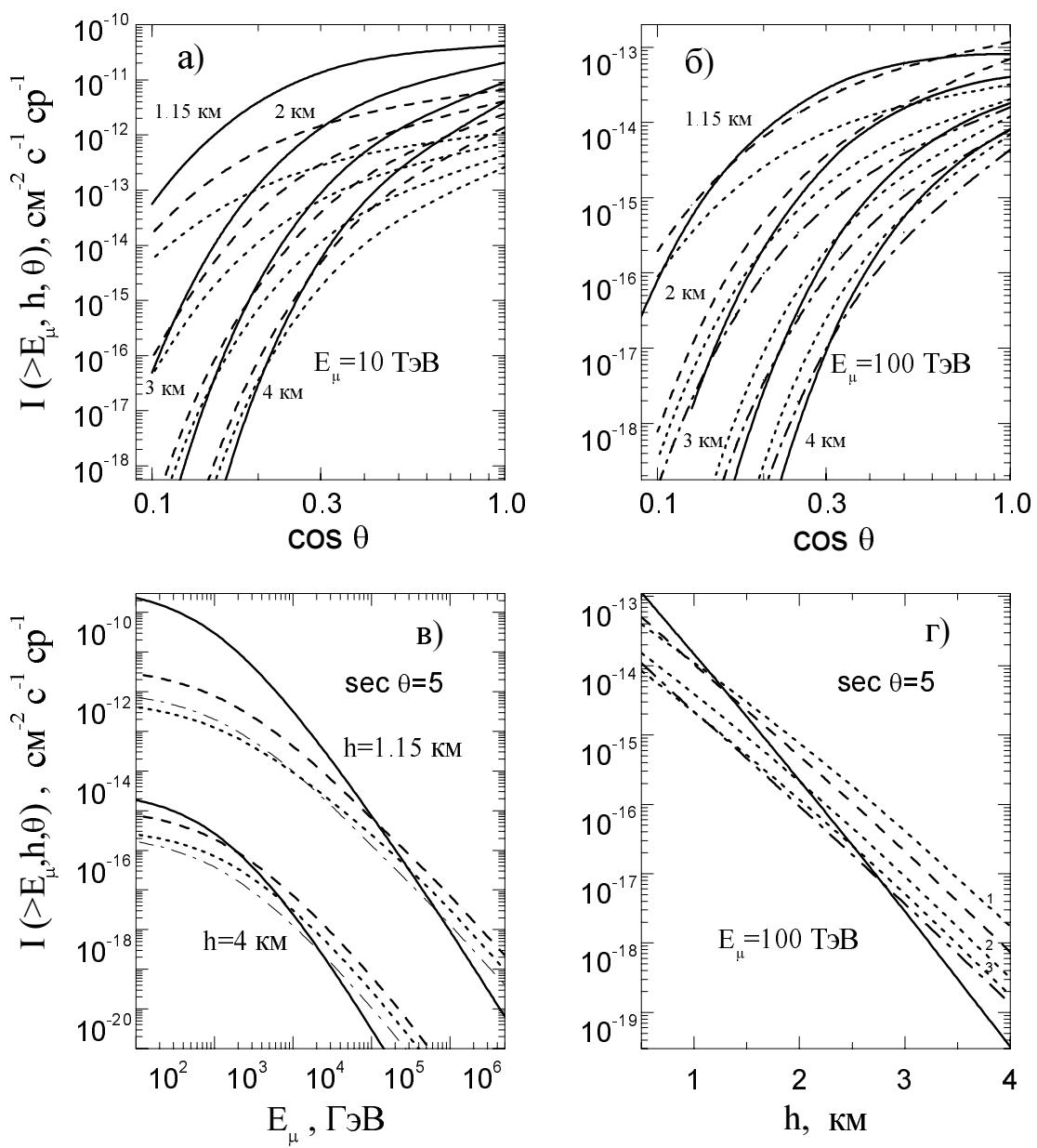


Рис. 4: Потоки мюонов на глубине 1–4 км под водой. Сплошные линии – потоки (π, K) -мюонов, остальные – ПМ в РКПМ (штриховые кривые), МКГС (штрих-пунктирные) и КХД (пунктирные). Рисунок (а) – зенитно-угловые распределения мюонов при $E_\mu \geq 10 \text{ ТэВ}$; (б) – зенитно-угловые распределения при $E_\mu \geq 100 \text{ ТэВ}$; (в) – интегральные спектры для зенитного угла $\vartheta = 78.46^\circ$ ($\sec \vartheta = 5$); (г) – зависимость потоков мюонов с энергиями $E_\mu \geq 100 \text{ ТэВ}$ от вертикальной глубины для $\sec \vartheta = 5$.

распределения возможно на тех глубинах, где поток ПМ на вертикали чуть выше потока обычных мюонов. Тогда доминирующий фактор углового усиления (π, K) -мюонов приводит к усилению степени "изотропности" потока мюонов.

Принципиальная возможность решения той же задачи, но уже из измерений интеграль-

ных спектров для разных зенитных направлений показана на рис.4в. Здесь представлены спектры мюонов на глубине $h = 1.15$ км (Байкальский НТ) и $h = 4$ км (NESTOR) для зенитного угла $\vartheta \simeq 78.5^\circ$ ($\sec \vartheta = 5.0$). Отдельно изображены предсказания трех моделей рождения чарма (РКПМ, КХД-2, МКГС) и спектры (π, K) -мюонов. Энергия E_μ^c , при которой может наблюдаться удвоение потоков, существенно ниже на глубине установки NESTOR по сравнению Байкалом (фактор 35–60 для $\sec \vartheta = 5.0$). В частности, КХД-2 дает $E_\mu^c \approx 8$ ТэВ для установки NESTOR, тогда как для Байкала $E_\mu^c \approx 300$ ТэВ. Тем не менее, поток мюонов с энергией вблизи E_μ^c в Байкальской установке на порядок выше.

На рис.4г показаны вклады всех пяти рассмотренных моделей: РКПМ, МКГС и трех КХД-вариантов (цифры 1-3 у пунктирных кривых). Различие моделей на интервале глубин 1–3 км проявляется в диапазоне трех порядков величины потока мюонов. То, что абсолютная величина потока ПМ под “углом пересечения” модельно зависима, является обнадеживающим фактом для извлечения ограничений на КХД-параметры моделей рождения чарма из экспериментальных данных по угловым распределениям мюонов.

4 Заключение

Вычисленные энергетические спектры и зенитно-угловые распределения атмосферных мюонов на уровне моря и под водой на глубинах действующих и проектируемых нейтринных телескопов (1–4 км) и приведенные результаты сравнения расчета с данными НТ-36 [5] и эксперимента AMANDA-B4 [4], позволяют сделать следующие выводы:

1) предсказания максимальной пертурбативной КХД модели рождения чарма (КХД-1) в интересующем нас диапазоне энергий 10–100 ТэВ близки к результатам, полученным в рамках РКПМ, а минимальной, КХД-3, – практически совпадают с расчетом в рамках МКГС;

2) энергия, при которой доля прямых мюонов на уровне моря становится сопоставимой с обычными, (π, K) -мюонами, меняется в широком интервале: от 0.1 до 4 ПэВ, в зависимости от модели рождения чарма;

3) оценки вклада прямых мюонов, сделанные на основе нескольких моделей рождения чарма – МКГС, РКПМ и пертурбативных КХД-моделей, показывают, что даже сравнительно небольшие глубины, как в месте расположения НТ-200 (Байкал, $h \sim 1$ км), дают потенциальную возможность обнаружить прямые мюоны – для не слишком больших зенитных углов (70° – 80°), но при условии увеличения порога регистрации до $E_\mu > 0.1$ ПэВ;

4) установка NESTOR (Средиземное море, $h \sim 4$ км) с его большими глубинами позволяет иметь порог $E \sim E_\mu^c \sim 10$ ТэВ (при $\sec \vartheta = 5.0$), но при этом интенсивность потоков мюонов оказывается на порядок меньше чем на НТ-200, где $E_\mu^c \sim 100$ ТэВ.

Вообще говоря, “малоглубинные” (1–2 км) установки, при не слишком больших зенитных углах ($\vartheta \lesssim 80^\circ$), могут иметь определенные преимущества в будущих экспериментах с прямыми мюонами.

Что касается нейтринного телескопа AMANDA (Южный Полюс, $h \sim 2$ км), с которого сейчас начинают поступать мюонные данные, то здесь можно ожидать в ближайшее время продвижения до глубин, эквивалентных 18–20 км в.э. ($\vartheta \gtrsim 84^\circ$). И следовательно, – решения проблемы прямых мюонов.

Авторы благодарят Drs. Christian Spiering и Stephan Hundertmark за любезно предоставленные таблицы данных по угловому распределению и кривой поглощения мюонов, полученных на установке AMANDA. Работа выполнена при финансовой поддержке Ми-

нистерства образования РФ в рамках программы "Университеты России – фундаментальные исследования", грант № 728.

Литература

- [1] Hill G.C.. // Astropart. Phys. 1997. **6**. P. 215; Gaisser T.K., Halzen F., Stanev T. // Physics Repts. 1995. **258**. P. 173; Barwick S., Halzen F., Lowder D. et al. // J.Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1992. **18**. P. 225 ; Nellen L., Manheim K. and Biermann P.L. Phys. Rev. 1993. **D 47**. P. 5270.
- [2] Bugaev E.V., Naumov V.A., Sinegovsky S.I., Zaslavskaya E.S. // Nuovo Cim. 1989. V. **C 12**. P. 41.
- [3] Bugaev E. V., Misaki A., Naumov V. A. et al. // Phys. Rev. 1998. V. **D 58**. P. 054001.
- [4] Andres E. et al. (AMANDA Collaboration). LANL astro-ph/9906203; Spiering Ch. (for the AMANDA Collaboration). LANL astro-ph/9906205.
- [5] Belolaptikov I.A. et al. (Baikal Collaboration). // Astropart. Phys. 1997. **7**. P. 263.
- [6] Capone A.(for NESTOR Collaboration), Proc. of the 25th ICRC. Durban, South Africa. 1997. V. **7**. P. 49; Anassontzis E. et al.(NESTOR Colaboration). В сб: "Астрофизика и физика микромира. Материалы Байкальской школы по фундаментальной физике (11-17 октября 1998 г., Иркутск)". Иркутск: изд-во Иркутского университета, 1998. С. 105.
- [7] Кайдалов А.Б., Пискунова О.И. // ЯФ. 1986. Т. **43**. С. 1545.
- [8] Pasquali L., Reno M.H., Sarcevic I. // Phys. Rev. 1999. V. **D 59**. P. 034020.
- [9] Mangano M.L. Препринт CERN-TH/97-328, 1997. LANL hep-ph/9711337; Nason P., Dawson S. and Ellis R.K. // Nucl. Phys. 1988. V. **B 303**. P. 607; // Nucl. Phys. 1989. V. **B 327**. P. 49; Mangano M.L., Nason P., Ridolfi G. // Nucl. Phys. 1992. V. **B 373**. P. 295.
- [10] Валл А.Н., Наумов В.А., Синеговский С.И. // ЯФ. 1986. Т. **44**. С. 1240.
- [11] Naumov V.A., Sinegovskaya T.S., Sinegovsky S.I. // Nuovo Cim. 1998. V. **111 A**. P. 129.
- [12] Никольский С.И., Стаменов Й.И., Ушев С.З. // ЖЭТФ. 1984. Т. **87**. С. 18.
- [13] Matsuno S. et al. // Phys. Rev. 1984. V. **D 29**. P. 1.
- [14] Зацепин Г.Т. и др. // Изв. РАН. Сер. Физ. 1994. Т. **58**. С. 119.
- [15] Rhode W. // Nucl. Phys. 1994. V. **B 35**. P. 250.
- [16] Aglietta M. et al. // Phys. Rev. 1998. V. **D 58**. P. 092005.
- [17] Khalchukov F.F. et al. Proc. of the 19th ICRC, La Jolla, California, 1985. V. **8**. P. 12.

- [18] Бакатанов В.Н. и др. // ЯФ. 1992. Т. **55**. С. 2107.
- [19] Volkova L.V. et al. // Nuovo Cim. 1987. V. **10** C. P. 465.
- [20] Naumov V.A., Sinegovsky S.I., Bugaev E.V. // ЯФ. 1994. Т. **57**. С. 439.
- [21] Higashi S. et al. // Nuovo Cimento. 1966. **43 A**. P. 334.
- [22] Вавилов Ю.Н., Davitaev Л.Н., Трубкин Ю.А., Федоров В.М. // Известия АН СССР. Сер. Физ. 1970. Т. **2**. С. 1977.
- [23] Fyodorov V.M. // Nucl. Instrum. and Methods. 1986. V. **248 A**. P. 221.
- [24] Babson J. et al.(DUMAND Collaboration). // Phys. Rev. 1990. **D 42**. P. 3613.