

# 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  $\Lambda_c^+$ -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  $\mu_R$ , задающей ренормированный заряд  $\alpha_s \sim 1/\ln(\mu_R/\Lambda)$ , и шкалы факторизации  $\mu_F$ , 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  $(\pi, K)$ -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  $E_\mu^3$ ), 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  $\sim 20$  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  $\mu_F$  и  $\mu_R$ : 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  $\sim 100$  ТэВ. Энергия  $E_\mu^c(\vartheta)$ , при которой потоки удваиваются, для РКПМ равна приблизительно 150 ТэВ (вертикаль), и  $\sim 1$  ПэВ ( $89^\circ$ ), 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 Frèjus [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

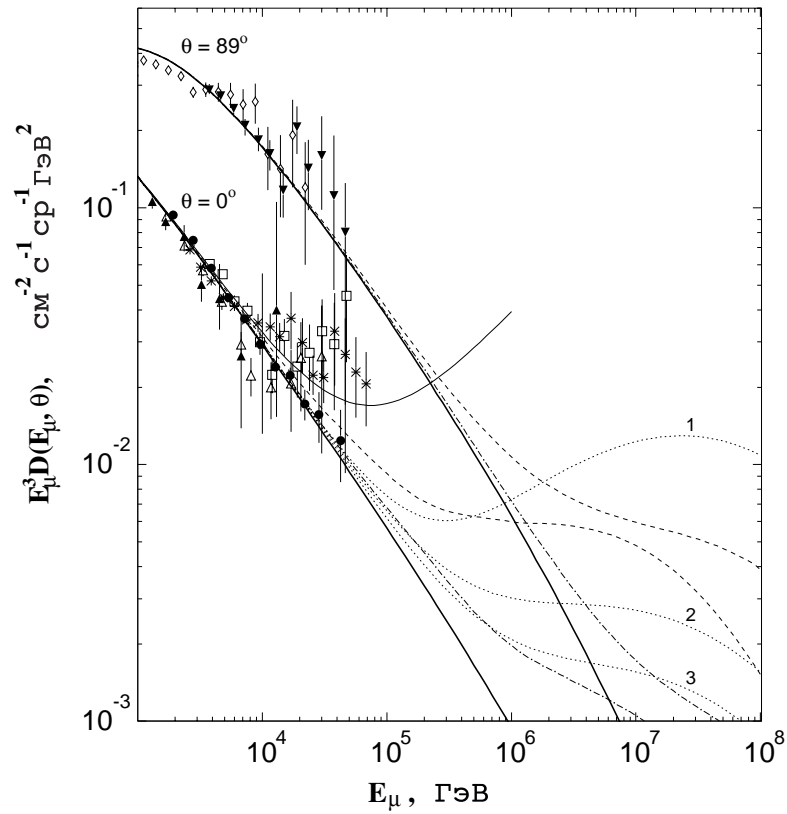


Рис. 1: Вертикальные и горизонтальные потоки мюонов на уровне моря. Эксперимент:  $\diamond$  – [13] ( $89^\circ$ ),  $\square$  и  $\blacktriangledown$  – [14],  $\times$  – [15],  $\bullet$  – [16],  $\blacktriangle$  – [17],  $\triangle$  – [18]. Расчет: сплошные линии –  $(\pi, K)$ -мюоны, штриховые – 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  $E_\mu > 10 \text{ ГэВ}$ , 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  $\gtrsim 10 \text{ км в.э.}$  Сама по себе угловая зависимость спектра мюонов моря мало влияет на эффект – главную роль здесь играет геометрический фактор<sup>1</sup>  $\sec \vartheta$ , 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:

$$\begin{aligned} R_{dc} &= 0.99 + 0.02x + 6.74 \cdot 10^{-4}x^3, \quad x = 1 \div 12 \text{ км}; \\ R_{dc} &= 1.43 + 0.054 \exp[(x - 1.19)/3.64], \quad x = 12 \div 35 \text{ км}. \end{aligned}$$

<sup>1</sup>Точнее, 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  $R_{dc} = \frac{I_{\mu}^{disc}}{I_{\mu}^{cont}}$

$\vartheta$ , град.	$\sec \vartheta$	$h$ , 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

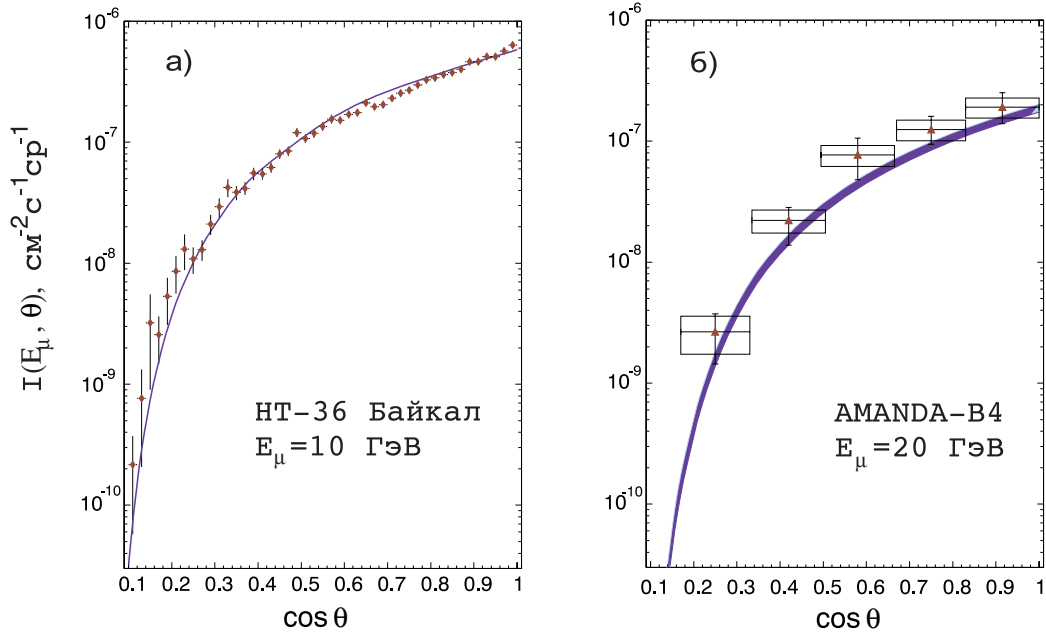


Рис. 2: Данные нейтринных телескопов Байкал НТ-36 [5] (а), AMANDA [4] (б) и зенитно-угловое распределение, рассчитанное для глубин  $h = 1.15$  и  $1.60$ – $1.68$  км в.э. соответственно.

С ростом энергии эффект дискретных потерь только усиливается. Зависимость  $R_{dc}$  от  $E_{\mu}$  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  $E_{\mu} =$

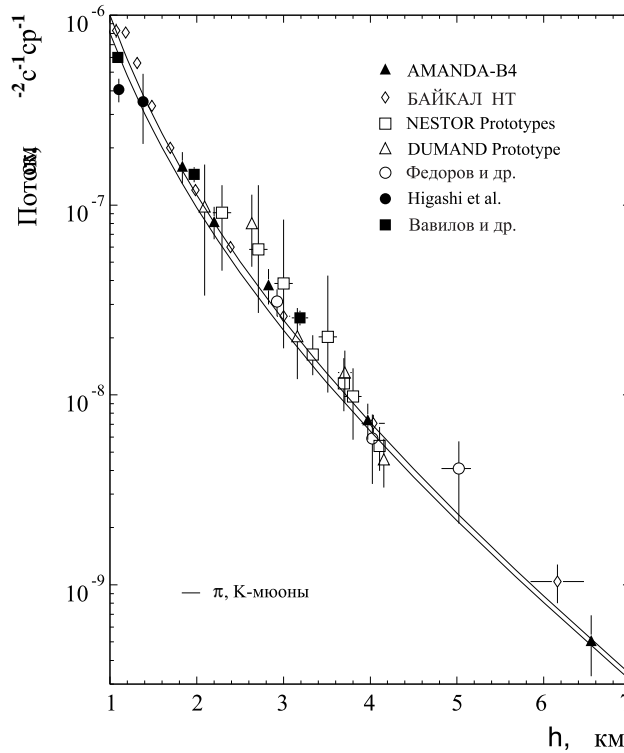


Рис. 3: Кривая поглощения мюонов в воде. Точки – эксперимент: ● – [21], ■ – [22], ○ – [23], △ – [24] □ – [6], ◇ – [5], ▲ – [4]. Кривые – расчет для  $E_\mu > 1$  ГэВ (верхняя линия) и  $E_\mu > 20$  ГэВ.

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” ( $\pi, K$ )-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 ( $\pi, K$ )-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

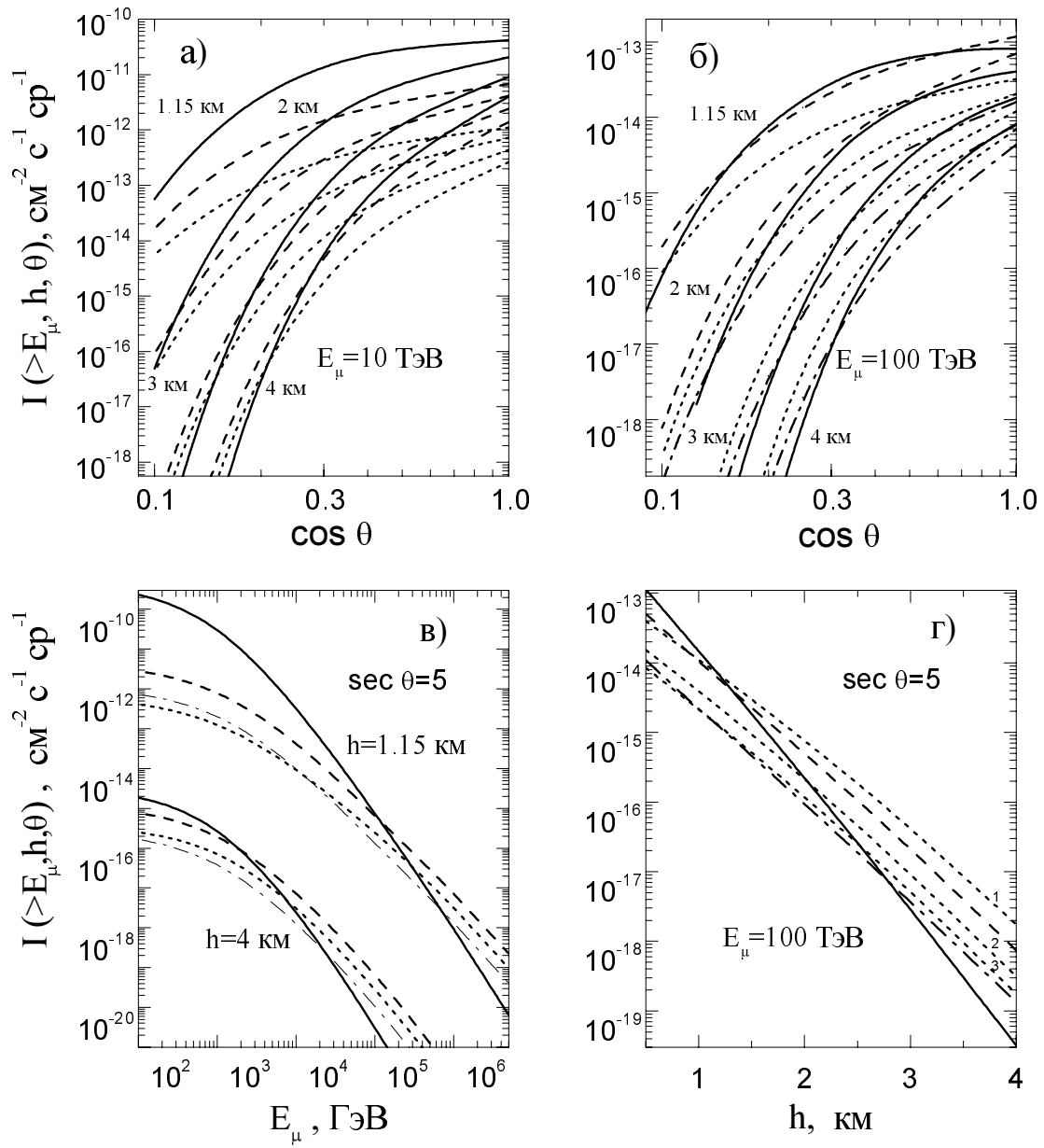


Рис. 4: Потоки мюонов на глубине 1–4 км под водой. Сплошные линии – потоки  $(\pi, K)$ -мюонов, остальные – ПМ в РКПМ (штриховые кривые), МКГС (штрих-пунктирные) и КХД (пунктирные). Рисунок (а) – зенитно-угловые распределения мюонов при  $E_\mu \geq 10$  ТэВ; (б) – зенитно-угловые распределения при  $E_\mu \geq 100$  ТэВ; (в) – интегральные спектры для зенитного угла  $\vartheta = 78.46^\circ$  ( $\sec \vartheta = 5$ ); (г) – зависимость потоков мюонов с энергиями  $E_\mu \geq 100$  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  $(\pi, K)$ -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  $(\pi, K)$ -мюонов. Энергия  $E_\mu^c$ , 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  $E_\mu^c$  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,  $(\pi, K)$ -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 ( $70^\circ$ – $80^\circ$ ), 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-

## 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 Collaboration). 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.