

Потоки атмосферных мюонов высоких энергий

Т. С. Синеговская

Иркутский государственный университет

Аннотация

Представлены результаты расчета дифференциальных энергетических спектров мюонов космических лучей при энергиях выше 1 ТэВ для различных зенитных углов. В качестве дополнительных источников мюонов рассматривались трехчастичные полулептонные распады заряженных и нейтральных каонов и пионы от распадов тех же каонов. Учет вкладов от $K_{\ell 3}$ распадов и от пионов, рожденных в распадах каонов, приводит к увеличению полных потоков мюонов на $\sim 3\%$ и $\sim 2\%$ соответственно. Проведено детальное сравнение рассчитанных для уровня моря спектров с экспериментом и с расчетами других авторов.

1 Введение

Измерения спектров и зенитно-угловых распределений атмосферных мюонов дает возможность проверки моделей ядерного каскада в атмосфере, т.е. параметров первичного космического излучения (энергетический спектр, химический состав) и взаимодействий частиц при высоких энергиях. В частности, такие измерения могут дать информацию о механизмах рождения чарма в адрон-ядерных столкновениях. Исследование рождения чарма представляет интерес не только для физики частиц, но и имеет важный прикладной аспект в нейтринной астрономии высоких энергий, поскольку атмосферные нейтрино от распада очарованных частиц являются основным источником фона при детектировании нейтрино внеземного происхождения (например, квазидиффузного потока нейтрино от активных галактических ядер).

Улучшение точности в расчетах измеряемых характеристик атмосферного потока нейтрино становится необходимым для ведущих и планируемых экспериментах на подземных и глубоководных нейтринных телескопах. Для однозначной интерпретации современных данных по *"upgoing muons"* (т.е. мюонам, рожденными атмосферными нейтрино, идущими снизу вверх) поток нейтрино должен быть рассчитан по крайней мере с 10 % точностью. Вследствие этого, возникает необходимость нормировки расчетного (модельно-зависимого) потока атмосферных нейтрино. Поток мюонов, рожденных в атмосфере в тех же процессах, что и нейтрино, является естественным инструментом для проверки и нормировки рассчитанных спектров нейтрино.

В данной работе представлены результаты расчетов дифференциальных энергетических спектров мюонов от распадов π - и K -мезонов для различных зенитных углов в интервале энергий 1-100 ТэВ и приведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными. Выше 100 ТэВ начинают доминировать мюоны от распадов очарованных адронов (т.н. "прямые мюоны"), которые здесь подробно обсуждаться не будут (см. [1, 2]).

2 Адронный каскад при высоких энергиях

Расчет потоков атмосферных мюонов на уровне моря под разными зенитными углами для энергий $E \geq 1$ ТэВ выполнен на основе модели ядерного каскада [3], которая хорошо описывает имеющиеся экспериментальные данные по спектрам адронов на различных

глубинах при энергиях от 1 ТэВ до 600 ТэВ. Основные положения модели [3] сводятся к следующему.

1. На стадии развития адронного каскада (но, разумеется, не на стадии генерации лептонов) распад пиона можно не учитывать при энергиях $E \gg E_{\pi}^{\text{кр}}(\theta = 0^\circ) \simeq 0.12$ ТэВ, т.е., начиная с $E \approx 1$ ТэВ на вертикали.

2. Ядра первичных космических лучей фрагментируют в верхних слоях атмосферы, так как их пробеги взаимодействия существенно меньше пробега нуклона. Это позволяет использовать для ядерной компоненты модель суперпозиций.

3. Для инвариантных инклюзивных сечений $Ed^3\sigma_{ab}/d^3p$ предполагается справедливость фейнмановского скейлинга исходя из отсутствия экспериментальных данных и серьезных теоретических указаний на его нарушение во фрагментационной области (в области пионизации нарушение скейлинга не оказывает большого влияния на развитие каскада, так как область малых фейнмановских x ($x \lesssim 0.1$) подавлена быстро падающим первичным спектром).

4. Для полных неупругих сечений взаимодействия адрона h на ядерной мишени A предполагается логарифмический рост с энергией

$$\sigma_{hA}^{\text{inel}}(E) = \sigma_{hA}^0 (1 + \beta_h \ln(E/E_0)),$$

где параметр наклона $\sigma_A = \beta_h \sigma_{hA}^0$ не зависит от сорта адрона.

5. Процессы генерации пионов и нуклонов в каон-ядерных столкновениях и регенерации каонов не учитываются.

В качестве спектра первичных космических лучей взят спектр Никольского [4]. Приближенное решение системы кинетических уравнений переноса нуклонов и мезонов в атмосфере, основываясь на вышеперечисленных допущениях, может быть найдено в виде разложений по степеням безразмерного параметра h/λ_A , где $\lambda_A = 1/(N_0\sigma_A) \simeq 14.5\lambda_N^0$. Этим решением, как показано в [3], можно пользоваться до глубин $h < 500 - 600$ г/см². Для $h \gtrsim 600$ г/см² следует учесть поправки на глубину ($\mathcal{O}(h/\lambda_A)$). Эти поправки не сказываются заметно на потоках мюонов, поскольку большая часть мюонов генерируется на глубинах $h \lesssim 300$ г/см². Однако, они становятся существенными для расчета потоков адронов на уровне моря.

3 Атмосферные мюоны на уровне моря

Основными каналами генерации мюонов для энергий 1–100 ТэВ являются двухчастичные распады пионов и каонов. В качестве источников мюонов дополнительно рассматривались трехчастичные полулептонные распады заряженных и нейтральных каонов ($K^\pm \rightarrow \pi^0 \mu^\pm \nu_\mu$, $K_L^0 \rightarrow \pi^\mp \mu^\pm \nu_\mu$, $K_S^0 \rightarrow \pi^\mp \mu^\pm \nu_\mu$) и пионы от распадов тех же каонов ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$, $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm \ell^\mp \nu_\ell$, $K_S^0 \rightarrow \pi^\pm \ell^\mp \nu_\ell$). Учет этих вкладов приводит к увеличению полных потоков мюонов на $\sim 3\%$ от полулептонных распадов и на $\sim 2\%$ от пионов, рожденных в распадах каонов. Был учтен также такой тонкий эффект, как q^2 -зависимость форм-факторов трехчастичных полулептонных мод распада каона [5]. Эффект практически не сказывается на величине суммарного (полного) потока мюонов: он мал для мюонов от $K_{\mu 3}$ распада, а цепочка распадов $K_{L,S}^0 \rightarrow \pi^\pm \rightarrow \mu^\pm$ (для которой q^2 -зависимость приводит к уменьшению спектров мюонов на $\sim 8\%$) дает поправку менее процента. Однако эффект форм-факторов не пренебрежим для атмосферных нейтрино

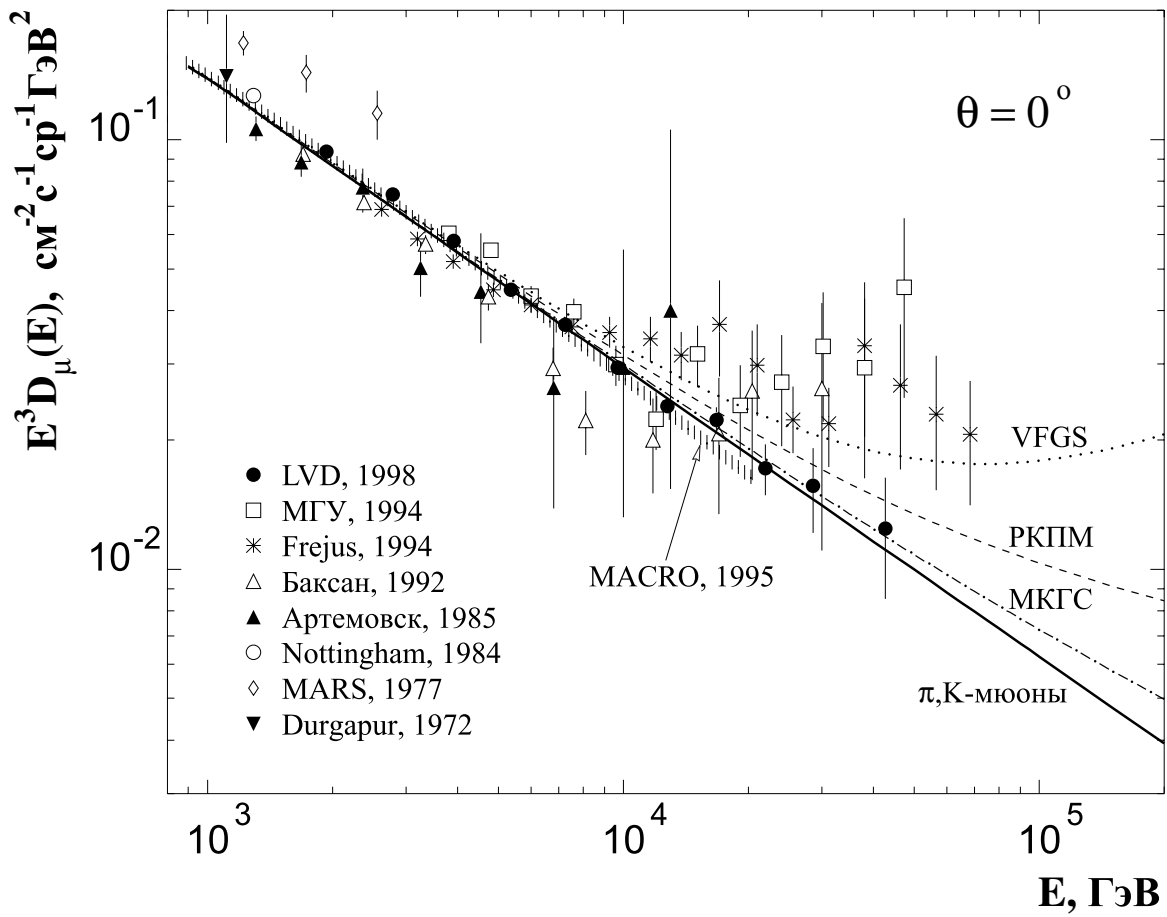


Рис. 1: Дифференциальные спектры мюонов на уровне моря для вертикали. Эксперимент: $\bullet$ – [20], $\square$ – [15], $*$ – [18], $\triangle$ – [17], $\blacktriangle$ – [14], $\circ$ – [8], $\diamond$ – [9], $\blacktriangledown$ – [7]. Расчет: сплошные линии – (π, K) -мюоны, штриховые – с учетом ПМ РКПМ, штрих-пунктир – МКГС, пунктир – предсказание модели Волковой и др.

высоких энергий [6] и, следовательно, его следует учесть и в расчете потока мюонов (который предполагается использовать для нормировки нейтринного потока).

Расчет потоков атмосферных мюонов на уровне моря под разными зенитными углами был выполнен в стандартном приближении непрерывных энергетических потерь.

Сравнение рассчитанных дифференциальных энергетических спектров мюонов (от π -, K -мезонов) для различных зенитных углов с экспериментальными данными со спектрометров и подземных установок приведено на рисунках 1 - 3.

Имеющиеся экспериментальные данные можно (несколько условно) разделить на прямые и косвенные. К прямым относятся данные измерений на магнитных спектрометрах Дургапура [7], Ноттингема [8], Дарема [9], MUTRON [10], DEIS [11], Брукхевена [12] и электромагнитных калориметров [13]. Косвенные данные, т.е. данные, пересчитанные разными методами к уровню моря из результатов подземных измерений (в частности, из кривой поглощения мюонов в грунте), включают в себя измерения на сцинтилляционном детекторе ИЯИ в Артёмовске [14], рентгено-эмульсионных камерах МГУ ([15, 16]), Бак-

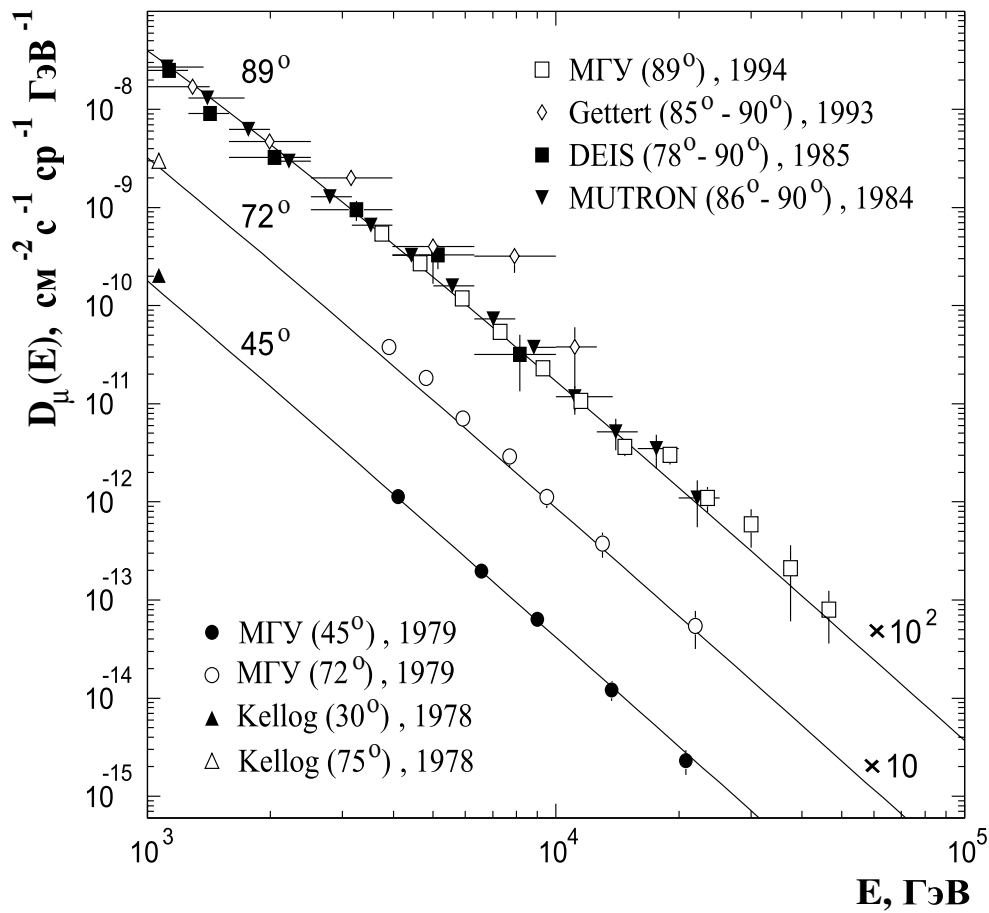


Рис. 2: Дифференциальные энергетические спектры мюонов на уровне моря для зенитных углов 45° , 72° и 89° .

санском подземном сцинтилляционном телескопе [17], детекторах Frèjus [18], MACRO [19] и LVD [20].

Для энергий $E \lesssim 2$ ТэВ (вертикаль) и $E \lesssim 20$ ТэВ ($\theta \approx 89^\circ$) энергетический спектр неплохо согласуется с прямыми измерениями. Для энергий выше нескольких десятков ТэВ мы имеем в основном косвенные данные подземных детекторов, и неопределенности (как статистические, так и систематические) здесь значительно выше, чем для прямых измерений, поскольку точность подземных измерений существенно ограничена неопределенностями плотности и химического состава окружающего установку грунта.

Для направлений близких к горизонтальному, вклад прямых мюонов предположительно незначителен при энергиях, доступных в текущих экспериментах (MUTRON, DEIS, РЭК МГУ и др.). Поэтому при сопоставлении экспериментальных данных с рассчитанным энергетическим спектром мюонов с учетом мюонов от распада чарма ограничимся только вертикальным направлением. Сплошной линией на рис. 1 изображен вклад от π , K -мезонов, штриховой, штрих-пунктирной и пунктирной линиями показаны вклады прямых мюонов для трёх моделей рождения чарма: рекомбинационной кварк-партонной модели (РКПМ), модели кварк-глюонных струн (МКГС) [1] и эмпирической модели Вол-

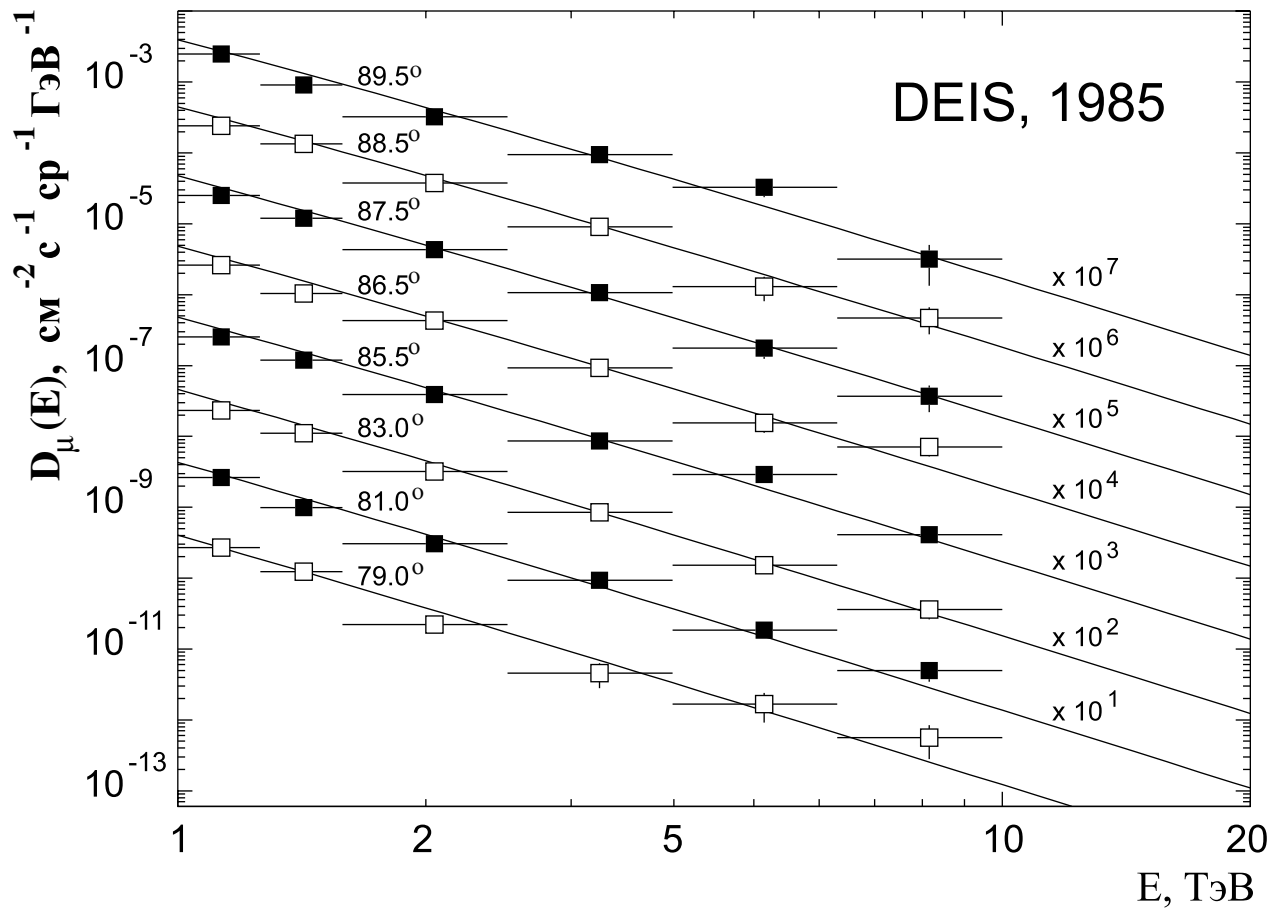


Рис. 3: Сравнение потоков мюонов на уровне моря с данными измерений спектрометра DEIS [11] в интервале зенитных углов $78.15^\circ - 90^\circ$.

ковой и др. [21], соответственно. Хотя, как уже говорилось выше, обсуждение моделей рождения чарма не является целью данной работы, необходимо отметить, что расчеты потоков в рамках РКПМ близки к максимальным предсказаниям недавней модели [22], основанной на пертурбативной КХД, а расчеты, выполненные в рамках МКГС, практически совпадают с минимальным предсказанием этой модели (см. детали в работе [2]).

Максимальные потоки, которые дает РКПМ в этой области энергий, только с некоторой натяжкой можно считать не противоречащими данным РЭК МГУ [15] и Frèjus [18]. Предсказания же МКГС скорее не подтверждаются этой группой экспериментальных данных, в отличие от данных LVD из Гран Сассо [20].

Вероятно можно говорить о некотором противоречии данных МГУ (для вертикали) и установки Frèjus (и, в какой-то степени, Артёмовска [14] и Баксана [17]), с одной стороны, и эксперимента на подземной установке LVD – с другой. Для данных LVD (тёмные кружочки на рис. 1) характерна высокая степень согласованности (с точки зрения нашего расчета) спектра, пересчитанного к уровню моря, и кривой поглощения мюонов, измеренной непосредственно на подземной установке. Т.е. данные LVD и на глубине $h \sim 10^6$

г/см² требуют минимального вклада ПМ (см. рис. 14 в [1]), совместимого с предсказаниями МКГС (хотя, строго говоря, они не противоречат РКПМ). Измерения в Гран Сассо, по-видимому, закрывают предсказания модели Волковой и др. [21].

Сравнение с экспериментальными данными для зенитных углов $\theta = 45^\circ$, 72° и 89° (рис. 2), а также с измерениями спектрометра DEIS в интервале зенитных углов $78.15^\circ - 90^\circ$ (рис. 3), показывает хорошее согласие с рассчитанными энергетическими спектрами (π, K)-мюонов.

Результаты расчета положительного избытка мюонов на уровне моря в зависимости от энергии приведены на рис. 4. Сплошной (толстой), штриховой, штрих-пунктирной и пунктирной линиями на рисунке изображены $\mu^+\mu^-$ -отношения для π, K -мюонов при различных зенитных углах ($\theta = 0^\circ, 60^\circ, 80^\circ$ и 90° , соответственно). Тонкой сплошной линией показан расчет с учетом вклада прямых мюонов на вертикали в рамках РКПМ. МКГС мало влияет на зарядовое отношение. На рис. 4 также представлено сравнение рассчитанного μ^+/μ^- -отношения с результатами измерений спектрометров MUTRON ($86^\circ -$

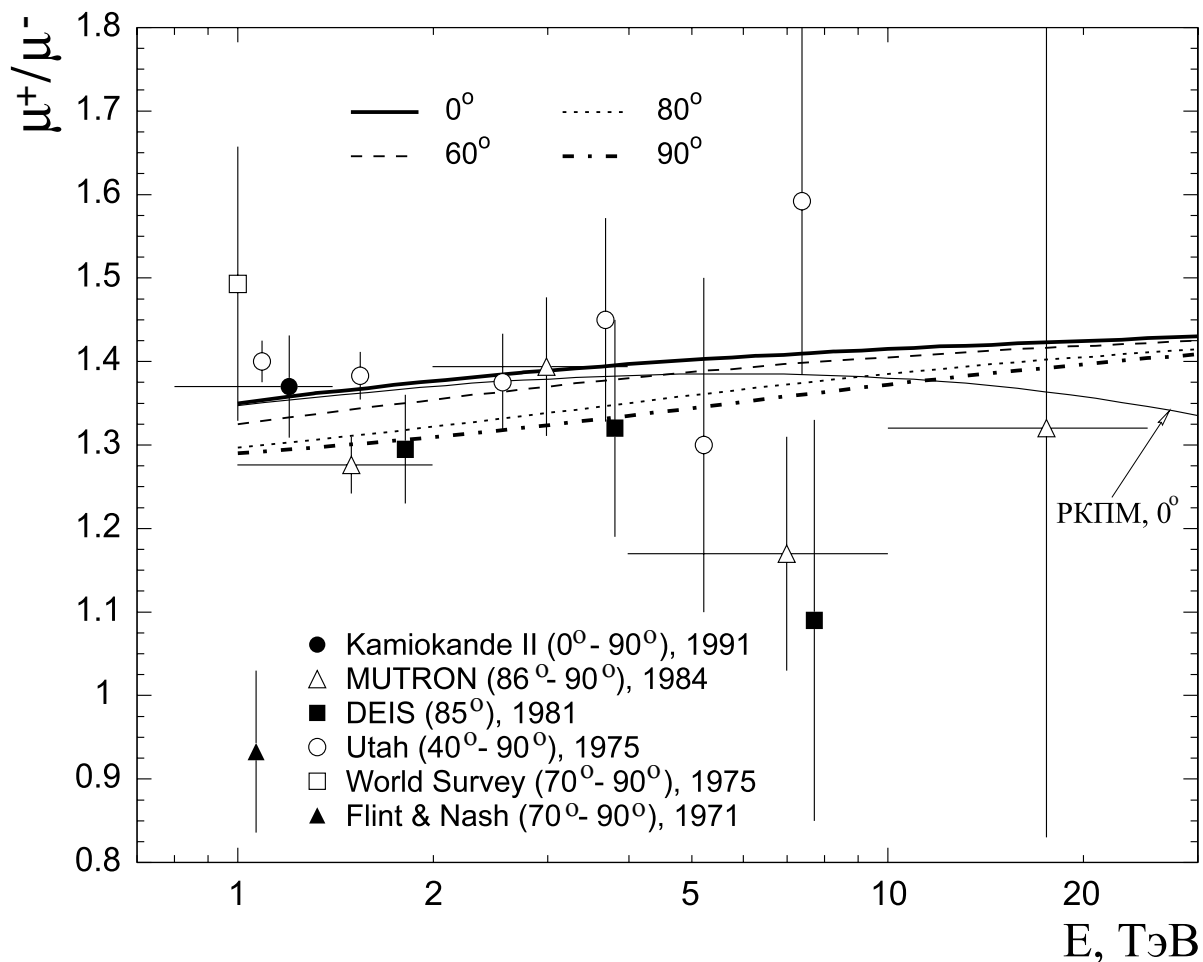


Рис. 4: μ^+/μ^- -отношение на уровне моря для (π, K)-мюонов при различных зенитных углах. Эксперимент: $\bullet$ – [24], $\triangle$, $\square$ – [10], $\blacksquare$ – [23], $\circ$ – [25], $\blacktriangle$ – [26].

90°) [10], DEIS (85°) [23], детектора Kamiokande II (0° – 90°) [24], данными группы Utah (40° – 90°) [25], данными для $\theta > 70^\circ$ из обзора, приведенного в работе [10], и с результатом более ранних экспериментов. Последний (тёмный треугольник на рис. 4) получен в работе [26] из обработки измерений пяти экспериментов. Все эти эксперименты дают $\mu^+/\mu^- \lesssim 1$ (см. ссылки в [26]): $0.774^{+0.326}_{-0.294}$ для $E = 1090$ ГэВ (MacKeown, 1965), $0.781^{+0.954}_{-0.425}$ (Palmer и Nash, 1968), 0.9 ± 0.25 для $E = 1080$ ГэВ (Fujii, 1969), $1.066^{+0.111}_{-0.123}$ для $E = 1095$ ГэВ (Kamiya, 1969), 0.75 ± 0.4 для энергий от 1000 ГэВ до 1300 ГэВ (Alkofer, 1970), что резко противоречит новым данным при $E \sim 1$ ТэВ.

Поведение зарядового отношения μ^+/μ^- зависит от химического состава первичного излучения и от дифференциальных сечений рождения пионов и каонов. Из сравнения рассчитанного μ^+/μ^- -отношения с экспериментальными данными в принципе можно получить информацию о деталях адронного каскада в атмосфере. Однако, статистические и систематические ошибки измерений зарядового отношения при высоких энергиях настолько велики, что извлечь из них конкретную информацию кажется проблематичным. Можно лишь утверждать, что в целом рассчитанное μ^+/μ^- -отношение не противоречит имеющимся данным.

На рис.5 показано отношение $D_\mu(E, \theta)/D_\mu(E, \theta = 0^\circ)$, характеризующее угловое усиление потоков мюонов, обусловленное относительным увеличением вероятности π, K -распада с ростом зенитного угла. Имеется хорошее согласие с расчетом [27] при $E = 1$ ТэВ и 2 ТэВ и видно некоторое расхождение с расчетом [28] в области углов $\theta \simeq 60^\circ - 80^\circ$. Видимое различие при $E \lesssim 1$ ТэВ можно частично отнести за счет выбора модели первичного спектра: в работе [28] использовался спектр Раяна [29].

Полученные энергетические спектры мюонов и угловые распределения использовались в качестве граничных спектров в задаче о прохождении мюонов через слой воды. Анализ энергетических спектров и угловых распределений глубоководных мюонов с учетом вклада распада чарма, рассчитанного для разных моделей рождения очарованных адронов, дан в работе [2].

4 Заключение

На основе модели адронного каскада [3] были выполнены расчеты дифференциальных энергетических спектров атмосферных мюонов для различных направлений. В качестве дополнительных источников мюонов рассматривались распады K -мезонов ($K_{\ell 3}$ распады) и пионов, рожденных в распадах каонов. Учет этих вкладов приводит к увеличению полных потоков мюонов на $\sim 5\%$. Хотя эта поправка мала, она необходима для расчета спектров мюонных и (особенно) электронных нейтрино, которые генерируются в тех же процессах, что и мюоны.

Данные наземных и подземных измерений потоков мюонов противоречивы, хотя большинство экспериментов имеют хорошую статистическую обеспеченность. Это свидетельствует о наличии неучтенных систематических эффектов в некоторых экспериментах. Ниже 5-6 ТэВ для вертикали наш расчет потоков π, K -мюонов находится в неплохом согласии как с прямыми, так и с косвенными в области энергий выше 20 ТэВ существует некое противоречие между данными Баксана, Frèjus, МГУ и измерений LVD. Для данных LVD характерна высокая степень согласованности пересчитанного к уровню моря спектра и кривой поглощения мюонов, измеренной непосредственно на подземной установке, с нашим расчетом. Для зенитных углов $\theta = 45^\circ, 72^\circ$, и 89° вычисленные дифференциальные

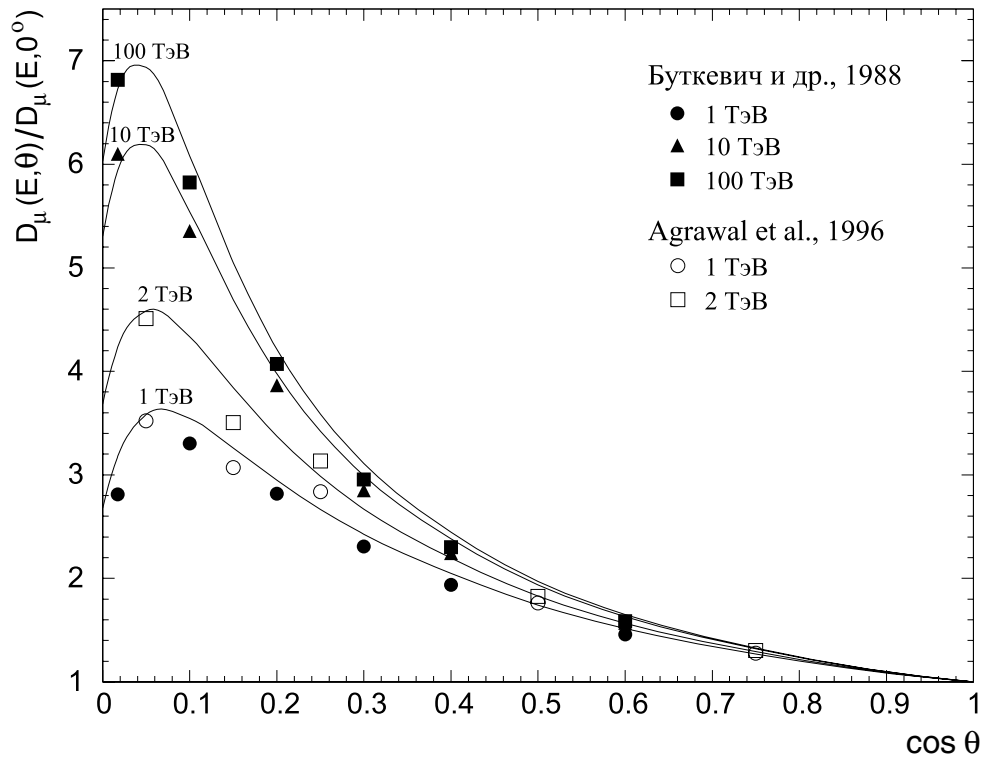


Рис. 5: Зенитно-угловые распределения (π, K) -мюонов на уровне моря для $E = 1, 2, 10$ и 100 ТэВ. Кривые – данный расчет; точки: $\circ, \square$ – расчет [27]; $\bullet, \blacksquare, \blacktriangle$ – расчет [28].

спектры близки к экспериментальным данным установок MUTRON, DEIS, РЭК МГУ.

Таким образом, рассчитанные потоки и зарядовое отношение атмосферных мюонов для различных направлений на уровне моря описывают основную совокупность экспериментальных данных и согласуются расчетами других авторов [27], [28]. Это позволяет сделать вывод, что используемые в расчете модели адронного каскада и первичного спектра не противоречат эксперименту.

Автор благодарит В.А. Наумова за постановку задачи и руководство работой и С.И. Синеговского за полезные обсуждения и помощь в работе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования РФ в рамках программы “Университеты России – фундаментальные исследования”, грант № 728.

Литература

- [1] Bugaev E. V., Misaki A., Naumov V. A. , Sinegovskaya T. S., Sinegovsky S. I. and Takahashi N. // Phys. Rev. 1998. V. **D 58**. P. 054001.
- [2] Misaki A., Naumov V. A., Sinegovskaya T. S et al. in *Proc. of the 26th ICRC*, Salt Lake City, Utah, 1999. V. **2**. pp. 139–142; hep-ph/9905399.
- [3] Валл А.Н., Наумов В.А., Синеговский С.И. // ЯФ. 1986. Т. **44**. С. 1240.
- [4] Нікольський С. И., Стаменов Й. И., Ушев С. З. // ЖЭТФ. 1984. Т. **87**. С. 18.

- [5] В. А. Наумов, Т. С. Синеговская, С. И. Синеговский. В сб.: “*Астрофизика и физика микромира. Материалы Байкальской школы по фундаментальной физике (11–17 октября 1998 г., Иркутск)*”. Под ред. В.А. Наумова и др. Изд-во Иркутского ун-та, Иркутск, 1998. С.211–226.
- [6] V. A. Naumov, T. S. Sinegovskaya, and S. I. Sinegovsky, *Nuovo Cimento A*, **111** (1998) 129; Università degli Studi di Firenze, preprint DFF 253/06/1996, 1996; Report No. hep-ph/9802410.
- [7] B. C. Nandi and M. S. Sinha, *J. Phys. A: Gen. Phys.* **5**, 1384 (1972).
- [8] B. C. Rastin, *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **10**, 1609 (1984).
- [9] M. G. Thompson *et al.*, in *Proc. of the 15th ICRC*, Plovdiv, 1977, edited by C. Ya. Christov *et al.* (Institute for Nuclear Research, Bulgarian Academy of Sciences, Sofia, 1977), Vol. **6**, p. 21.
- [10] Matsuno S., Kajino F., Kawashima Y. *et al.* // *Phys. Rev.* 1984. V. **D 29**. P. 1.
- [11] Allkofer O.C., Bella G., Dau W.D. *et al.* // *Nucl. Phys.* 1985. V. **B 259**. P. 1-18.
- [12] Kellog R.G., Kasha H., Larsen R.C. // *Phys. Rev.* 1978. V. **D 17**. P. 98-113.
- [13] Gettert M., Unger G., Trezeciak R. *et al.*, in *Proc. of the 23rd ICRC*, Calgary, 1993, Vol. **4**, p. 394-397.
- [14] Khalchukov F.F *et al.* *Proc. 19th ICRC*. La Jolla, California. 1985. V. **8**. P. 12.
- [15] Зацепин Г.Т., Ильина Н.П., Калмыков Н.Н. и др. // *Изв. РАН. Сер. Физ.* 1994. Т. **58**. С. 119.
- [16] Иванова М.А., Кузьмичев Л.А., Мандрицкая К.В. *et al.*, in *Proc. of the 16th ICRC*, Kyoto, 1979, Vol. **10**, p. 35.
- [17] Бакатанов В.Н., Новосельцев Ю.Ф., Новосельцева Р.В., Семенов Н.М., Чудаков А.Е. // *ЯФ*. 1992. Т. **55**. С. 2107.
- [18] W. Rhode, in *TAUP’93*, Proceedings of the 3rd International Workshop on Theoretical and Phenomenological Aspects of Underground Physics, Gran Sasso, Italy, September 19 – 23, 1993, edited by C. Arpesella, E. Bellotti, and A. Bottino [*Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **35**, 250 (1994)]; see also W. Rhode, Ph.D. thesis, Wuppertal University, 1993 (Report No. WUB-DIS 93-11).
- [19] MACRO Collaboration, M. Ambrosio *et al.*, *Phys. Rev. D* **52**, 3793 (1995).
- [20] Aglietta M. Alpat B., Alyea E.D. *et al.* // *Phys. Rev.* 1998. V. **D 58**. P. 092005.
- [21] Volkova L.V., Fulgione W., Galeotti P. and Saavedra O. // *Nuovo Cim.* 1987. V. **C10**. P. 465.

- [22] L.Pasquali, V.H.Reno, and I.Sarcevic, Phys. Rev. D **59**, 034020 (1999).
- [23] Allkofer O.C.,Bella G., Dau W.D. et.al. *Proceedings of the 17th International Cosmic Ray Conference*, Paris, 1981, Vol. **10**, p. 321.
- [24] Yamada M., Miyano K., Miyata H. et al. // Phys. Rev. 1991. V. **D 44**. P. 617-621.
- [25] Ashley G.K., Keuffel J.W., Larsona M.O. // Phys. Rev. 1975. V. **D 12**. P. 20.
- [26] Flint R.W.,Nash W.F. // Nucl. Phys. 1971. V. **B 33**. P. 632-642.
- [27] Agrawal V., Gaisser T. K., Lipari P., and Stanev T. // Phys. Rev. 1996. V. **D 53**. P. 1314.
- [28] Буткевич А.В., Деденко Л.Г., Железных И.М. // ЯФ. 1988. Т. **50**. С. 142.
- [29] Ryan M.J. et.al. // Phys. Rev.Lett. 1972. V. **28**. P. 985.