

## ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ПОТОКА МЮОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ИЗ АТМОСФЕРЫ К ПАРАМЕТРАМ АДРОННОГО ЧАРМОРОЖДЕНИЯ

И.М. Дремин, Д. Т. Мадигожин

*По угловому распределению потока высокоэнергичных мюонов из атмосферы определена верхняя граница доли сечения чарморозждения от полного неупругого сечения в области энергии 100 – 300 ТэВ, равная 0,125.*

Задача оценки возможного влияния генерации очарованных частиц на результаты эксперимента в области космических лучей высоких энергий является в настоящее время весьма актуальной, поскольку решение ее может дать важную информацию о параметрах адронного чарморозждения при высоких энергиях во фрагментационной области, пока недоступной для существующих детекторов коллайдера ЦЕРН.

В настоящей работе в скейлинговом приближении вычислено угловое распределение атмосферных мюонов высоких энергий с учетом вклада "прямых" мюонов, рожденных в быстрых распадах очарованных частиц и приводящих к искажению углового распределения, характерного для обычных, тривиальных мюонов, возникающих в распадах пионов и каонов. Это позволяет оценить чувствительность результата эксперимента /1/ к величине сечений и форме спектров генерации очарованных частиц в адрон-ядерных взаимодействиях высоких энергий.

При выполнении расчетов были сделаны следующие предположения: 1) первичное космическое излучение состоит только из протонов со степенным спектром с показателем  $\gamma = 2,65$ ; 2) скейлинг выполняется для всех инклюзивных сечений.

Поскольку результаты чувствительны к параметрам адрон-ядерного взаимодействия при сверхускорительных для фрагментационной области энергиях, предполагались различные доли сечения чарморозждения  $\eta$  от сечения неупругого  $hA$ -взаимодействия и учитывалось влияние на инклюзивные спектры остальных частиц того факта, что очарованные частицы могут уносить большую долю энергии.

Исходя из этого, инклюзивные спектры были приняты в следующем виде:

$$\begin{aligned} g_{pp}(x) &= (1 - \eta) + 6\eta(1 - x)^5, \\ g_{\pi p}(x) &= (8/3) [1/x - 1 + \ln x - (1/2) \ln^2 x] + 10\eta(1 - x)^5, \\ g_{\pi\pi}(x) &= (2/3) g_{pp} + g_{\pi p}. \end{aligned}$$

Здесь предполагается, что спектр нуклонов  $g_{pp}$  не зависит от  $x$ , когда нет чарморозждения, а в случае, когда рождается очарованная пара, он представляет собой спектр одного из продуктов распада (в среднем 3,5 частиц) лидирующего очарованного бариона, который рождается тоже со спектром, не зависящим от  $x$ . Для  $g_{\pi p}$  использована аппроксимация из /2/, описывающая данные ISR.

В эксперименте /1/ измерен поток гамма-квантов, излученных мюонами в рентген-эмульсионной камере (РЭК). Этот поток под заданным углом  $\Theta$  в одномерном приближении имеет вид:

$$\begin{aligned} n_{\gamma}(\Theta, > E) &= \int_E^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{F_{\pi}(E', z(H)) V^t(E, E')}{\tau_{\pi} c E' / m_{\pi}} dE' dH + \\ &+ \int_E^{\infty} \int_0^{z_0} \eta [2V_{D\pi}(E, E') F_{\pi}(E', z) Br(D \rightarrow \mu X) / \lambda_{\pi} + \end{aligned}$$

$$+ F_p(E', z) (V_{\Lambda p}(E, E') Br(\Lambda \rightarrow \mu X) + V_{Dp}(E, E') Br(D \rightarrow \mu X)) / \lambda_p] dE' dz,$$

где  $V^t(E, E')$  – вероятность того, что мюон, родившийся в распаде  $\pi^\pm$  с энергией  $E'$ , даст в РЭК гамма-квант с энергией более  $E$ , а  $V_{ij}(E, E')$  – аналогичная вероятность для мюонов, рожденных в распаде очарованной частицы типа  $i$ , возникшей, в свою очередь, в  $jA$ -взаимодействии (индексом  $\Lambda$  обозначен очарованный барион,  $D$  – очарованный мезон);  $F_\pi(E, Z)$  и  $F_p(E, Z)$  – спектры пионов и протонов в атмосфере на глубине  $Z$  г/см<sup>2</sup>;  $H$  – расстояние от точки наблюдения до точки генерации мюона. В случае скейлинга  $V(E, E') = V(E'/E)$ . Считая, что относительные потери энергии мюона зависят только от толщины атмосферы под данным углом, и учитывая их в приближении непрерывных потерь, можно записать выражение для дифференциального по энергии потока гамма-квантов, испущенных мюонами в РЭК:

$$n(E, \Theta) = \frac{m_\pi \gamma}{\tau_\pi C} \left( \frac{E}{R(\Theta)} \right)^{-(\gamma+1)} I^t \int_0^\infty \varphi_\pi(Z(H, \cos \Theta)) dH + \\ + \eta(\gamma - 1) \left( \frac{E}{R(\Theta)} \right)^{-\gamma} \frac{1}{1 - k_{pp}} \left[ 2 \frac{k_{pp}}{1 - k_{pp}} I_{D\pi} Br(D \rightarrow \mu X) + I_{\Lambda p} Br(\Lambda \rightarrow \mu X) + I_{Dp} Br(D \rightarrow \mu X) \right].$$

Здесь

$$\varphi_\pi(Z) = F_\pi(Z, E) E^\gamma; \quad I^t = \int_0^1 x^{\gamma-1} V^t(x) dx; \quad I_{ij} = \int_0^1 x^{\gamma-2} V_{ij}(x) dx; \quad k_{ij} = \int_0^1 x^{\gamma-1} g_{ij}(x) dx;$$

$$R(\Theta) = \exp(-\kappa Z(0, \cos \Theta));$$

$\kappa$  – относительные потери энергии мюона на 1 г/см<sup>2</sup>. Для тривиальных мюонов  $V^t(x)$  можно получить из кинематики двухчастичного распада, а для получения  $V_{ij}(x)$  воспользуемся экспериментальными данными по чарморозждению и расчетами полулептонных распадов очарованных частиц.

Пользуясь /3 – 6/, можно получить средние доли энергии мюонов

$$\langle x_{\mu' pA} \rangle_{D \rightarrow \mu} = 0,038; \quad \langle x_{\mu' pA} \rangle_{\Lambda \rightarrow \mu} = 0,104; \quad \langle x_{\mu' \pi A} \rangle_{D \rightarrow \mu} = 0,055.$$

Аппроксимируя спектры мюонов прямого рождения функцией  $(n+1)(1-x)^n$  так, чтобы выполнялись условия (4), можно вычислить  $I_{ij}$ .

На рис. 1 приведены расчетные значения величины

$$N = \frac{\int_{0,407}^{1,00} n(E, \cos \Theta) d \cos \Theta}{\int_{0,017}^{0,407} n(E, \cos \Theta) d \cos \Theta} = \frac{n_v}{n_h},$$

измеряемой в эксперименте /1/, и данные этого эксперимента. При вычислении считалось, что 15% стабильных мезонов в каскаде являются каонами, а доли полулептонных распадов брались из /7/.

Эксперимент /1/ дает верхнюю границу на сечение чарморозждения в наших предположениях  $\eta \leq 0,125$ . Оценки показывают, что результаты чувствительны к параметрам  $hA$ -взаимодействий при 100 – 300 ТэВ, следовательно, мы имеем верхнюю границу на сечение чарморозждения именно для этой области энергий.

На рис. 2 приведены результаты расчета спектра вертикальных мюонов, для которых вклад мюонов прямого рождения должен быть наиболее заметен. Для нормировки спектра первичного излучения использовались данные JACEE /8/ по потоку протонов. На рисунке нанесены данные эксперимента /1/, демонстрирующие заметный рост потока мюонов при энергиях выше 20 ТэВ. Сплошными линиями показаны результаты расчета по описанной выше модели, штриховыми – в предположении, что спектр первичного излучения при энергиях  $\geq 100$  ТэВ имеет более крутой наклон, чем 2,65, а именно,  $\gamma = 2,9$ . Заметим, что к тому же эффекту может привести достаточно быстрое нарушение скейлинга во фрагментационной области.

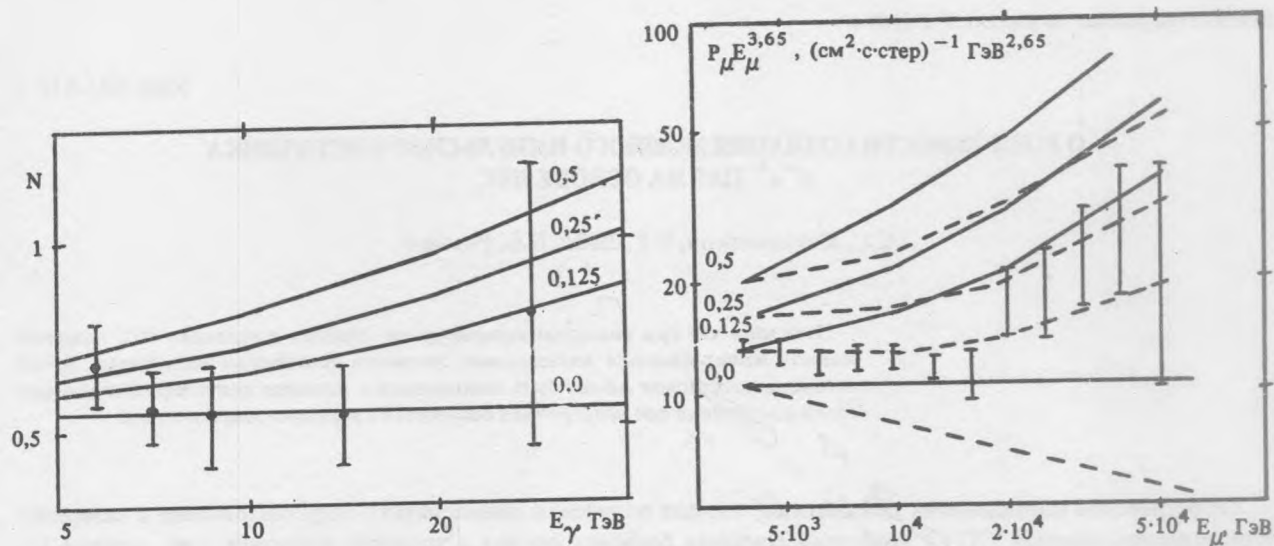


Рис. 1. Зависимость отношения вертикального потока тормозных гамма-квантов к горизонтальному  $N$  от энергии гамма-квантов. Числа у кривых – доля сечения чарморозждения в неупругом сечении.

Рис. 2. Спектр мюонов, приходящих из атмосферы по вертикали. Точки – экспериментальные данные [1], кривые – наши расчеты. Числа у кривых – доля сечения чарморозждения в неупругом сечении. Сплошная линия – результаты расчета в предположении, что показатель спектра первичного излучения  $\gamma = 2,65$ ; штриховой –  $\gamma = 2,9$ .

Результаты данного эксперимента не противоречат верхней оценке на сечение чарморозждения, полученной из угловых распределений потока мюонов. Но, по-видимому, для хорошего описания данных по вертикальному потоку необходимо предполагать рост сечения чарморозждения в два раза на интервале энергий  $10^5 - 10^6$  ГэВ.

Наконец, из рис. 2 следует, что при энергиях  $E_\mu \geq 20$  ТэВ вертикальные потоки прямых и тривиальных мюонов сравниваются, если  $\eta \sim 0,125 - 0,25$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Afanasieva T. N. et al. Proc. 20 ICRC, Moscow, 1987, v. 6, p. 161.
2. Millas A. M. Proc. of the Paris Workshop on Cascade Simulation, Paris, 1981, p. 39.
3. Балаян Г. Л., Оганесян А. Г., Ходжамирян А. Ю. ВАНТ, сер. ТФЭ, вып. 5 /17/, 1983, с. 42.
4. Basile M., Bonvicini G., Sara Romeo G. II Nuovo Cimento, 65 A, N 3, 391 (1981).
5. Aziz T. et al. Nucl. Phys., B 199, 424 (1982).
6. Агюлар – Бенитез М. и др. Препринт ИФВЭ № 57, 1986 г.
7. Aguilar – Benitez M. et al. Phys. Lett. 170B, 1 (1986).
8. Burnett T. N. et al. Proc. of 20 ICRC, Moscow, 1987, v. 1, p. 375.

Поступила в редакцию 29 августа 1988 г.