

К ВОПРОСУ О ГЕНЕРАЦИИ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫХ МЮОНОВ В ШАЛ, ОБРАЗОВАННЫХ ПЕРВИЧНЫМИ γ -КВАНТАМИ

В.А.Кудрявцев, О.Г.Ряжская

В работе показано, что основным механизмом генерации мюонов высокой энергии ($E_\mu > 5$ ТэВ) в ШАЛ, развивающихся от первичных γ -квантов, является рождение мюонных пар в поле ядра ливневыми фотонами.

Интерес к генерации мюонов высоких энергий в ШАЛ, рожденных γ -квантами, возник в связи с экспериментальным обнаружением на подземной установке NUSEX значительного потока мюонов с $E_\mu \geq 5$ ТэВ, коррелированного с направлением на источник высокоэнергичных γ -квантов Лебедь X-3 1^{-6} .

До сих пор основным механизмом генерации мюонов в электромагнитных ливнях считалось фоторождение π - и K -мезонов с последующим из распадом. Процесс прямого рождения мюонных пар в поле ядра ливневыми γ -квантами не учитывался. А именно этот процесс должен давать значительный вклад в рождение высокоэнергичных мюонов в ШАЛ, созданных первичными фотонами. Это видно из следующих соображений. Сечение $\sigma_{\gamma \rightarrow \mu^\pm} \sim 1,2 \cdot 10^{-29}$ см² для атома воздуха. Сечение неупругого γA -взаимодействия $\sigma_{\gamma A} \sim 10^{-27}$ см² / атом. Несмотря на большую множественность, мезоны образуются с довольно мягким спектром, т.е. рождение высокоэнергичных пионов и каонов подавлено. Дополнительный фактор подавления возникает из-за уменьшения вероятности распада мезонов с ростом энергии, $W_p \sim \sim E_0/E_{\pi, K}$. Для энергии $E_\pi \geq 5$ ТэВ $W_p \leq 0,024$. Оценки показывают, что поток "прямых" мюонов с $E_\mu \geq 5$ ТэВ, генерируемый в ливне с энергией $5 \cdot 10^{13}$ эВ, более чем в два раза превосходит поток мюонов от распадов.

При степенном спектре первичных γ -квантов, спектр "прямых" мюонов повторяет его. Спектр распадных мюонов имеет показатель степени на единицу больше. Это приводит к тому, что роль прямого процесса линейно увеличивается с энергией. И мюоны высокой энергии ($E_\mu \geq \geq 10$ ТэВ) генерируются, в основном, благодаря прямому рождению $\mu^+ \mu^-$ -пар.

В настоящей работе сделаны расчеты потоков мюонов, связанных с обоими механизмами. Спектр первичных γ -квантов взят в виде $(dN_\gamma/dE_\gamma)dE_\gamma = A(dE_\gamma/E_\gamma^{\gamma_1+1})$; γ_1 имеет значения 1; 1,1; 1,3; 1,5; 1,75; 1,9. Случай $\gamma_1 = 1$ соответствует спектру от Лебеда X-3⁴, который обрезается при $E_\gamma = 10^{16}$ эВ. В связи с этим и в расчет было введено обрезание при той же энергии. Поток мюонов находится вычислением тройного интеграла вида

$$N_{\mu i}(>E_\mu) = \int_{E_\mu}^{E_\mu^{max}} dE_\mu P_i \int_{E_i}^{E_i^{max}} \frac{d\sigma(E, E_i)}{dE_i} dE \int_E^{E^{max}} \frac{dN}{dE} \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} dE_\gamma,$$

где $i = \pi, K, \mu$; $\frac{dN}{dE} dE$ – равновесный спектр фотонов в ливне⁷ $d\sigma(E, E_i)/dE_i$ при $i = \pi, K$ – инклюзивный спектр пионов (каонов), при $i = \mu$ – сечение рождения $\mu^+ \mu^-$ -пары; $P_{\pi, K} = C_{\pi, K}/E_{\pi, K}$ для вычисления спектра распадных мюонов. При генерации прямых мюонов $P_\mu = 2$, если оба мюона имеют энергию выше E_μ и $P_\mu = 1$, если это справедливо для одного мюона; $(d\sigma/dE_\mu)dE_\mu$ бралось из работы⁸, $(d\sigma/dE_\mu)dE_\mu$ – из^{9, 10} с сохранением и нарушением скейлинга, модель I и модель II, соответственно. Из-за отсутствия инклюзивных спектров K -мезонов при γA -взаимодействии мы были вынуждены ограничиться оценкой потока мюонов от каонов, по которой $N_{\mu K} \approx (0,3 \div 0,4)N_{\mu \pi}$.

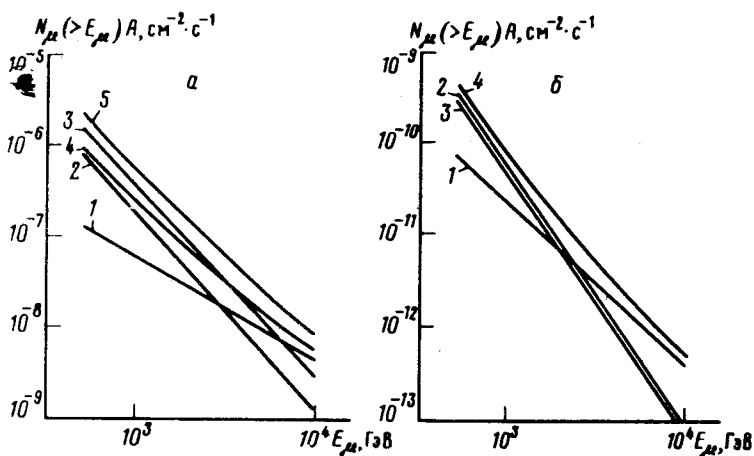


Рис. 1

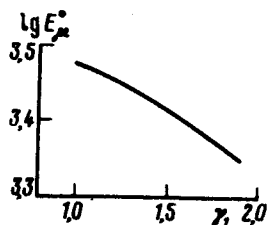


Рис. 2

Рис. 1. Интегральные спектры мюонов от первичных γ -квантов: а – $\gamma_1 = 1,0$, б – $\gamma_1 = 1,75$; 1 – $\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$; 2 – $\gamma A \rightarrow \pi^\pm \rightarrow \mu^\pm$, модель I; 3 – $\gamma A \rightarrow \pi^\pm \rightarrow \mu^\pm$, модель II; 4 – сумма 1 и 2; 5 – сумма 1,3 и 40% K -мезонов

Рис. 2. Зависимость E_μ^0 от γ_1

При вычислении P_π предполагалось, что высокоэнергичные пионы в ливне рождаются на той же высоте в атмосфере, что и пионы от первичных протонов ($x \sim 120$ г/см²). Вторичное пион-ядерное взаимодействие не учитывалось, так как оценки показывают, что для рождения высокоэнергичных мюонов оно малоэффективно.

На рис. 1 представлены интегральные спектры мюонов для двух значений показателя степени первичного спектра: $\gamma_1 = 1,0$ и $1,75$. Все спектры умножены на нормировочный коэффициент A первичного спектра. Интенсивность мюонов, найденная в модели II оказывается в два раза больше, чем в модели I при $\gamma_1 = 1,0$ и в 1,22 раза меньше при $\gamma_1 = 1,75$. Это объясняется тем, что в модели II (нарушение скейлинга) существует рост множественности и сечения генерации мезонов, а инклюзивные спектры гораздо мягче, чем в модели I. Поэтому при пологом первичном спектре малые x_F (x_F — фейнмановская переменная) вносят существенный вклад в поток π -мезонов. Полученные интегральные спектры мюонов описываются степенным законом: $N_\mu (>E_\mu) = N_\mu^0 E_\mu^{-\gamma_\mu}$. Видно, что для процесса $\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$ значения γ_μ примерно равны γ_1 . Небольшое отличие объясняется обрезанием первичного спектра при энергии 10^{16} эВ. Разница $\gamma_\mu - \gamma_1$ падает с увеличением γ_1 . Такой же эффект наблюдается и для потоков мюонов от реакций: $\gamma A \rightarrow \pi^\pm \rightarrow \mu^\pm$, но в этом случае $\gamma_\mu - \gamma_1 \sim 1$.

Из рис. 1 можно найти энергию E_μ^0 , выше которой основной вклад в поток мюонов (более 50% от полного потока) дает генерация мюонных пар фотоном в поле ядра. На рис. 2 приведена зависимость E_μ^0 от γ_1 . Поток мюонов от неупругого рассеяния γ -квантов брался в данном случае по модели I. С увеличением γ_1 значение E_μ^0 уменьшается. Но при $E_\mu > 3$ ТэВ для любых γ_1 механизм прямой генерации является преобладающим. Отметим, что модели I и II, видимо представляют собой два крайних случая. Действительное значение мюонного потока от неупругого рассеяния фотонов должно лежать между этими крайними значениями.

Суммарный спектр мюонов $N_{\mu\gamma}(E_\mu)$ в ливнях, генерируемых спектром первичных фотонов, имеет переменный показатель, изменяющийся от $\gamma_1 + 1$ для энергий $E_\mu < 0,5$ ТэВ до γ_1 для энергий выше 10 ТэВ. Это обстоятельство сильно отличает $N_{\mu\gamma}(E_\mu)$ от спектра мюонов, рожденных от первичных нуклонов $N_{\mu p}(E_\mu)$, для которого $\gamma_\mu = \gamma_1 + 1$. Следует отметить, что при 10 ТэВ поток "прямых" мюонов составляет более 70% от полного.

Максимальный поток мюонов, который может быть получен из наших расчетов с учетом модели II, 40% вклада каонов и с использованием величины $A = 10^{-6} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ГэВ}^{-1}$ из ¹¹ меньше потока, измеренного на установке NUSEX, в 30 раз, если пороговая энергия E_n составляет 3 ТэВ, и в 80 раз, если $E_n = 5$ ТэВ.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Г.Т.Зацепина и В.С.Березинского за полезные обсуждения настоящей работы.

Литература

1. Battistoni G. et al. Phys. Lett., B. (in publ.)
2. Samorski M., Stamm W. Ap. J., 1983, 268, 117.
3. Lamb R.C. et al. Nature, 1982, 296, 543.
4. Lloyd-Evans J. et al. Proc. 18th ICRC, Bangalore, 1983, 9, 65.
5. Danaher S. et al. Nature, 1981, 289, 568.
6. Morello C. et al. Proc. 18th ICRC, Bangalore, 1983, 1, 127.
7. Беленький С.З. Лавинные процессы в космических лучах, 1948, Москва.
8. Ахизер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика, 1969, Москва.
9. Moffeit K.C. et al. Phys. Rev., 1972, D5, 1063.
10. Ерышкин А.Д., Кузина Н.П. Сб. "Вопросы атомной науки и техники", сер: Техника физического эксперимента, 1981, вып. 2 (8), 34.
11. Auremma G., Bilokon H., Grillo A.F. Nuovo Cim., 1984, 7C, 779.