

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ



БФМ-539(26)-82

Ա.Տ.ԱՎՈՒՆԺՅԱՆ, Կ.Լ.ԱՏԱՏԻԱՆԻ, Տ.Ս.ԿԱԶԱՐՅԱՆ,
Ա.Դ.ՕԳԱՆԵՏՅԱՆ, Տ.Վ.ԿԵՐ-ԱՆՏՈՆՅԱՆ

Օ ՎԿԼԱԾԵ ՄՅՈՈՆՈՎ ԿՕՍՄԻԿԵՍԿՈՒ ՄԻՆՈՒՄԻ Վ
ՏՔԵԿՏՐԵ ԱԴՐՈՆՈՎ, ՐԵԴԻՏՐԻՐՈՒԵՄՅԱՆ ՄՍՏԱՆՈՎԿՈՒ
"ՍԻՈՆ"

ԵՐԵՎԱՆ 1982 ԵՐԵՎԱՆ

УДК. 537.591:536.62

А.Т.АВУНЦЯН, Т.Л.АСАТИАНИ, С.П.КАЗАРЯН,
А.Г.ОГАНЕСЯН, С.В.ТЕР-АНТОНЯН

О ВКЛАДЕ МЭОНОВ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СПЕКТРЕ
АДРОНОВ, РЕГИСТРИРУЕМЫХ УСТАНОВКОЙ "ПИОН"

Описана методика расчета ожидаемого спектра μ - мезонных толчков в установке "Пион", регистрирующей адроны космического излучения. Результаты расчетов указывают, что в области энергий $E \lesssim 1000$ ГэВ ожидаемый спектр мезонных толчков зависит от условий, налагаемых на формирование управляющего импульса установки. Приведены полученные зависимости. На основании расчетов оценен вклад мезонов в потоке одиночных заряженных адронов, наблюдаемых на установке "Пион". В области энергий $E \geq 500$ ГэВ для этой величины получено значение $\leq 1.65\%$.

Ереванский физический институт

Ереван 1982

A.T.AVUNDZHIAN, T.L.ASATIANI, S.P.KAZARYAN,
A.G.OGANESSIAN, S.V.TER-ANTONYAN

ON THE CONTRIBUTION OF MUONS OF COSMIC RADIATION
IN THE SPECTRUM OF HADRONS DETECTED IN THE SETUP "PION"

The technique of calculation of the expected spectrum of μ -meson bursts in the setup "Pion", detecting hadrons of cosmic radiation, is described. The calculation results show that in the energy region $E \leq 1000$ GeV the expected spectrum of muon bursts depends on the conditions of the formation of the setup trigger pulse. Dependences obtained are presented. On the basis of these calculations the contribution of muons in the observed flux of single charged particles is estimated. In the energy region $E \geq 500$ GeV the value $\leq 1.65\%$ is obtained for the share of muons.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1982

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ДМ-539(26)-82

А.Т.АВУЩЕЯН, Т.Л.АСАТЯНИ, С.П.КАЗАРЯН,
А.Г.ОГАНЕСЯН, С.В.ТЕР-АНТОНЯН

О ВКЛАДЕ МЮОНОВ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СПЕКТРЕ
АДРОНОВ, РЕГИСТРИРУЕМАЯ УСТАНОВКОЙ "ТИОН"

Ереван 1982

© *Ереванский физический институт 1982*

На экспериментальной установке "Пион" [1], расположенной на высоте 3200 м над уровнем моря, ведутся исследования потоков пионов, протонов и нейтронов космического излучения и характер их взаимодействия с различными ядрами. Однако, в вертикальном потоке космического излучения присутствует довольно интенсивная компонента мюонов [2]. Последние в некоторых случаях могут имитировать прохождение через установку одиночного заряженного адрона, который скорее всего будет идентифицирован как пион. Представляет интерес количественная оценка вклада одиночных μ - мезонов в общий поток зарегистрированных одиночных заряженных адронов в условиях формирования управляющего импульса установки "Пион". Для формирования триггера требуется, чтобы каскадный ливень, развивающийся в ионизационном калориметре (ИК), охватил, по крайней мере, четыре ряда с эквивалентным числом частиц ≥ 250 . Энергетический порог установки ≈ 300 ГэВ.

В данной работе оценка вклада одиночных мюонов проводилась моделированием их прохождения через ионизационный калориметр. Расчеты проводились с помощью алгоритма, описанного в [3], в котором, исходя из условий эксперимента, и с целью

уменьшения времени счета на ЭВМ сделаны небольшие изменения.

Коротко остановимся на некоторых деталях алгоритма. Рассматриваются следующие процессы взаимодействия:

- 1) рассеяние на атомных электронах (δ - процесс);
- 2) прямое образование пар (e^+ , e^-);
- 3) тормозное излучение (γ);
- 4) фотоядерное взаимодействие (π);

Соответствующие дифференциальные вероятности представляются в виде

$$W_{\delta}(E_{\mu}, \nu) = F_{\delta}(E_{\mu}, \nu) \frac{d\nu}{\nu^2} \quad (1)$$

$$W_{e^+, e^-; \gamma, \pi}(E_{\mu}, \nu) = F_{e^+, e^-; \gamma, \pi}(E_{\mu}, \nu) \frac{d\nu}{\nu}, \quad (2)$$

где E_{μ} и E'_{μ} - начальная и конечная энергии мюона, соответственно, а $\nu = (E_{\mu} - E'_{\mu})/E'_{\mu}$. Функции $F(E_{\mu}, \nu)$ вычисляются на основе соответствующих выражений для сечения процессов, известных из работ [4 - 6] и имеют следующий вид:

$$F_{\delta}(E_{\mu}, \nu) = \frac{0,1536Z}{A\beta^2} \frac{1}{E_{\mu}} (1-\nu) \frac{E_{\mu} + 11,0}{E_{\mu}} + \frac{1}{2} \nu^2 \frac{d\nu}{\nu^2} \frac{\text{см}^2}{2}, \quad (3)$$

где $\beta = \nu/c \approx 1$.

$$F_{\gamma}(E_{\mu}, \nu) = 4\alpha \tau_0^2 \left(\frac{m}{\mu}\right)^2 \left(\frac{N}{A}\right) Z(Z+1) \frac{d\nu}{\nu} \times \quad (4)$$

$$\times \left(\frac{4}{3} - \frac{4}{3}\nu + \nu^2\right) \ln \left[\frac{\frac{3}{2} K \frac{\mu}{m} Z^{-2/3}}{\frac{K\sqrt{e}}{2} \frac{\mu^2}{E_{\mu} m} \frac{\nu}{1-\nu} Z^{-1/3} + 1} \right] \frac{\text{см}^2}{2},$$

где $K = 183$, $\alpha = 1/137$, $e = 2,718$, m и μ - массы электрона и мюона, соответственно, τ_0 - классический радиус электрона, Z и A - заряд и массовое число вещества ИК, N - число

Авогадро;

$$F_{\text{ст}}(E_{\mu}, \nu) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{N}{A} G_{\text{ст}} A^{0,92} \frac{d\nu}{\nu} \times$$

$$\times \left\{ \nu - 1 + \left[1 - \nu + \frac{\nu^2}{2} \left(1 + \frac{2\mu^2}{\Lambda^2} \right) \right] \right\} \times \quad (5)$$

$$\times \ln \frac{E_{\mu}^2 \frac{(1-\nu)}{\mu^2} \left[1 + \frac{\mu^2 \nu}{\Lambda^2 (1-\nu)} \right]}{1 + \frac{E_{\mu} \nu}{\Lambda} \left[1 + \frac{\Lambda}{2M} + \frac{E_{\mu} \nu}{\Lambda} \right]} \frac{\text{см}^2}{2},$$

где $G_{\text{ст}} = 0,125 \text{ мкб}$, $\Lambda^2 = 0,4 \text{ (ГэВ)}^2$, M - масса нуклона.

Для различных значений E_{μ} и ν значение $F_{e^+, e^-}(E_{\mu}, \nu)$ табулировано [4], а промежуточные значения определяются аппроксимацией. Поскольку установка "Пион" регистрирует адроны с энергией

$\geq 300 \text{ ГэВ}$, в расчетах не имело смысла рассматривать энергетические потери мюонов в ИК ниже 150 ГэВ . Вероятность соответствующих процессов и их сумма для значений энергий μ - мезона в области от 300 до 10000 ГэВ приведены на рис. I. Как видно из рисунка, основным процессом, с помощью которого мюон теряет свою энергию, является тормозное излучение. Несмотря на то, что при энергиях $\geq 5000 \text{ ГэВ}$ сечение параобразования становится больше сечения тормозного излучения, вклад тормозного излучения при передачах $\geq 300 \text{ ГэВ}$ все же остается преобладающим. Это связано, во-первых, с тем обстоятельством, что для процесса параобразования наиболее вероятны относительно малые значения ν ($\nu \leq 0,03$), а также крутопадающим характером энергетического спектра мюонов. К этому вопросу мы вернемся ниже.

В расчетах применяется приближение, согласно которому образовавшаяся после взаимодействия мюона вторичная частица считается "эквивалентным" электроном. Для описания развития среднего электромагнитного каскада в железе используется следующая приближенная формула Отта [7]:

$$N_{e\pm} = \exp[K_0 - t + 2\sqrt{(t+K_1)(y+K_2)}/\sqrt{t+K_1}], \quad (6)$$

где t - глубина поглотителя в радиационных единицах.
 $y = \ln(E_0/(E+\bar{E}))$, $\bar{E} = E/2.3$, E - критическая энергия вещества в мегаэлектронвольтах, E_0 - энергия частицы, инициирующей каскад, а

$$K_n = K_{n0} + \epsilon K_{n1}(Z)/(E+\epsilon), \quad (7)$$

где $n = 1, 2$; $K_{00} = 1, 22$; $K_{01} = -0,9 \ln(0,1Z+1)$;
 $K_{10} = 0,02$; $K_{11} = 0,13 \ln(0,1Z+1)$; $K_{20} = -0,9$
 $K_{21} = 0,77 \ln(0,1Z+1)$, E - минимальная энергия вторичных частиц в ливне, Z - атомный номер вещества поглотителя.
 Формула Отта применима при условии

$$\ln \frac{E_0}{\epsilon} > 1. \quad (8)$$

В наших расчетах, исходя из условий эксперимента, минимальная энергия вторичных частиц принималась равной 4 МэВ. Средние каскадные кривые, рассчитанные в железе по этой формуле для трех различных значений энергий, приведены на рис.2. Флуктуации в развитии каскадов не учитывались.

Для проверки алгоритма были проведены расчеты для условий эксперимента [8], где ионизационный калориметр, состоящий из 12 рядов железа толщиной по 12 см каждый, в сочетании с двумя магнитными спектрометрами использовался для измерения толчкового спектра одиночных μ -мезонов горизонтального потока мюонов. Управляющий импульс формировался при наличии ≥ 15 эквивалентных частиц в трех и более рядах. Детекторами ионизации

служили пропорциональные камеры. В наших расчетах при аналогичных условиях применялся горизонтальный интегральный спектр одиночных мюонов [9] измеренный в угловом интервале $87^\circ \leq \theta < 88^\circ$. Результаты расчетов показаны на рис.3. Здесь приведены расчетный толчковый спектр из [8] (пунктирная кривая), который хорошо согласуется с экспериментальными данными, и наш расчет (точки). Как видно из рисунка, имеется хорошее согласие.

В случае экспериментальной установки "Пион" в расчетах применялся следующий спектр для вертикального потока одиночных μ - мезонов [2]

$$N_{\mu}(\geq E_{\mu} \text{ ГэВ}) = \frac{174}{5 E_{\mu} \cos \theta + 400} (5 E + 10 \text{ sec } \theta)^{-1.57} \frac{E + 15}{E + 10 + 5 \text{ sec } \theta} \frac{\text{час} \cdot \text{ш}}{\text{м}^2 \text{ст.р.с}} \quad (9)$$

при $\theta = 0^\circ$. Рассматривались мюоны с энергией вплоть до $3 \cdot 10^5$ ГэВ. Рассчитанный интегральный спектр энергетических потерь μ - мезона в области $E \geq 300$ ГэВ довольно хорошо описывается выражением:

$$N_{\mu}(\geq E \text{ (ГэВ)}) = (8.13 \pm 0.32) \cdot 10^{-6} \left(\frac{E}{300}\right)^{-2.452 \pm 0.006} \frac{1}{\text{м}^2 \text{ст.р.с. } 800^2 / \text{см}^2} \quad (10)$$

при $\theta = 0^\circ$. Аналогичное выражение для ожидаемого спектра энерговыделения в ИК, т.е. мюонных толчков, имеет вид:

$$N_{\tau}(\geq E \text{ (ГэВ)}) = (6.41 \pm 0.35) \cdot 10^{-6} \left(\frac{E}{300}\right)^{-2.454 \pm 0.008} \frac{\mu_{\tau}}{\text{м}^2 \text{ст.р.с. } 800^2 / \text{см}^2} \quad (11)$$

Для спектра толчков, обусловленного только тормозным излучением мюона, получено:

$$N_{\tau}^{\text{т}}(\geq E \text{ (ГэВ)}) = (5.60 \pm 0.30) \cdot 10^{-6} \left(\frac{E}{300}\right)^{-2.427 \pm 0.008} \frac{\mu_{\tau}}{\text{м}^2 \text{ст.р.с. } 800^2 / \text{см}^2}$$

Из сравнения (I1) и (I2) следует, что ожидаемые мюонные толчки с энергией ≥ 300 ГэВ в 88% случаев будут обусловлены потерями μ - мезонов за счет тормозного излучения, а при энергоявлениях ≥ 1500 ГэВ доля последнего составляет уже $\sim 93\%$.

Оценим влияние условий, налагаемых на формирование управляющего импульса установки на ожидаемый спектр μ - мезонных толчков. Напомним, что в случае установки "Пион" эти условия требуют, чтобы каскад, развивающийся в ИК, охватывал, по крайней мере, четыре ряда железа порогом регистрации $n \geq 250$ эквивалентных частиц. Дифференциальные толчковые спектры для 250 эквивалентных частиц при различных условиях на кратность приведены на рис.4. Как и следовало ожидать, наблюдается зависимость ожидаемого спектра мюонных толчков от условия кратности при одном и том же значении порога на ряд.

Отметим, что имеется зависимость и от дискретных уровней порога на ряд. Интегральные спектры ожидаемых мюонных толчков с условием кратности $K \geq 4$ и при различных значениях порога на ряд приведены на рис.5. Здесь же для сравнения приведен измеренный на установке "Пион" интегральный спектр одиночных заряженных адронов. Как следует из рис.4 и 5 при значениях суммарного энергетического порога на ИК $E_{\text{пор}} \approx 1000$ ГэВ, вклад одиночных μ - мезонов в общий поток зарегистрированных одиночных заряженных адронов зависит от условий, налагаемых как на минимальную длину каскада, так и от порога на ряд. Таким образом, в случае установки "Пион" в интервале энергий $300 \leq E < 500$ ГэВ практически должны отсутствовать μ - мезонные толчки, а в области энергий $E \geq 500$ ГэВ их вклад в

общем потоке одиночных заряженных адронов не превышает 1,65%.

В заключение авторы выражают благодарность В.В.Авакяну, И.С.Багдасаряну и Э.А.Мамиджянью за полезные обсуждения.

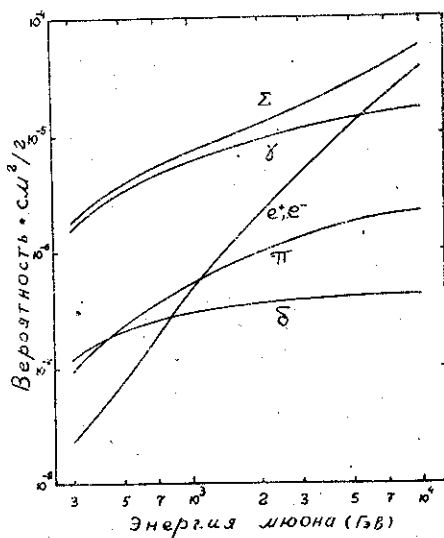


Рис. I Вероятности рассматриваемых процессов и их сумма в зависимости от энергии мюона для передаваемой энергии ≥ 150 ГэВ.

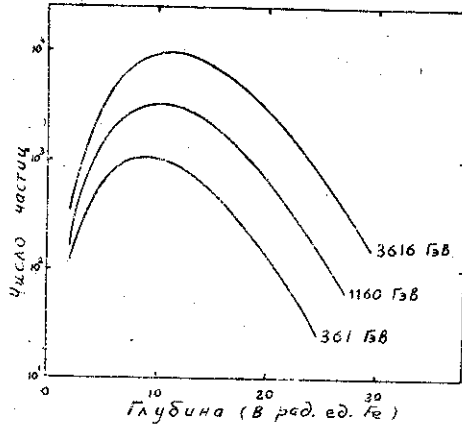


Рис.2 Рассчитанные по формуле Отта электромагнитные каскадные кривые для различных энергий. Минимальная энергия вторичных частиц ≥ 4 МэВ.

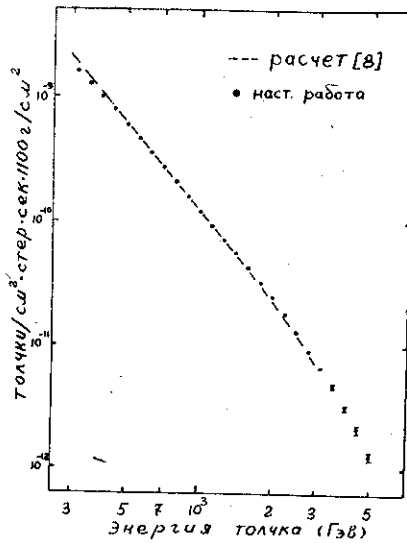


Рис.3 Толчковые спектры мюонов

- а) пунктирная кривая - работа [8]
- б) точки - наш расчет.

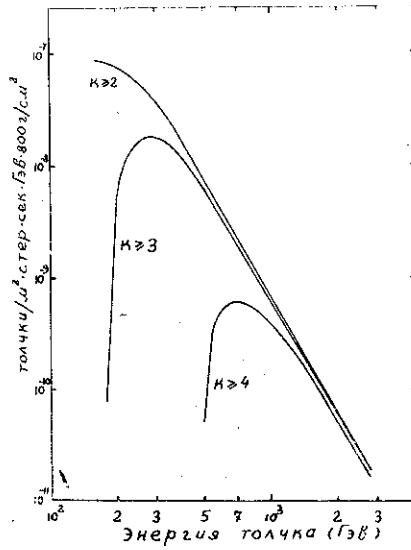


Рис. 4 Дифференциальные спектры ожидаемых мюонных толчков для $n \geq 250$ частиц при различных условиях на кратность.

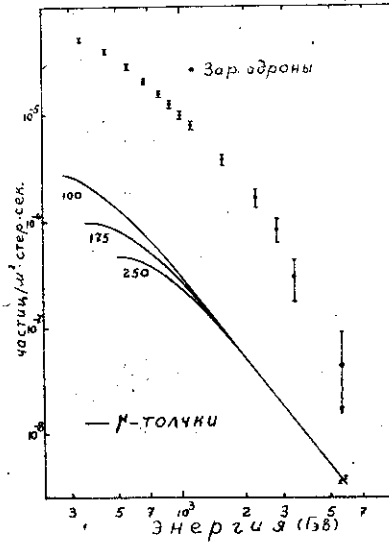


Рис. 5 Интегральные спектры:

- а) ожидаемых мюонных толчков с условием кратности $K \geq 4$ и при различных значениях порога на ряд.
- б) одиночных заряженных адронов, измеренных на установке "Пион".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авакян В.В., Абунджян А.Т., Антонян К.Г. и др. Установка для идентификации адронов космического излучения и измерения сечений взаимодействий при энергиях $E \geq 500$ ГэВ, Изв.АН СССР, сер. Физ. 1980, т.44, с.480-482.
 2. Yodh G.B., Ellsworth R.W., Ito A.S. et al. Transition Effect between Iron and Liquid Scintillator. University of Maryland, Technical Report. N. 75-095, 1975.
 3. Асатиани Т.Л., Тер-Антонян С.В. Моделирование прохождения мюонов через Арагацкий искровой калориметр. Препринт БИИ-469(II)-81, Ереван, 1981.
 4. Бугаев Э.В., Котов Ю.Д., Розенталь И.Л. Космические мюоны и нейтрино. М.: Атомиздат, 1970.
 5. Росси Б., Грейзен К. Прохождение космических лучей через вещество. М.: Иностранная литература, 1948.
 6. Борог В.В., Кириллов-Угрюмов В.Г., Петрухин А.А. Неупругое взаимодействие мюонов с ядрами при малых Q^2 в области энергий выше 200 ГэВ. ЯФ, 1977, т.25, с.85-93.
 7. Беленкий С.З., Иваненко И.П. Каскадная теория ливней. УФН, 1959, т.69, 4, с.591-659.
 8. Honda K., Higashi S., Iida S. et al. Observation of Bremsstrahlung Cascades Produced by Muons in the Calibrated Calorimeter. 16th ICRC, Kyoto, 1979, vol. 10, p.29-34.
 9. Allkofer O.C., Bella G., Bleichert B.M. et al. The Nearly Horizontal Muon Spectrum at Sea Level up to 70 TeV. 16th ICRC, Kyoto, 1979, vol. 10, p.50-55.
- Рукопись поступила 11 февраля 1982 г.

Редактор Л.П.Мукаян
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 189

ВФ-05228

Тираж 299

Препринт ЕФИ

Формат издания 16x84/16

Подписано к печати 24/У-82г. I,0 уч.изд.л. Ц. 10 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Бреванского физического института, Бреван 36, Маркаряна 2

индекс 3624