

Рис. 2

бражения кривых при $E/E_0 > 0,5$ по оси абсцисс отложена величина $\lg(1 - E/E_0)$. Для кривых I, II ионизационные потери электронов считались постоянными и равными $\beta = 7,4$ МэВ, а кривая III получена с учетом зависимости ионизационных потерь от энергии [6]. При $E/E_0 > 0,5$ кривые I, II резко отличаются от приближенных выражений и друг от друга (рис. 2, а). При уменьшении энергии эти кривые сближаются, так как ионизационные потери не играют в этой области значительной роли, а при $E/E_0 < 0,1$ снова расходятся, поскольку учет столкновений с большой передачей энергии заметно увеличивает число электронов малых энергий. Спектры III проходят ниже спектров II, так как при $E > \beta$ потери энергии электрона на ионизацию больше критической энергии. Отметим также, что различие между спектрами III на рис. 2, а, б значительно и сохраняется вплоть до пороговой энергии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Росси Б. Частицы больших энергий. М.: ИЛ, 1955. [2] Беленький С. З., Иваненко И. П. УФН, 1959, 69, № 4, с. 591. [3] Иваненко И. П. Электромагнитные каскадные процессы. М.: Изд-во МГУ, 1972. [4] Беляев А. А. и др. Электронно-фотонные каскады в космических лучах при сверхвысоких энергиях. М.: Наука, 1980. [5] Беленький С. З. Лавинные процессы в космических лучах. М., 1948. [6] Хаякава С. Физика космических лучей. Ч. 1. Ядерно-физический аспект. М.: Мир, 1973. [7] Тер-Микаэлян М. Л. Изв. АН СССР, сер. физ., 1955, 19, с. 657. [8] Hubbel G. H. NSRDS-NBS, 1969, 29, p. 1.

Поступила в редакцию
05.09.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 4

УДК 523.165

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР КАСКАДОВ, ОБРАЗОВАННЫХ ПРОТОНАМИ В ЭМУЛЬСИОННОЙ СТОПКЕ, ЭКСПОНИРОВАВШЕЙСЯ НА СПУТНИКЕ «ИНТЕРКОСМОС-6»

Е. С. Вакуленко, В. И. Зацепин, А. В. Подгурская, Н. В. Сокольская,
Ч. А. Третьякова, Л. А. Хейн

(НИИЯФ)

1. Аппаратура. Большая эмульсионная стопка была проэкспонирована в 1972 г. на спутнике «Интеркосмос-6» [1]. Продолжительность

экспозиции в космическом пространстве составила 90 ч. Стопка состояла из 805 слоев бесподложечной эмульсии типа БР размерами 60×20 см и толщиной 450 мкм. Каскады высокой энергии обнаруживались невооруженным глазом и затем прослеживались под микроскопом до взаимодействия или до границы стопки. Для каждого каскада, образованного в стопке, была определена природа первичной частицы. Всего в стопке было обнаружено около 500 каскадов, из которых 97 было образовано протонами. Остальные каскады образованы ядрами в эмульсии или возникли в результате взаимодействия во внешнем веществе. В статье приводятся результаты обработки протонных каскадов.

2. Определение энергии. Для определения энергии было сосчитано число электронов в максимуме каскада в прямоугольной области 200×450 мкм. Центр этой области совмещался с осью ливня. Счет производился в пластинке, находящейся в середине той части ливня, которая была видна невооруженным глазом. С помощью теории электронно-фотонных каскадов в осевом приближении [2] была рассчитана зависимость числа электронов в рассматриваемой области от энергии ливня, образованного электрон-позитронной парой. В каскаде, образованном протоном, когда в γ -кванты выделена энергия ΣE_γ , равная энергии электрон-позитронной пары, число электронов вблизи оси ливня меньше. Это различие, связанное с угловым расхождением возникающего пучка γ -квантов, было учтено (см. Приложение).

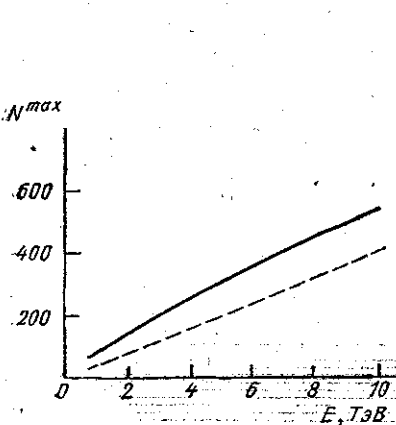


Рис. 1. Зависимость числа частиц в максимуме электромагнитного (сплошная кривая) и протонного (пунктир) ливня от энергии для области размерами 200×450 мкм

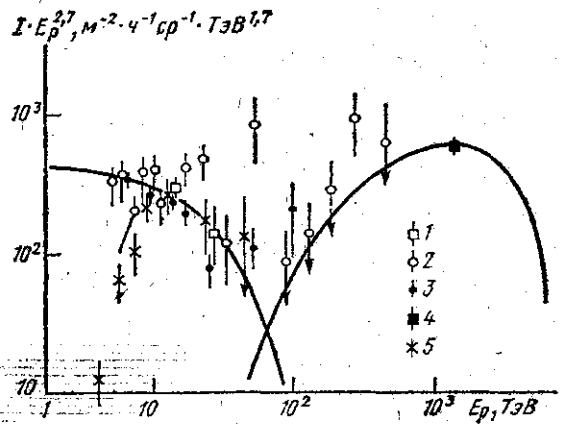


Рис. 2. Дифференциальный энергетический спектр протонов по измерениям разных авторов: 1 — данные [3], 2 — [4], 3 — [5], 4 — [6], 5 — настоящая работа; кривые — из работы [5]

Результаты расчетов показаны на рис. 1. Ошибки в измерении энергии из-за неточного выбора положения максимума каскада, из-за ошибок в счете числа частиц в выбранной области и флуктуаций в развитии каскада составляют $\sim 10\%$ при энергиях от 2 до 10 ТэВ. Как известно, флуктуации в измерении энергии приводят в условиях падающего спектра к завышению среднего значения измеренной интенсивности. В нашем случае это завышение оценено как $\delta_1 = 1,07$.

3. Результаты. Число электронов в максимуме было измерено в 63 каскадах. Для 34 каскадов этого сделать не удалось: 14 каскадов имели угол с нормалью к плоскости эмульсии менее 50° и не обрабаты-

вались из-за трудностей счёта числа частиц в таких ливнях, 8 каскадов не удалось найти под микроскопом, а 12 каскадов не достигли максимума развития в стопке. Результаты приведены в таблице. В первой

$\Sigma E_p, \text{ТэВ}$	1—1,6	1,6—2	2—2,5	2,5—3	3—5	5—10	10—20
n	7	9	9	13	19	5	1
$\langle E_p \rangle, \text{ТэВ}$	4,51	6,39	7,98	9,78	13,8	25,3	50,5
$\langle S \Omega \varepsilon \rangle \cdot T, \text{м}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{ч}$	19,2	18,2	17,5	16,4	15,2	12,6	10,4
$I, \text{м}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot r^{-1}, \text{ТэВ}^{-1}$	0,21	0,43	0,36	0,55	0,22	0,027	0,003

строке приведены энергетические интервалы, во второй — числа каскадов в каждом интервале, в третьей — средняя энергия протона для заданного интервала, вычисленная по формуле $\langle E_p \rangle = \langle \Sigma E_i \rangle / k_{\nu}^{\text{эфф}}$. Величина $k_{\nu}^{\text{эфф}}$, учитывающая вклад вторичных взаимодействий и роль флуктуаций в передаче энергии в электронно-фотонную компоненту, была вычислена для спектра с показателем $\beta=1,7$ и в качестве первого приближения принята равной 0,28. В четвертой строке приведен фактор экспозиции стопки $\langle S \Omega \varepsilon \rangle \cdot T$, где S, Ω, ε означают соответственно площадь, телесный угол и эффективность регистрации протона для заданного направления относительно стопки, а T — время экспозиции. Геометрический фактор $\langle S \Omega \varepsilon \rangle$ зависит от энергии каскада из-за условий отбора событий: максимум развития ливня должен находиться внутри стопки. Дифференциальные интенсивности вычислены по формуле

$$I(E_p) = \frac{n}{\Delta E_p (S \Omega \varepsilon) T} \frac{\delta_2}{\delta_1},$$

где δ_1 — коэффициент, определенный в п. 2, $\delta_2=1,33$ — коэффициент, учитывающий занижение измеренной интенсивности из-за поглощения потока протонов внешним веществом.

На рис. 2 измеренные нами дифференциальные интенсивности потока протонов приведены вместе с данными других авторов [3—6]. Видно, что в области энергий $E_p > 10$ ТэВ, где эффективность регистрации каскадов от протонов близка к 100%, согласие настоящего результата с данными других экспериментов является удовлетворительным. Однако общая ситуация в этой энергетической области остается сложной: непротиворечивое описание всей совокупности данных в области энергий выше 5 ТэВ в рамках единого степенного закона невозможно. Одна из попыток понять ситуацию сделана в [5], где рассмотрена возможность описания всех данных моделью, в которой поток протонов складывается из двух компонент, имеющих различное происхождение и разные энергетические спектры.

Авторы благодарят Н. Л. Григорову и коллектив отдела космических лучей НИИЯФ МГУ за материалы, предоставленные для настоящей работы.

Приложение. Учет расширения каскада из-за поперечного разлета рожденных пионов. В приближении факторизации $E \frac{d^2n}{dp_{\parallel} dp_{\perp}} = x \frac{dn}{dx} \frac{d^2n}{dp_{\perp}^2}$, при условии, что

$\frac{d^2n}{dp_{\perp}^2} \approx \frac{2}{\langle p_{\perp} \rangle^2} e^{-2p_{\perp}/\langle p_{\perp} \rangle}$, и в осевом приближении полное число электронов в круге радиуса R на глубине t от точки первого взаимодействия протона с энергией E_p можно записать в виде

$$N_p(E_p, R, t) = \int_0^{\infty} dp_{\perp}^2 \int_0^1 dx \frac{dn}{dx} \cdot \frac{d^2n}{dp_{\perp}^2} N_0(xE_p, t, p_{\perp}t/(xE_p), R) \approx \\ \approx \frac{4E_p}{\langle p_{\perp} \rangle^2} \int_0^{\infty} \theta d\theta \frac{1}{2\pi i} \int ds \frac{2}{s+1} N_{\gamma}(ER, t, s) f(z_0, s) \int_0^1 dx \cdot x^{s+2} \frac{dn}{dx} e^{-2\theta E_p x / \langle p_{\perp} \rangle}.$$

Здесь $N_0(E, t, R_0, R)$ — число электронов от π -мезона с энергией E в круге радиуса R , центр которого отстоит на расстояние R_0 от оси каскада, $N_{\gamma}(ER, t, s)$ определяет число электронов от γ -кванта с энергией E в круге радиуса R ,

$$f(z_0, s) = \frac{s}{\pi} \int_{|1-z_0|}^{|1+z_0|} dz \cdot z^{s-1} \arccos \frac{z^2 + z_0^2 - 1}{2zz_0} + \Theta(1-z_0)(1-z_0)^s,$$

где $z_0 = t\theta/R$, $\Theta(z)$ — тета-функция Хевисайда. Данные эксперимента [7] позволяют использовать простую аппроксимацию $x \frac{dn}{dx} = k_{\gamma} B e^{-Bx}$. Тогда внутренний интеграл вычисляется:

$$\int dx \dots = B k_{\gamma} \int_0^1 dx \cdot x^{s+1} e^{-(B+2\theta E_p / \langle p_{\perp} \rangle)x} \approx \frac{k_{\gamma}}{B} \frac{\Gamma(s+2)}{(1+\theta/\theta_0)^{s+2}},$$

где

$$\theta_0 = \frac{B \langle p_{\perp} \rangle}{2E_p}$$

и $N_p(E_p, R, t)$ можно окончательно привести к виду

$$N_p(E_p, R, t) = \frac{4E_p^2 \theta_0^2}{\langle p_{\perp} \rangle^2 B} k_{\gamma} \frac{1}{2\pi i} \int ds \frac{2}{s+1} N_{\gamma} \left(\frac{E_p}{B}, R, t, s \right) \times \\ \times \Gamma(s+2) \int_0^{\infty} \frac{u du}{(1+u)^{s+2}} f \left(\frac{u}{u_0}, s \right) \approx N_p(E_p, R, t) \Big|_{p_{\perp}=0} G(u_0, s),$$

где

$$N_p(E_p, R, t) \Big|_{p_{\perp}=0} = \frac{1}{2\pi i} \int ds \cdot \frac{2}{s+1} k_{\gamma} B \Gamma(s) N_{\gamma} \left(\frac{E_p R}{B}, t, s \right),$$

а поправочная функция $G(u_0, s)$ явно зависит только от двух аргументов — возраста s , получаемого при расчете N_p методом перевала, и параметра

$$u_0 = \frac{R}{\theta_0 t} = \frac{2RE_p}{B \langle p_{\perp} \rangle t}; \quad G(u_0, s) = s(s+1) \int_0^{\infty} \frac{u du}{(1+u)^{s+2}} f \left(\frac{u}{u_0}, s \right).$$

В максимуме ливня $s=1$. На рис. 3 приводится график $G(u_0, 1)$ как функция u_0 .

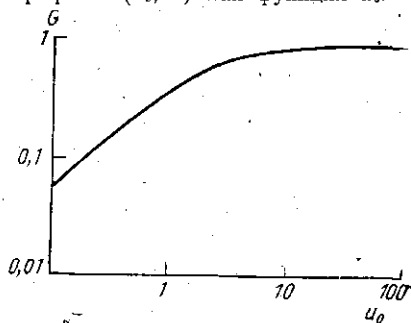


Рис. 3. Энергетическая зависимость коэффициента, учитывающего уменьшение числа частиц в круге радиуса R в протонном ливне из-за углового распределения рожденного пучка π^0 -мезонов

[1] Басина Ю. В. и др. Ядерная физика, 1978, 28, с. 445. [2] Nishimura J. In: Handbuch der Physik, 1967, Bd. 46/11, Springer Verlag, p. 3. [3] Tasaoka S. et al. In: Proc. 17th Intern. Cosmic Ray Conf., 1981, 5, p. 126. [4] Burnett T. H. et al. Phys. Rev. Lett., 1983, 51, p. 1010. [5] Абулова В. Г. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, 48, № 11, с. 2083. [6] Stamenov J. N. et al. In: Proc. 18th Intern. Cosmic Ray Conf., 1983, 2, p. 111. [7] Barton D. S. et al. Phys. Rev. D, 1983, 27, p. 2580.

Поступила в редакцию
16.10.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 4

УДК 537.591

РАЗВИТИЕ ГАЛО В РЕНТГЕНЭМУЛЬСИОННОЙ КАМЕРЕ

А. К. Манагадзе, И. А. Михайлова, И. В. Ракобольская

(НИИЯФ)

Основным источником сведений о сильном взаимодействии при высоких энергиях в экспериментах с рентгенэмульсионными камерами служат характеристики семейств γ -квантов и адронов — генетически связанных частиц из одного и того же ядерного электромагнитного каскада, образованного в атмосфере. В ряде случаев в центральной области γ -семейств сверхвысокой энергии (с суммарной энергией, выделившейся в γ -кванты, $\Sigma E_{\gamma} > 500$ ТэВ) наблюдается гало — большое диффузное пятно почернения с потемнением $D \geq 0,4$ на площади $S \geq 5$ мм². Методика эксперимента с рентгенэмульсионными камерами и исследование характеристик γ -семейств с гало подробно описаны в работе [1].

В данной работе предлагается метод оценки высоты и энергии взаимодействия, которое ответственно за образование гало в семействе, зарегистрированном в многослойной свинцовой камере. Метод включает анализ продольных и поперечных характеристик гало, а также анализ спектра γ -квантов в области гало.

Семейство Pb-2.11 было зарегистрировано в камере, экспонировавшейся на высоте 596 г/см² в течение 10 мес. Глубина камеры составляла 100 каскадных единиц (к. е.), толщина каждого слоя свинца 1 см, первый регистрационный слой лежал на глубине 4 к. е. В состав семейства входила струя γ -квантов, которые в максимуме развития, на глубине 14 к. е., образовали потемнение $D \geq 0,4$ на площади $S = 25$ мм². Струя γ -квантов прослеживалась до 14 ряда, что соответствует 30 к. е. В глубине камеры на протяжении еще 70 к. е. под струей не было обнаружено ни одного адронного каскада. Таким образом, можно предположить, что наблюдаемое гало имеет электромагнитную природу.

Для определения ΣE_{γ} , выделившейся в гало, двумя приборами сканировалась область гало на разных глубинах в свинце. От измеренных значений потемнений по формуле $D(r) = D_{\infty}(1 - e^{-n(r) \cdot s})$, где $D_{\infty} = 4$, $s = 3,26$ мкм², был сделан переход к плотности вторичных электронов $n(r)$ и далее к полному числу частиц в круге радиуса $R = 4$ мм:

$$N(4 \text{ мм}) = \int_0^{4 \text{ мм}} 2\pi n(r) dr. \text{ При определении } \Sigma E_{\gamma}, \text{ выделившейся в гало,}$$

необходимо учитывать ограниченность площади сканирования. Было получено расчетное значение отношения полного числа вторичных частиц в свинце к числу частиц в круге радиуса $R = 4$ мм ($K(4 \text{ мм})$) для