

- [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] Tasa-ka 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

максимума каскада от первичного γ -кванта или электрона с различными энергиями E_γ . Величина K (4 мм) слабо зависит от E_γ и, с учетом спектра падающих частиц, в данном случае равна 2,4. Таким образом, $\Sigma E_\gamma = K(4 \text{ мм}) E_{кр} \int_0^\infty N(4 \text{ мм})(t) dt = 440(480) \text{ ТэВ}$, где $E_{кр} =$

$= 7,5 \text{ МэВ}$. После учета рассеяния частиц ливня в зазоре полная энергия, полученная двумя сканирующими приборами, составила $\Sigma E_\gamma = 560$ и 610 ТэВ .

1. Для определения высоты (τ_b) и энергии (E_0) первичного взаимодействия, ответственного за образование гало, было проведено сравнение экспериментальных характеристик гало с рассчитанными для воздушно-свинцового электронно-фотонного каскада от высокоэнергетичного γ -кванта, полученными в работах [4, 5]. Ниже приведены параметры первичного взаимодействия, использовавшиеся в трех вариантах расчета.

Варианты	I	II	III
Энергия E_0 , ТэВ	100	700	1400
Высота τ_b , к. е.	3	3	9
Множественность n_γ	7	1	1

На рис. 1, а приводится пространственное распределение плотности числа вторичных частиц в максимуме развития гало, лежащего на глубине 14 к. е. При сопоставлении экспериментального распределения с расчетными трудно выбрать параметры первичного взаимодействия. Для однозначного выбора следует привлечь данные о пространственных характеристиках гало на различных глубинах в свинце. Были использованы результаты сканирования по 9 глубинам. На рис. 1, б и в приведены для примера пространственные распределения в гало до максимума (8 к. е.) и после максимума (20 к. е.) развития гало.

Наилучшее согласие экспериментальных распределений с расчетными наблюдается для II варианта расчета.

Имея пространственные распределения в гало на различных глубинах, можно получить кривую продольного развития гало в камере в кругах различного радиуса R . На рис. 2 приведены продольное развитие гало в камере и набор расчетных каскадных кривых для круга $R=4$ мм. Наилучшее согласие экспериментальных точек с расчетными кривыми наблюдается также при параметрах II варианта расчета.

2. Как независимый способ определения энергии и высоты первичного взаимодействия использовалось сравнение экспериментального энергетического спектра частиц в гало с расчетными. На рис. 3 приводится энергетический спектр падающих частиц, полученный фотометрированием отдельных квантов на глубине 6 к. е. с учетом перекрытия по программе, предложенной в работах [2, 3]. На том же рис. 3 приводятся энергетические спектры, полученные для трех вариантов расчета, представленных в таблице, а также для IV варианта расчета с $E_0=1000 \text{ ТэВ}$, $\tau_b=3$ к.е. и $n_\gamma=1$. Видно, что измеренный спектр наилучшим образом описывается IV вариантом расчета, кото-

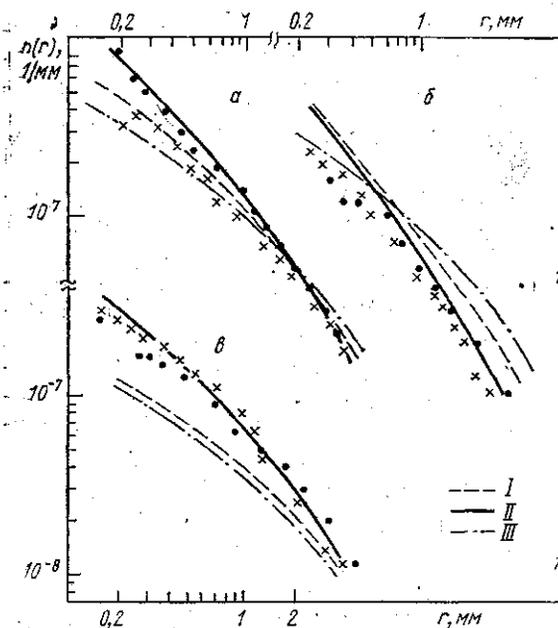


Рис. 1. Сравнение поперечных характеристик гало с расчетными для вариантов I—III: а — 14 к.е. Pb, б — 8 к.е. Pb, в — 20 к.е. Pb; данные приведены для двух сканирующих приборов: точки — «Долгопрудная», крестики — «Токио»

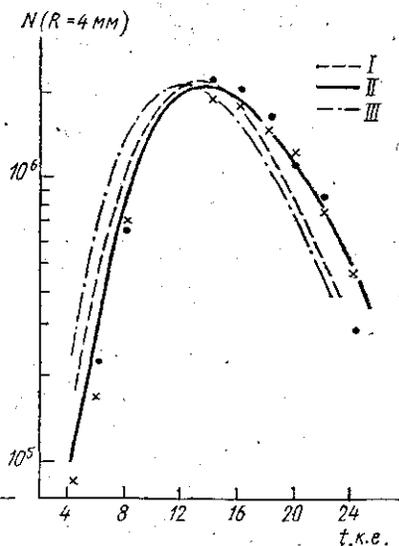
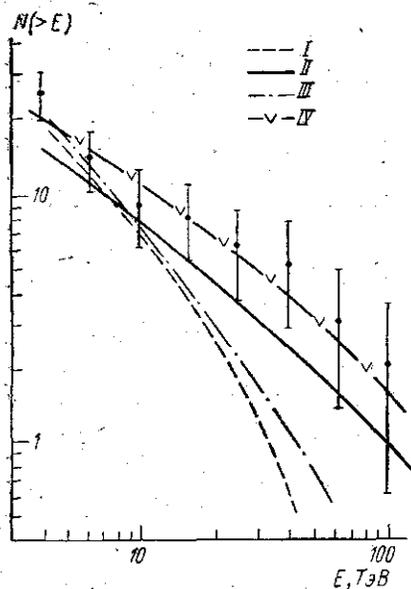


Рис. 2. Сравнение продольного развития гало с расчетными каскадными кривыми для круга радиуса 4 мм (варианты I—III): точки — «Долгопрудная», крестики — «Токио»



рый отличается от II варианта только несколько большей энергией E_0 . Небольшое расхождение значений E_0 , определенных двумя независимыми способами, связано с неточностью (30—40%) в определении энергии γ -квантов путем фотометрирования. Небольшое число наблюдаемых γ -квантов с $E_\gamma > 4$ ТэВ и существенная ошибка в определении энергии не позволяют сделать однозначный выбор параметров первичного взаимодействия на основе анализа только энергетического спектра частиц в гало в данном случае.

Суммируя результаты проведенного анализа данного события,

Рис. 3. Сравнение экспериментального интегрального энергетического спектра γ -квантов и электронов $N(>E)$ в гало с расчетными для вариантов I—IV

можно сделать вывод о том, что наблюдавшееся гало было образовано электронно-фотонным каскадом от одиночного γ -кванта с $E_0 = 600\text{—}1000$ ТэВ и $\tau_{\text{в}} = 2\text{—}4$ к.е.

Таким образом, обладая информацией о продольных и поперечных

характеристиках электромагнитного гало и об энергетическом спектре частиц в гало, можно определить параметры первичного взаимодействия, ответственного за его образование.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Байбурина С. Г. и др. Тр. ФИАН СССР, 1984, 154, с. 3—217. [2] Ivanenko I. P., Managadze A. K., Roganova T. M. In: Proc. 15-th ICRC, 1977, 7, p. 280. [3] Amineva T. P., Lazareva T. V., Managadze A. K. In: Acta Univers. Lodz. ZNUL, 1980, s. II, z. 32, p. 199. [4] Fedorova G. F., Managadze A. K. In: Proc. 18-th ICRC, 1983, 5, p. 466. [5] Ivanenko I. P. et al. In: Proc. 15-th ICRC, 1977, 7, p. 276.

Поступила в редакцию
29.10.84

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

РАДИОФИЗИКА

УДК 533.933.15

РОЛЬ НЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ В ФОРМИРОВАНИИ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧНОЙ ЧАСТИ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ

А. П. Ершов, В. С. Николаев, Л. М. Волкова, А. М. Девятков

(кафедра электроники)

Для плазмы положительного столба (ПС) разряда постоянного тока (РПТ) в инертных газах, как правило, справедливо условие $v_{ny} \ll v_y$, где v_y и v_{ny} — соответственно частоты упругих и неупругих столкновений электронов с атомами. Малость частот неупругих ударов приводит к выводу о том, что функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) $f_0(\varepsilon)$ в инертных газах определяется в основном упругими столкновениями электронов с атомами, а неупругие столкновения приводят к искажениям распределения в области энергий выше первого потенциала возбуждения. Тогда, в предположении $v_y(\varepsilon) \sim \varepsilon^\alpha$, кинетическое уравнение для однородной плазмы имеет в области энергий ниже первого потенциала возбуждения ε_1 простое аналитическое решение

$$f_0(\varepsilon) = C \exp \left\{ - \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right)^{\alpha+1} \right\}, \quad (1)$$

где $f_0(\varepsilon)$ нормирована условием $\int_0^{\infty} \varepsilon^{1/2} f_0(\varepsilon) d\varepsilon = 1$, ε_0 — характерный масштаб спада ФРЭЭ, а C — нормировочная константа. Для случая He ($\alpha \approx 0$) отсюда следует максвелловское распределение, а для Ne ($\alpha \approx 1$) — распределение Драйвестейна. Результаты измерений ФРЭЭ в этих газах при давлениях $p \leq 1$ Тор [1—3] показывают, что при $\varepsilon < \varepsilon_1$ вид ФРЭЭ действительно близок к виду (1).

В тяжелых инертных газах, где $\alpha > 1$, согласно (1), при $\varepsilon < \varepsilon_1$ следовало бы ожидать распределений, заметно отличающихся от максвелловского и драйвестейновского. Однако измерения ФРЭЭ в Ar [4] и Kr [5], выполненные при $p \leq 1$ Тор, дают распределения, не соответствующие формуле (1). Если перестроить эти результаты в координатах