

РЕГИСТРАЦИЯ ГИГАНТСКИХ МЮОННЫХ СЕМЕЙСТВ НА ПОДЗЕМНОМ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОМ ТЕЛЕСКОПЕ БАКСАНСКОЙ НЕЙТРИННОЙ ОБСЕРВАТОРИИ ИЯИ РАН

В.Н.Бакатанов, С.Н.Бозиев, Ю.Ф.Новосельцев, М.В.Новосельцева,
А.Е.Чудаков

Институт ядерных исследований РАН,
117334, Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 июля 1992 г.

Обсуждаются метод регистрации и результаты анализа данных по регистрации семейств с высокой множественностью мюонов ($E_\mu \geq 220$ ГэВ), полученные за 31648 час. регистрации.

Метод. Как впервые показано в работе ¹, мюонные группы ШАЛ являются источником данных о химическом составе первичных космических лучей. Методика регистрации групп в современных подземных установках основана на выделении параллельных траекторий частиц, одновременно проникающих через установку. В этих экспериментах имеются две методические трудности, которые влияют на точность определения множественности мюонов, а следовательно и на достоверность получаемого результата. Это – проблема лоцирования оси ШАЛ и проблема определения множественности в случае регистрации относительно большой плотности мюонов, такой, что пространственное разрешение не позволяет различать траектории мюонов, попадающих в установку. Проблема определения положения оси ШАЛ по мюонным группам решена в ² в частном случае, а именно, в случае регистрации каскадов высоких энергий, инициированных одним из мюонов группы (в ^{3,4}, для событий в которых помимо множественности имеется информация об энергиях этих мюонов, введен термин "мюонные семейства"). Однако в случае регистрации так называемых гигантских мюонных семейств, то есть событий с большой множественностью мюонов высоких энергий, появляется новая возможность исследования мюонных семейств. Особенность ее состоит в том, что в этом случае в калориметре ожидаются большие энерговыделения, которые являются суперпозицией энергетических потерь этих мюонов. Так как плотность и энергии мюонов возрастают с приближением к оси ШАЛ, то область большого энерговыделения указывает на положение оси ШАЛ, а величина энерговыделения ϵ содержит информацию о множественности. Величину ϵ можно рассчитать с использованием функции пространственно-энергетического распределения мюонов семейства, полученной в ⁵. В случае, когда первичная энергия $E_0 \gg E_\mu$ эта функция имеет асимптотику

$$f(r, \geq E_\mu) = C \exp(-r/r_0)^b,$$

где $r_0 = 0,95/(1 + 12,5E_\mu)^{0,92}$, $b = 0,43$, C – нормировочный множитель. Имеем

$$\epsilon = n_\mu X \int_0^{r_a} r dr \int_{E_\mu + E_{min}}^{E_0} dE_\mu \frac{df(r, \geq E_\mu)}{dE_\mu} \left[a + \int_{E_{min}}^{E_\mu} W(E_\mu, E_k) E_k dE_k \right], \quad (1)$$

где X – толщина поглотителя, r_ϵ – радиус круга с наблюдаемым энерговыделением, $a = 2 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2 / \text{г}$, $E_{\min} = 10 \text{ МэВ}$, $W(E_\mu, E_k)$ – суммарное число частиц с энергией E_k , рожденных мюоном энергии E_μ в процессах генерации e^+e^- -пар, δ -электронов, тормозного излучения и ядерного взаимодействия. Зависимости W для этих процессов взяты из работ ⁶⁻⁹ соответственно.

Число мюонов n_μ в семействе определяется из сравнения экспериментально измеренного энерговыделения с расчетом (1).

Эксперимент. Телескоп имеет форму куба ($16,7 \times 16,7 \times 10,8 \text{ м}$), состоящего из шести внешних и двух внутренних (горизонтальных) слоев. В каждом слое примерно 400 детекторов, расположенных на перекрытиях толщиной 170 г/см^2 . Детектор представляет собой контейнер ($70 \times 70 \times 30 \text{ см}$) с жидким сцинтиллятором и просматривается фотоумножителем ФЭУ-49. Информация от детектора поступает по трем каналам: анодному, импульсному (с 12-го динода) и логарифмическому (с 5-го динода). Анодные сигналы используются для выработки управляющих сигналов. Импульсный канал имеет порог срабатывания, равный четверти от наиболее вероятного энерговыделения (50 МэВ) мюона в детекторе. Для измерения больших энерговыделений используется сигнал с 5-го динода (порог срабатывания $\epsilon_5 = 0,5 \text{ ГэВ}$), который преобразуется в импульс, длительность t которого пропорциональна логарифму амплитуды сигнала: $\epsilon_d = 1,23 n_A^{-1} \epsilon_5$, где $n_A = t / (10 \text{ мкс})$.

Функциональные возможности телескопа по регистрации гигантских мюонных семейств дополняются двумя выносными пунктами, расположенными на расстояниях 31 (ВП1) и 85 метров (ВП2) от центра телескопа. Это две площадки из сцинтилляционных детекторов. Площадь каждой из них $S = 9,8 \text{ м}$.

Триггером для отбора событий являлось наличие суммарного энерговыделения $\epsilon_\Sigma \geq 417 \text{ ГэВ}$ в сработавших детекторах. При этом в детекторах, у которых выработался сигнал с импульсного канала и отсутствует сигнал с амплитудного предполагалось энерговыделение, равное 75 МэВ , что, вообще говоря, справедливо только в случае регистрации каскадов от одиночных мюонов. Поэтому энерговыделение ϵ в (1) определялось по сигналам с амплитудного канала детекторов. На рис.1 приводится экспериментальное поле точек для суммарного числа сработавших детекторов m_{12} и суммарного числа детекторов m_5 с большим энерговыделением ($\epsilon_d \geq 0,5 \text{ ГэВ}$) в событиях, отобранных по такому триггеру. Здесь видно, что используемый триггер приводит к наблюдению двух классов событий (обозначены разными символами). Они относятся к упомянутым выше случаям, когда большие энерговыделения в телескопе являются или следствием генерации каскадов высоких энергий одиночными мюонами, или же они наблюдаются в результате регистраций гигантских мюонных семейств. Девять событий на этом рисунке (крестики) мы относим к гигантским мюонным семействам. Для них наблюдаются следующие очевидные характеристики, которые мы перечислим без детального обсуждения: 1. Срабатывание большого числа (m_{12}) детекторов при относительно небольших энерговыделениях; 2. Отсутствие каскадной кривой, характерной для электромагнитных каскадов. Каскадная кривая восстанавливается по показаниям с различных плоскостей телескопа, через которые проходит ось ШАЛ; 3. Отсутствие максимума в пространственном распределении наблюдаемых энерговыделений с одного слоя, характерного для электромагнитных каскадов; 4. Срабатывание ВП1 и ВП2. В трех событиях из девяти сработали ВП1 и ВП2, в пяти событиях ВП1. В одном случае с ВП1 и ВП2 не было сигнала, что, как оказалось, согласуется

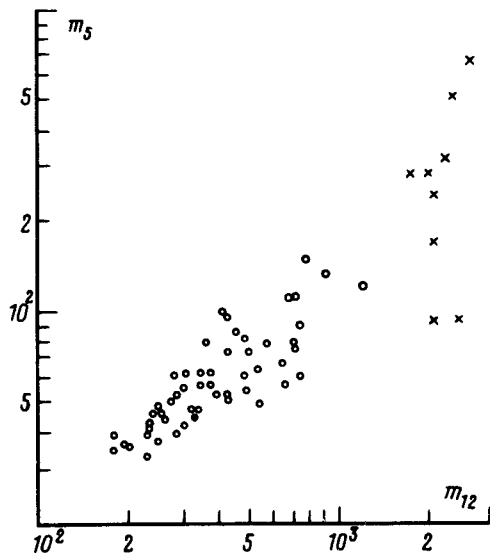


Рис.1

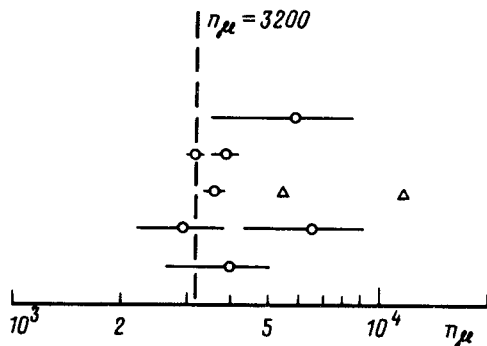


Рис.2

Рис.1. Корреляция по числу детекторов m_{12} и m_5 в событиях, отобранных по триггеру $\epsilon_{\Sigma} \geq 417$ ГэВ

Рис.2. Множественности мюонов в 9-ти событиях: \bullet - ошибки экспериментальные и получены по показаниям различных плоскостей телескопа; Δ - оценка множественности по плотности мюонов в ВП1 и ВП2 и заданной ФПР

с наиболее вероятным исходом для данного направления прихода ливня и для числа мюонов в семействе, определенном из данных по энерговыделению в телескопе. Такой анализ проводился с использованием приведенной выше ФПР мюонов. Отметим, что в случаях регистрации каскада от одного мюона не было ни одного срабатывания ВП1 и ВП2; 5. Для четырех событий обнаружено совпадение с наземной установкой "Ковер" БНО, которая расположена на расстоянии 900 м от телескопа. В пяти остальных случаях схема совпадения двух установок была отключена.

На рис.2 приведены полученные значения множественностей n_{μ} мюонов для каждого из девяти событий, пересчитанные к вертикальному направлению и порогу $E_{\mu} \geq 220$ ГэВ с использованием полученного в ¹⁰ выражения для среднего числа мюонов, генерированных первичными ядрами:

$$\bar{n}_{\mu}(A, E_0, \geq E_{\mu}, \theta) = \frac{1,87 \cdot 10^{-2} A x(\theta)}{E_{\mu}^{0,9+0,1 \lg E_{\mu}}} \left(\frac{E_0}{E_{\mu}} \right)^{0,78} \left(\frac{E_0}{E_0 + E_{\mu}} \right)^d, \quad (2)$$

где $d = E_{\mu} + 11,3 / \lg(10 + 0,5 E_0)$, $x(\theta) = [1 + 0,36 \ln(\cos \theta)] / \cos \theta$, A - атомный вес, E_0 - энергия на нуклон в ТэВ. Пороговой множественности $n_{\mu} = 3200$ на рис.2 соответствует первичная энергия $E_0 \simeq 10^{17}$ эВ.

Для интерпретации результатов данного эксперимента воспользуемся аппроксимацией энергетического спектра первичных протонов

$$J(E_0) dE_0 = 1,5 E_0^{-2,7} (1 + E_0/E_n)^{-0,4} dE_0 [\text{см}^2 \text{ст} \cdot \text{с} \cdot \text{ГэВ}^{-1}]^{-1},$$

где E_n – энергия излома. Спектры ядер подобны этому спектру, но поведение излома может зависеть от их атомного веса или заряда z . Данные $^{11-13}$ по ШАЛ при $E_0 \gtrsim 10^{17}$ эВ согласуются с изломом спектра при $E_n = 3 \cdot 10^{15}$ эВ/А, или $3 \cdot 10^{15}$ эВ/ z .

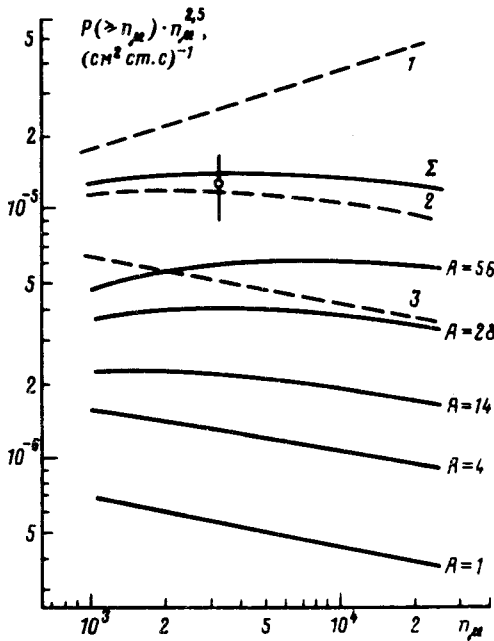


Рис.3. Сравнение результатов расчета с экспериментом для различных вариантов излома: 1 – излом отсутствует; Σ – $E_n = 3 \cdot 10^{15}$ эВ/А; 2 – $E_n = 3 \cdot 10^{15}$ эВ/ z ; 3 – $E_n = 3 \cdot 10^{15}$ эВ. Σ – является суммой приведенных распределений, отвечающих различным компонентам первичных ядер

На рис.3 приводится распределение событий по множественности, определенное как

$$P(\geq n_\mu) = \sum_{i=n_\mu}^{\infty} \sum_A \frac{\rho_A}{\rho_1} \int_{E_\mu}^{\infty} B(i, \bar{n}_\mu, k) J(E_0) dE_0,$$

где \bar{n}_μ и B – среднее число мюонов (2) и их флуктуации по отрицательному биномиальному распределению (см. 10), ρ_A – относительная распространенность ядер при $E_0 \approx 2 \text{ ГэВ/А}$: $\rho_1 = 0,94$, $\rho_4 = 0,055$, $\rho_{14} = 0,0035$, $\rho_{28} = 0,0011$, $\rho_{56} = 0,0003$. Из сравнения эксперимента с расчетом следует, что наши результаты лучше согласуются с наличием излома в первичном спектре с $E_n \approx 3 \cdot 10^{15}$ эВ/А или $E_n \approx 3 \cdot 10^{15}$ эВ/ z , что является указанием на справедливость диффузионной модели распространения космических лучей в Галактике. Из рис.3 следует, что состав ядер при $E_0 \gtrsim 10^{17}$ эВ не является чисто-протонным и, по-видимому, является сложным. Отметим, что эти выводы являются предварительными и для получения более конкретных результатов необходимо дальнейшее накопление экспериментальных данных и их более точный анализ статистическими методами. Важно также отметить, что приведенный метод позволяет получать данные о химическом составе при

$E_0 \gtrsim 10^{17}$ эВ, что дополняет данные по ШАЛ в этой области энергий.

1. A.E.Chudakov. Proc. of 16-th ICRC **10**, 192 (1979).
2. В.Н.Бакатанов и др., Препринт ИЯИ АН СССР, П-0430, 1985.
3. T.V.Danilova et al. Preprint РТВ-180, Univ. Bordeaux 1, 1988.
4. Р.П.Кокоулин, А.А.Петрухин ЭЧАЯ **21**, 774 (1990).
5. С.Н.Бозиев и др., Препринт ИЯИ АН СССР, П-0630, 1989.
6. R.P.Kokoulin, A.A.Petrukhin. Proc. of 12-th ICRC **6**, 2436 (1971).
7. С.Хаякава, Физика космических лучей, М.: Мир, ч.2 **511** (1970).
8. Э.В.Бугаев и др., Космические мюоны и нейтрино, М.: Наука, 15 (1970).
9. L.V.Bezrukov and E.V.Bugaev. Proc. of 17-th ICRC **7**, 90 (1981).
10. С.Н.Бозиев, ЯФ, **52**, вып.2, 500 (1990).
11. M.Nagano et al., J. Phys. G. **18**, 423 (1992).
12. M.N.Dyakonov et al., Proc. of 12-th ICRC **2**, 93 (1991).
13. M.A.Lawrence et al., J. Phys. G. **17**, 733 (1991).