

КАСКАДЫ В МЮОННЫХ ГРУППАХ ПОД ЗЕМЛЕЙ НОВЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА ПЕРВИЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

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

На основе данных, полученных на подземном сцинтилляционном телескопе Баксанской Нейтринной Обсерватории предлагается новый экспериментальный метод определения среднего атомного номера первичных ядер в диапазоне энергий $10^{12} \div 10^{14}$ эВ/н. Приводятся первые результаты, полученные за 7500 часов регистрации.

1. Большая эффективная площадь и калориметрические свойства телескопа $1 - 3$ позволяют одновременно измерить энергию каскада (E_k), инициированного мюоном в веществе установки или в окружающем ее грунте, и число мюонов (m) с энергией $E_\mu \geq 220$ ГэВ, сопро-

вождающих каскад. Учитывая механизм образования каскадов мюонами, потери энергии мюонов при прохождении слоя грунта над установкой, а также образование пионов в первом акте взаимодействия первичных нуклонов, можно аналитическим методом определить спектр первичных нуклонов, ответственных за каскад с энергией E_k . Следует отметить что в отличие от экспериментов в ШАЛ, где энергия первичного ядра определяется по полному числу частиц ШАЛ, в данном случае восстанавливается энергия только одного из составляющих ядро нуклонов.

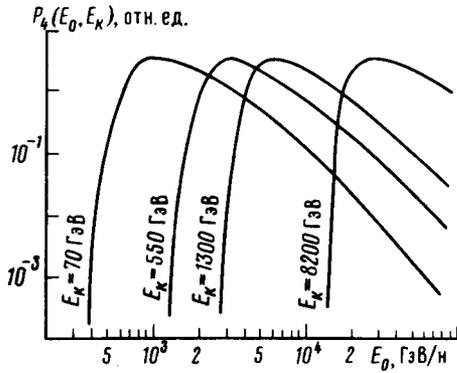


Рис. 1. Спектры нуклонов, ответственных за каскады E_k

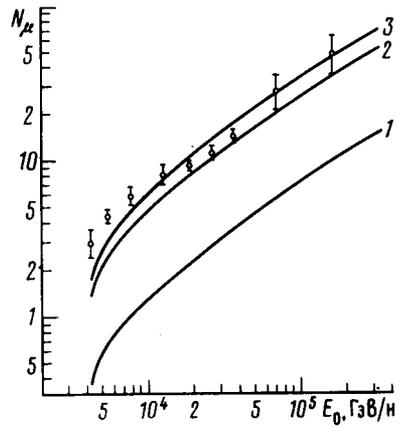


Рис. 2. Сравнение экспериментальных результатов с расчетом

Поправляя m на эффективную долю мюонов (Δ), регистрируемых установкой, и учитывая потерю части мюонов (k) в области установки "занятой" каскадом, можно получить среднее число мюонов (N_μ) как функцию первичной энергии (E_0). В предположении справедливости принципа суперпозиции нуклонов первичного ядра (A_i) при их взаимодействии с ядрами воздуха, из сравнения полученной зависимости $N_\mu = \bar{A}f(E_0)$ с расчетом ($N_0 = f(E_0)$) можно сделать вывод о среднем атомном номере первичных ядер: $\bar{A} = N_\mu / N_0$.

2. Задавая энергетический спектр мюонов под землей в виде: $P(\epsilon_\mu) = (220 + \epsilon_\mu)^{-\gamma_\mu - 1}$, где $\gamma_\mu = 2,7$ — показатель интегрального спектра мюонов на поверхности, ϵ_μ — в ГэВ, можно получить спектр мюонов, ответственных за каскад с энергией E_k :

$$P_1(\epsilon_\mu, E_k) = P(\epsilon_\mu) W_\mu(\epsilon_\mu, E_k),$$

где $W_\mu(\epsilon_\mu, E_k)$ — вероятность мюону с энергией ϵ_μ инициировать каскад с энергией E_k за счет тормозного излучения, образования δ -электронов, рождения $e^+ - e^-$ пар и фотоядерного взаимодействия. Сечения этих процессов взяты из [4-7] соответственно. Тогда, учитывая энергетические потери мюонов при прохождении слоя вещества x (без учета флуктуаций потерь), энергетический спектр мюонов на поверхности, ответственных за каскад с энергией E_k получается в виде:

$$P_2(E_\mu, E_k) = \exp(bx) P_1 \left[\exp(bx) \left[E_\mu - \frac{a}{b} (\exp(bx) - 1) \right], E_k \right],$$

где $a = 2 \text{ МэВ} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{см}^2$, $\exp(bx) = 0,7$.

Соответственно, спектр пионов, ответственных за каскад с энергией E_k , с учетом равенства числа мюонов числу распавшихся пионов:

$$P_3(E_\pi, E_k) = \int_{E_\pi}^{E_k} \left[\frac{\gamma_p + 1}{1 - n^{\gamma_p + 1}} + \frac{\gamma_p + 2}{1 - n^{\gamma_p + 2}} \frac{-E_\mu \cos \theta}{B} \right] \frac{E_\mu^{\gamma_p + 1} P_2(E_\mu, E_k) dE_\mu}{E^{\gamma_p + 2} \left(1 + \frac{E_\pi \cos \theta}{B} \right)},$$

где $B = 110$ ГэВ, $\gamma_p = 1,7$ — показатель интегрального энергетического спектра первичных нуклонов, $\theta = 35^\circ$ — средний зенитный угол, $n = (m_\mu / m_\pi)^2$, m_μ и m_π — массы покоя мюона и пиона соответственно, а спектр нуклонов, ответственных за каскад с энергией E_k будет:

$$P_4(E_0, E_k) = E_0^{\gamma_p - 1} \int P_3(E_\pi, E_k) W_\pi(E_0, E_\pi) dE_\pi,$$

где $W_\pi(E_0, E_\pi)$ — структурная функция генерации заряженных пионов в инклюзивных pp -взаимодействиях⁸. На рис. 1 приведены спектры нуклонов, ответственных за каскады E_k .

Средние значения энергий для спектров $P_1 - P_4$, соответствующие энергиям E_k , усредненным по указанным диапазонам E_k приведены в таблице.

Энергия в ТэВ

E_k от	0,05	0,10	0,21	0,44	0,74	1,18	1,47	2,94	6,62
E_k до	0,10	0,21	0,44	0,74	1,18	1,47	2,94	6,62	—
\bar{E}_k	0,07	0,14	0,29	0,55	0,90	1,30	1,91	3,38	8,21
$\bar{\epsilon}_\mu$	0,43	0,54	0,79	1,25	1,89	2,60	3,73	7,26	14,9
\bar{E}_μ	0,84	1,00	1,36	2,00	2,94	3,97	5,60	10,7	21,7
\bar{E}_π	1,17	1,27	1,75	2,56	3,72	5,04	7,17	14,0	28,8
\bar{E}_0	4,19	5,44	7,90	12,6	18,9	25,8	36,6	67,7	126
m	1,58	1,89	2,17	2,81	3,25	3,63	4,48	7,20	10,67
Δ	0,21	0,23	0,25	0,28	0,30	0,31	0,32	0,32	0,33
k	0,03	0,04	0,07	0,08	0,09	0,10	0,11	0,13	0,16
N_μ	3,2	4,7	6,5	9,1	10,7	12,5	16,1	32,2	56,9

3. Средние кратности мюонов m , соответствующие средним \bar{E}_k , приведены в таблице. Полное число мюонов в группе может быть восстановлено после учета двух эффектов: а) установка регистрирует долю мюонов (Δ) от их полного числа из-за своих конечных размеров. С ростом энергии каскада Δ увеличивается из-за "притяжения" оси мюонной группы к центру установки. "Притяжение" оси обусловлено ростом энергии мюонов, ответственных за каскад и, соответственно, уменьшением параметра r_μ в функции пространственного распределения (ФПР) мюонов. Величина Δ зависит от расстояний от оси группы до оси каскада и до центра установки, геометрических размеров установки и ФПР. В работе использована ФПР⁹:

$$F(r, E_\mu, \theta) = E_\mu^{-0,7} \exp[-(r/r_\mu)^{0,7}],$$

где $r_\mu = 220r_0/E_\mu \cos \theta$, $r_0 = 6,2$ м; б) с ростом энергии каскада увеличивается "потеря" мюонов в области установки, "занятой" каскадом. Величина k также зависит от ФПР и от размеров области "занятой" каскадом. Значения Δ и k приведены в таблице.

4. На рис. 2 делается сравнение полученной зависимости $N_\mu(E_0)$ с аналогичной зависимостью, рассчитанной для первичных нуклонов в работах^{10, 11}, результаты которых находятся в хорошем согласии. Для такого сравнения нужно ввести понятие среднего атомного номера первичных ядер. Зная распространенность ρ_i ядер A_i с данной энергией на нуклон определим величину $\rho_{0i} = \rho_i A_i / \sum \rho_i A_i$, которая имеет смысл относительной доли нуклонов от ядра A_i с данной энергией на нуклон. Тогда средний атомный номер есть:

$$\bar{A} = \frac{\sum_i \rho_{0i} A_i}{\sum_i \rho_{0i}} = \frac{\sum_i \rho_i A_i^2}{\sum_i \rho_i A_i}.$$

Нами использован химический состав с $\rho_1 = 0,939$, $\rho_4 = 0,055$, $\rho_9 = 0,0009$, $\rho_{14} = 0,0035$, $\rho_{28} = 0,0011$, $\rho_{56} = 0,0003$, который измерен при энергиях ~ 1 ГэВ/н, а также оподтверждается измерениями на Баксанском телескопе на основе анализа спектра кратностей мюонных групп¹². Такому химическому составу отвечает $\bar{A} = 3,5$. Кривые $L-3$ на рис. 2 соответствуют значениям $\bar{A} = 1; 3; 5; 4; 5$. Данные настоящей работы лучше согласуются с $\bar{A} = 4, 5$ но такое отличие от данных при низких энергиях не существенно из-за возможных систематических неточностей. Можно сделать вывод, что в диапазоне энергий $1 \div 10^5$ ГэВ/н нет изменения среднего атомного номера первичных ядер.

Литература

1. Chudakov A.E. et al. Proc. of 16 ICRC, 1979, 10, 188.
2. Chudakov A.E. et al. Proc. of 16 ICRC, 1979, 10, 175.
3. Андреев Ю.М. и др. Изв. АН СССР, Серия Физическая, 1980, 44, 613.
4. Бугаев Э.В. и др. Космические мюоны и нейтрино, М.: Наука, 1970, 15.
5. Хаякава С. Физика космических лучей, М.: Мир, 1973, 1, 511.
6. Бугаев Э.В. и др. Космические мюоны и нейтрино, М.: Наука, 1970, 23.
7. Bezrukov L.B., Bugaev E.V. Proc. of 17 ICRC, 1981, 7, 90.
8. Hillas A.M. Proc. of 16 ICRC, 1979, 6, 13.
9. Bakatanov V.N. et al. Proc. of 18 ICRC, 1983, 11, 453.
10. Elbert I.W., Summers P. Preprint UUNEP 83/20, University of Utah.
11. Ерлыкин А.Д. и др. Изв. АН СССР, Серия Физическая, 1982, 46, 1836.
12. Budko E.V. et al. Proc. of 19 ICRC, 1985, HE 5.1-12.