

## РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ЯДЕРНОАКТИВНЫХ ЧАСТИЦ НА УРОВНЕ ГОР МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Т. В. Данилова

Для модели, использованной нами в расчетах<sup>1</sup>, методом Монте-Карло были рассчитаны спектры ядерно-активных частиц на уровне наблюдения 690 г/см<sup>2</sup>. Расчет проводился для трех значений энергий первичных протонов  $E_0 = 3 \cdot 10^{12}$ ,  $10^{14}$  и  $3 \cdot 10^{15}$  эв при значениях  $\lambda_{n,1}$  для нуклонов 90 г/см<sup>2</sup>, 75 г/см<sup>2</sup> и 60 г/см<sup>2</sup> и для пионов  $\lambda_{\pi} = 120$  г/см<sup>2</sup> и 90 г/см<sup>2</sup>. Розыгрыш мест взаимодействий нуклонов в атмосфере проводился через 1 г/см<sup>2</sup>. Ядерноактивные частицы - нуклоны и пионы - прослеживались до пороговой энергии  $E_{пор} = 0,01 \cdot E_0 \cdot \exp(-x/200)$ . Распределение коэффициента неупругости принималось согласно данным<sup>2</sup> со средним значением  $K = 0,45$ . Считалось, что при  $K \leq 0,25$  при взаимодействии нуклонов с ядрами атомов воздуха образуются два фэйрбола, при  $K > 0,25$  - два фэйрбола и изобара.

Энергетическое распределение вторичных пионов из фэйрбола принималось согласно модели ККП<sup>3</sup>. Рассматривались изобары с массами 1320, 1520 и 1690 Мэв, дающие двухчастичный распад. Среди выделенных пионов  $\pi^0$  составляли 0,74 от числа  $\pi^{\pm}$ . Для пионов принималось, что в 80% случаев они взаимодействуют с ядрами атомов воздуха с коэффициентом неупругости  $K = 1$  и образуют вторичные пионы, которые распределены по энергиям согласно модели ККП. В 20% слу-

чаев образуется фэйрбол и выделенный пион ( в 50% случаев выделенным пионом является  $\pi^0$  - мезон), который уносит половину энергии взаимодействующего  $\pi^\pm$  - мезона. Разыгрывалась вероятность распада и взаимодействия для  $\pi^\pm$  - мезонов.

В результате розыгрышей были получены энергетические спектры вторичных радиоактивных частиц на уровне наблюдения  $690 \text{ г/см}^2$  от первичного протона фиксированной энергии. Считалось число нуклонов и выделенных пионов, пришедших на уровень наблюдения с энергиями в интервале от  $E_0$  до  $E_0/2$ ,  $E_0/2 - E_0/4$  и т.д. вплоть до пороговой энергии. Считалось также число нуклонов, достигших уровня наблюдения без взаимодействия.

Пример спектров нуклонов от протонов с энергиями  $3.10^{12}$  эв,  $10^{14}$  эв и  $3.10^{15}$  эв для  $\lambda_{вз} = 75 \text{ г/см}^2$  для нуклонов приведен на рис. 1. Как и следовало ожидать, распределение вторичных нуклонов по энергиям не зависит от первичной энергии протона.

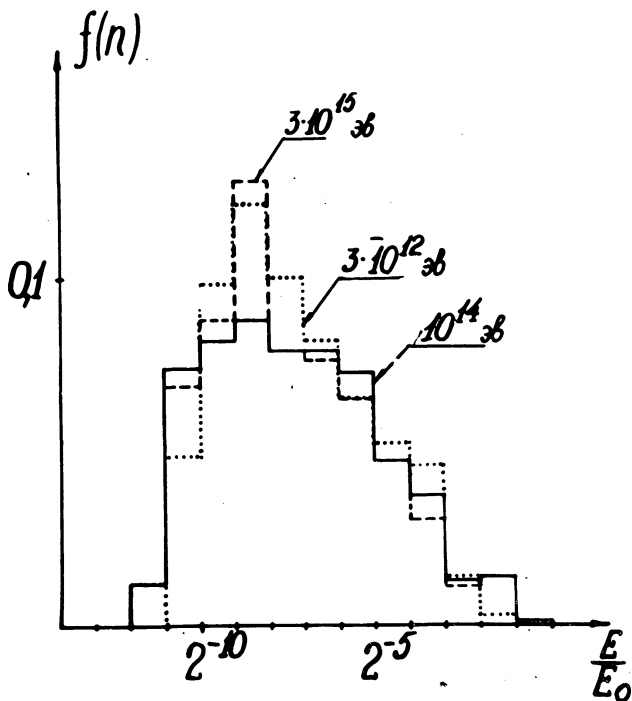
Для расчета спектра радиоактивных частиц на уровне наблюдения принимался во внимание энергетический спектр и химический состав первичного космического излучения. Спектр первичных частиц принимался в виде  $J(>E_0) = 1,9 \cdot 10^{-2} (E_0/6 \cdot 10^{14})^{-1,6} \text{ час}^{-1} \text{ м}^{-2} \text{ стер}^{-1}$  до энергии  $6 \cdot 10^{14}$  эв/нуклон. Химический состав брался согласно данным<sup>4</sup>.

Расчет проводился следующим образом: для фиксированной первичной энергии протона  $E_{\text{фикс}}$  определялись коэффициенты в энергетическом распределении нуклонов и пионов  $C_1, C_2 \dots C_i$ , дающие вероятность того, что вторичные радиоактивные частицы с энергиями  $E_{\text{фикс}} - E_{\text{фикс}}/2$ ,  $E_{\text{фикс}}/2 - E_{\text{фикс}}/4$  и т.д. дошли до уровня наблюдения.

Дифференциальное распределение числа радиоактивных частиц можно представить в виде:

$$\Psi(E)dE = \sum_{i=1}^m C_i \delta \left[ (E_0/E_{\text{фикс}}) \cdot E_i - E \right] dE,$$

где  $E_{\text{фикс}}$  - энергия первичного протона, для которой получено распределение ядерноактивных частиц по энергиям.



Р и с. 1. Распределение по энергиям вторичных нуклонов на уровне наблюдения  $690 \text{ г/см}^2$  от первичных протонов с энергиями  $3 \cdot 10^{12}$ ,  $10^{14}$  и  $3 \cdot 10^{15}$  эв.

Принимая во внимание спектр первичного космического излучения и интегрируя по  $E_0$  от  $E_{\text{мин}}$  до  $\infty$ , получим

$$C(E)dE = \gamma V(E_{\text{фикс}}/6 \cdot 10^{14})^{-\gamma} \sum_{i=1}^m C_i(E_i/E) d \ln E,$$

и для интегрального спектра с учетом состава первич-

ного космического излучения

$$C(>E) = z B(E_{\text{фикс}} / 6 \cdot 10^{14})^{-\delta} \sum_i C_i (E_i/E)^{\delta},$$

где  $z = 0,56$ .

На рис. 2 приведены результаты расчета энергетического спектра ядерноактивных частиц на уровне наблюдения  $890 \text{ г/см}^2$  (уровень Тянь-Шаня) для  $\lambda_{\text{вз}} = 90 \text{ г/см}^2$  (прямая 1),  $\lambda_{\text{вз}} = 75 \text{ г/см}^2$  (прямая 2),  $\lambda_{\text{вз}} = 60 \text{ г/см}^2$  (прямая 3) при  $\lambda_{\pi} = 120 \text{ г/см}^2$ . Как показали расчеты, изменение пробега  $\lambda_{\pi}$  со  $120 \text{ г/см}^2$  до  $90 \text{ г/см}^2$  слабо сказывается на полном потоке ядерноактивных частиц (прямая 5 для  $\lambda_{\text{вз}} = 75 \text{ г/см}^2$ ).

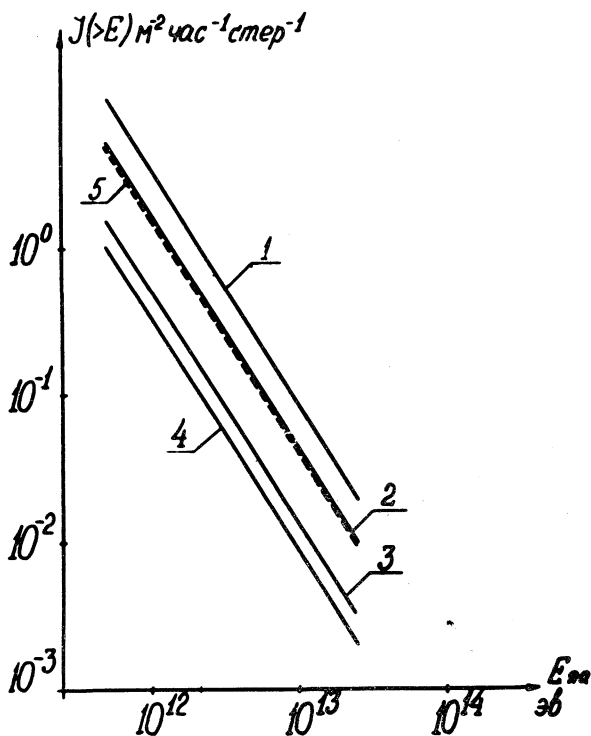
Вероятность образования различных типов изобар изменялась таким образом, чтобы число  $\pi^0$  составляло  $1/3$  от общего числа пионов. Различие абсолютных величин потоков ядерноактивных частиц в этом случае составляет  $\sim 15\%$ . Оценено влияние величины коэффициента неупругости на поток ядерноактивных частиц. С этой целью распределение коэффициента неупругости изменялось таким образом, чтобы среднее значение  $K$  было равно  $0,66$ ; при этом согласно принятой нами модели также увеличилась вероятность образования изобар.

Таблица 1

Распределение коэффициентов неупругости для двух вариантов расчета

K	0,05	0,15	0,25	0,35	0,45	0,55	0,65	0,75	0,85
$w_1(\bar{K}=0,45)$	0,16	0,05	0,10	0,12	0,07	0,12	0,12	0,21	0,05
$w_2(\bar{K}=0,66)$	0,01	0,01	0,01	0,12	0,07	0,12	0,12	0,21	0,33

Как видно из рис. 2 (прямая 4 для  $\lambda_{\text{вз}} = 75 \text{ г/см}^2$ ,  $\lambda_{\pi} = 120 \text{ г/см}^2$ ), изменение коэффициента неупругости от  $\bar{K} = 0,45$  до  $\bar{K} = 0,66$  уменьшает поток ядерноактив-



Р и с. 2. Спектры радиоактивных частиц на уровне гор.

- 1)  $\lambda_{\text{вз}} = 90 \text{ г/см}^2$ ,  $\lambda_{\pi} = 120 \text{ г/см}^2$ ; 2)  $\lambda_{\text{вз}} = 75 \text{ г/см}^2$ ,  
 $\lambda_{\pi} = 120 \text{ г/см}^2$ ; 3)  $\lambda_{\text{вз}} = 60 \text{ г/см}^2$ ,  $\lambda_{\pi} = 120 \text{ г/см}^2$ ,  
 4)  $\lambda_{\text{вз}} = 75 \text{ г/см}^2$ ,  $\lambda_{\pi} = 120 \text{ г/см}^2$ ,  $\bar{K} = 0,66$ ;  
 5)  $\lambda_{\text{вз}} = 75 \text{ г/см}^2$ ,  $\lambda_{\pi} = 90 \text{ г/см}^2$ .

ных частиц в 5 раз. Поток нуклонов уменьшается при этом почти в 12 раз.

Таблица 2

$\lambda_{вз}$	$\lambda_{\pi} = 120$ г/см <sup>2</sup> $\bar{K} = 0,45$ $\pi^0 = 0,74\pi^{\pm}$	$\lambda_{\pi} = 90$ г/см <sup>2</sup> $\bar{K} = 0,45$ $\pi^0 = 0,74\pi^{\pm}$	$\lambda_{\pi} = 120$ г/см <sup>2</sup> $\bar{K} = 0,66$ $\pi^0 = 0,74\pi^{\pm}$	$\lambda_{\pi} = 120$ г/см <sup>2</sup> $\bar{K} = 0,45$ $\pi^0 = 0,5\pi^{\pm}$
90 г/см <sup>2</sup>	0,057			
75 г/см <sup>2</sup>	0,14	0,11	1,57	0,28
60 г/см <sup>2</sup>	0,265			

В таблице 2 приведены потоки  $\pi^{\pm}$  - мезонов от изобары с энергией  $>10^{12}$  эв на уровне наблюдения 690 г/см<sup>2</sup> в долях потока нуклонов той же энергии.

Как следует из таблицы 2, в зависимости от варианта расчета доля пионов от изобары на уровне гор составляет от 160% до 6% от числа нуклонов той же энергии. Следует также иметь ввиду, что с изменением сечения взаимодействия или коэффициента неупругости меняется состав ядерноактивных частиц. При изменении  $\lambda_{вз}$  от 75 г/см<sup>2</sup> до 60 г/см<sup>2</sup> отношение числа пионов к числу нуклонов увеличивается вдвое. При увеличении коэффициента неупругости с  $\bar{K} = 0,45$  до  $\bar{K} = 0,66$  доля пионов возрастает в несколько раз. В случае уменьшения  $\lambda_{вз}$  или роста коэффициента неупругости с увеличением энергии взаимодействующих частиц можно ожидать увеличения доли энергии, передаваемой в пионы в первом акте при взаимодействии адронов с веществом ионизационного калориметра. Такой эффект отмечен в работе<sup>5</sup> при энергии ядерноактивной частицы (4-5). $10^{12}$  эв.

Поступила в редакцию

9 июля 1970 г.

## Л и т е р а т у р а

1. Т. В. Данилова, Е. А. Зубова, В. И. Соколовский. Препринт ФИАН № 70, 1969 г.
2. Д. А. Галстян, Г. Б. Жданов, М. И. Третьякова, М. М. Чернявский, М. Н. Щербакова. ЖЭТФ, 51, 417 (1968).
3. G. Cossoni, L. I. Koester, D. H. Perkins. Lawrence Rad. Lab. Rep., High Energy Phys. Study, 28, part 2 (1961).
4. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский. "Происхождение космических лучей", изд. АН СССР, Москва, 1963 г.
5. С. И. Никольский, В. П. Павлюченко, В. И. Соколовский, Р. А. Нам, В. И. Яковлев. Письма ЖЭТФ, 9, 338 (1969).