

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ПОГЛОЩЕНИЕ ЯДЕРНОЙ ЛАВИНЫ, ГЕНЕРИРОВАННОЙ  
НУКЛОНAMI ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ, В ЖЕЛЕЗЕ

М. И. КЕРОПЯН, Э. А. МАМИДЖАНЯН, Р. М. МАРТИРОСОВ

Если рассматривать железные поглотители ионизационного калориметра [1] как „железную“ атмосферу, то можно весьма точно количественно измерить высотный ход потока энергии адронов космического излучения, в частности, нуклонов (см., напр. [2]). Точность измерения обусловлена тем, что имеется возможность определить ионизацию, созданную продуктами взаимодействия первичных частиц на 10 уровнях в калориметре примерно от 80 до  $800 \text{ г/см}^2$  для весьма узких интервалов энергии первичных адронов и каскадов различных типов.

В ряде работ [2] методом Монте-Карло рассчитывалось изменение потока энергии с глубиной  $X$  в калориметре. Если исходить из весьма общей модели взаимодействия адронов в веществе с произвольными коэффициентами неупругости  $K$  и  $K_{\pi}$ , то можно получить и аналитические выражения для изменения потока.

При рассмотрении взаимодействий с ядрами железа естественно предположить  $K$  достаточно большим [3]:  $K > 2\beta_{\pi}$ , где  $\beta_{\pi}$ —доля энергии, передаваемая  $\pi_0$ -мезонам вторичными пionами. Тогда можно показать, что уже при  $X > 300 \text{ г/см}^2$  поглощение потока энергии будет определяться величиной  $\frac{\lambda_{\pi}}{\beta_{\pi}}$ , где  $\lambda_{\pi}$ —пробег взаимодействия  $\pi$ -мезонов.

Если рассмотреть частный случай  $K = 1$ ,  $\beta_{\pi} = \frac{1}{3}$ , тогда поглощение будет происходить по закону  $L_{\pi} = 3\lambda_{\pi}$ . Таким образом, если  $\beta_{\pi}$  не зависит от энергии, то глубина проникновения ядерной лавины в веществе не зависит от энергии первичной частицы. Всякое изменение закона поглощения означает, что  $\beta_{\pi}$  является функцией энергии. Зависимость  $\beta_{\pi}$  от энергии может пролить свет на механизм взаимодействия пionов. При этом для больших  $X$  энергия пionов невелика и не превышает десятки Гэв.

Однако следует учесть вклад ядерных расщеплений. Средняя энергия расщеплений в железе одинакова при энергиях  $10^9 - 10^{12}$  ээв и порядка 800 Мэв [4], т. е. эффектом можно пренебречь при энергиях

пионов  $\epsilon_\pi \gg 800$  Мэв. При соизмеримых с  $\epsilon_\pi$  энергиях поглощение потока энергии за счет ядерных расщеплений будет более быстрым.

Как было показано в [5], на больших глубинах калориметра ( $>400$  г/см $^2$ ) поглощение будет происходить с пробегом, равным пробегу взаимодействия пионов:  $S_\pi(X)|_{x>1} = S_\pi^0 e^{-X}$ , где  $X$  берется в единицах пробега взаимодействия. При  $K=1$  и  $K_\pi=1/3$   $K$  можно показать, что при малых глубинах  $S_\pi(X)|_{x=0} = S_\pi^0 e^{-\frac{X}{3}}$ .

В том случае, когда значительная энергия уносится одной или небольшим числом энергетически выделенных частиц, весьма вероятно, что на самых больших глубинах в калориметре присутствуют частицы высоких энергий. Эти частицы будут сильно влиять на ход кривой поглощения и оно будет медленным вплоть до самых больших глубин.

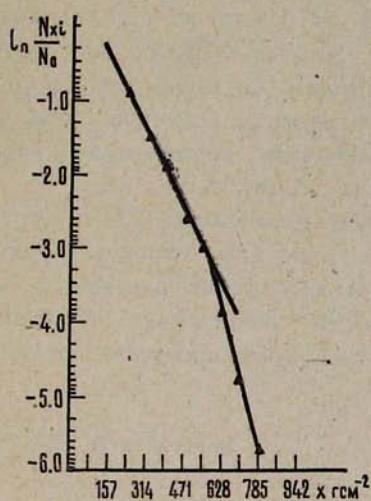


Рис. 1. Ядерно-каскадная кривая в логарифмическом масштабе, усредненная по всем событиям с энергией  $> 2$  Тэв.

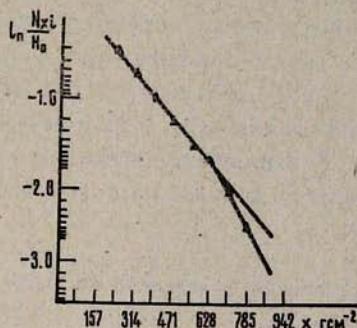


Рис. 2. Ядерно-каскадная кривая в логарифмическом масштабе, усредненная по всем событиям типа А с энергией  $> 2$  Тэв.

Поэтому для определения пробега взаимодействия пионов небольших энергий следует отбирать те события, когда энергия между вторичными частицами распределяется равномерно. Это происходит в случае образования каскадов с одним максимумом — типа А [1,5]. С ростом энергии изменение пробега должно отодвигаться в область все больших глубин.

Если при малых  $X$   $L_\pi \neq 3\lambda_\pi$ , а меньше, то это может означать следующее.

1) Передача энергии сильно ионизирующими частицам играет заметную роль даже при больших энергиях. Очевидно, что для более высоких энергий этот эффект должен исчезнуть.

2) Пионы при взаимодействии с ядрами расходуют на  $\pi_0$ -мезоны больше  $1/3$  своей энергии. Если  $\beta_\pi > \frac{1}{3}$ , то  $L_\pi < 3\lambda_\pi$ . В этом случае эффект остается и при высоких энергиях.

Для анализа ядерно-каскадных кривых в железе нами использовались экспериментальные данные, полученные за 3500 часов измерений на установке по изучению нуклонных взаимодействий [1] на высотной станции Арагац. Изучались каскады, генерированные в верхних двух слоях железа нуклонами с энергией  $0,6-10$  Тэв. При всех энергиях наблюдалось изменение закона поглощения при глубинах  $400-500$   $\mu/\text{см}^2$ .

На рис. 1 представлена усредненная по всем событиям с энергией  $> 2$  Тэв ядерно-каскадная кривая, а на рис. 2—ядерно-каскадная кривая, усредненная по каскадам типа A для энергий, превышающих  $2$  Тэв.

Пробег поглощения, вычисленный на основе рис. 1 для малых глубин вещества, оказался равным  $383 \pm 36 \mu/\text{см}^2$ . Пробег поглощения для больших толщин вещества ( $X > 500 \mu/\text{см}^2$ ), согласно рис. 2, равен  $L_\pi (X > 500 \mu/\text{см}^2) = \lambda_\pi = 130 \pm 20 \mu/\text{см}^2$ . Указанная величина совпадает в пределах ошибок с пробегом взаимодействия пионов в железе для ускорительных энергий, равным  $\lambda_\pi = 120 \mu/\text{см}^2$  [6].

Таким образом, при энергиях порядка нескольких Тэв соотношение  $L_\pi (X < 400 \mu/\text{см}^2) = 3\lambda_\pi$  выполняется довольно хорошо. Отсюда можно заключить, что допущение  $\beta = 1/3$  достаточно разумно.

В заключение отметим необходимость увеличения экспериментальных данных при энергиях нуклонов, превышающих несколько Тэв.

Ереванский физический институт

Поступила 2. VIII. 1972

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. О. Азарян, Э. А. Мамиджанян и др. ЯФ, 16, 1231 (1972).
2. W. V. Jones. Phys. Rev., 187, 1868 (1969). V.N. Akimov, I. N. Fetisov et al. Preprint, Lebedev Physical Inst., 141, 11969.
3. М. О. Азарян, Э. А. Мамиджанян и др. Изв. АН АрмССР, 7, 470 (1972).
4. Н. Л. Григоров, А. В. Подчурская и др. ЖЭТФ, 35, 3 (1958). С. Паузль, П. Фаулер, Д. Перкинс. Исследование элементарных частиц фотографическим методом, Изд. ИЛ, 1962.
5. В. С. Мурзин. Докторская диссертация, ФИАН, М., 1968.
6. R. H. Peacock, B. Hahn et al. Nuovo Cim., 22, 1290 (1961).

ԲԱՐՁՐ ԷՆԵՐԳԻԱՅՈՎ, ՆՈՒԿԼՈՆՆԵՐԻ ԿՈՂՄԻՑ ԳԵՆԵՐԱՑՎԱԾ ՄԻԶՈՒԿԱՅԻՆ  
ՃԵՂԵԴԻ ԿԱՍԱՌՈՒՄԸ ԵՐԿԱԹՈՒՄ

Մ. Ի. ՔԵՐՈՊՅԱՆ, Է. Ա. ՄԱՄԻՋԱՆՅԱՆ, Բ. Մ. ՄԱՐՏԻՐՈՍՈՎ

Ուսումնասիրվել է միջուկա-կասկադային հեղեղ, որը առաջացել է նուկլոններով կալորի-մետրի երկաթյա կլանիչում, 0,6—10  $TeV$  էներգիայի տիրութում: Փոքր խորության նյութերի համար ( $X < 400 \text{ g/cm}^2$ ) նուկլոնային բաղադրիչների էներգիայի հոսքի կանոնա վազքը  $\sim 2$  Տէվ էներգիաների գեպքում կազմում է  $(383 \pm 36) \text{ g/cm}^2$ . Մեծ խորության գեպքում նուկ-լոնային բաղադրիչի կանոնը որոշվում է համեմատաբար ոչ բարձր էներգիայի պիոնների կանոնամը ( $\sim 10 \text{ GeV}$ ) և կազմում է  $(130 \pm 20) \text{ g/cm}^2$ .

## ABSORPTION OF NUCLEAR AVALANCHE GENERATED BY HIGH ENERGY NUCLEONS

M. I. KEROPIAN, E. A. MAMIDJANIAN, R. M. MARTIROSOV

Nuclear-cascade avalanche formed by nucleons in an iron absorber of calorimeter in the energy region of 0,6-10  $TeV$  are studied. For little depths ( $X < 400 \text{ g/cm}^2$ ) the absorption rundown of energy flow of nuclear component at the energy  $\sim 2 \text{ TeV}$  is equal to  $(383 \pm 36) \text{ g/cm}^2$ . For larger depths the absorption rundown of nuclear component defined by absorption of pions at the energy of 10  $\text{GeV}$  is equal to  $(130 \pm 20) \text{ g/cm}^2$ .