

ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННО-ФОТОННОГО КАСКАДА, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ЯДЕРНО-АКТИВНОЙ ЧАСТИЦЫ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ЯДРОМ СВИНЦА, ОТ ЭНЕРГИИ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕЙ ЧАСТИЦЫ

*Р.А.Нам, С.И.Никольский, В.П.Павлюченко,
В.И.Соколовский, В.И.Яковлев*

На ионизационном калориметре [1] изучалось развитие ядерно-каскадных лавин, которые возникают в калориметре при взаимодействии частиц космического излучения с ядрами свинца. В этой работе приводятся предварительные результаты обработки части имеющихся экспериментальных данных о доле энергии взаимодействующей частицы, передаваемой электронно-фотонному каскаду в одном неупругом столкновении. Энергия частиц, вызывающих исследуемые лавины, составляла $5 \cdot 10^{11} - 2 \cdot 10^{13}$ эв. Отбор событий и определение энергии ядерно-каскадной лавины, выделенной в веществе калориметра, проводились на ЭВМ "Наири". В окончательный анализ включены однозначно выделенные ядерно-каскадные лавины, начало которых не искажено сопровождающей их электронно-фотонной лавиной из атмосферы, а длина траектории лавины в калориметре после первого взаимодействия превышает 540 г/см^2 (> 12 рядов калориметра).

Доля энергии ядерно-активной частицы, передаваемая при первом столкновении в электронно-фотонный каскад (K_{π^0}), определялась из распределения ионизации по глубине калориметра как отношение энергии первого электронно-фотонного каскада к полной энергии ядерно-каскадной лавины. Выделению электронно-фотонных лавин из ряда последовательных взаимодействий в свинце способствовала большая величина отношения пробега для ядерного взаимодействия к длине радиационной единицы (~ 30). При переходе от величины энергии, выделяемой ядерно-активной частицей в калориметре, к полной энергии (E_0) учтены пронос энергии нуклоном и пионной лавиной за пределы калориметра, а также не регистрируемая ионизационными камерами энергия (энергия связи ядер, медленные нейтроны, нейтрино). Проносимая нуклоном энергия получена расчетным путем на основании наблюдаемого распределения K_{π^0} . Вносимое как поправка ее среднее значение составляет $0,14 E_0$. Энергия, уносимая за пределы калориметра пионной лави-

ной, определялась для каждого отдельного события по ионизации в последних рядах калориметра. В согласии с работой [2] замечено, что уносимая за пределы калориметра энергия возрастает с увеличением энергии взаимодействующих частиц.

Анализируемый материал сгруппирован по энергетическим интервалам: $5 \cdot 10^{11} - 10^{12}$ эв, $10^{12} - 2 \cdot 10^{12}$ эв, $2 \cdot 10^{12} - 3 \cdot 10^{12}$ эв, $3 \cdot 10^{12} - 5 \cdot 10^{12}$ эв, $5 \cdot 10^{12} - 10^{13}$ эв, $\geq 10^{13}$ эв. Число событий, использованное для анализа, в указанных интервалах составляло: 86, 224, 94, 51, 23 и 16.

Распределения K_{π^0} для всех энергетических групп кроме $E_0 \geq \geq 10^{13}$ эв согласуются между собой и в усредненном виде показаны на рис. 1 сплошной линией. Распределение K_{π^0} для шестнадцати событий с энергией выше 10^{13} эв изображено пунктиром.

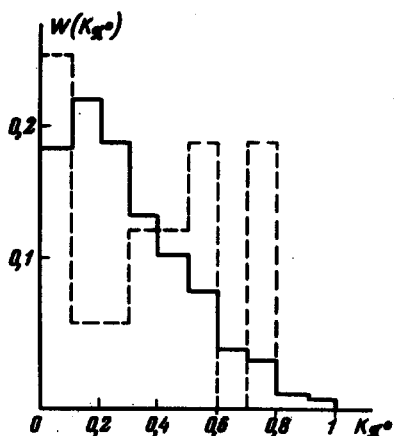


Рис. 1

Средние значения \bar{K}_{π^0} для указанных интервалов энергии представлены на рис. 2. Ошибки средних значений \bar{K}_{π^0} включают в себя помимо статистических ошибок методические неопределенности в величине энергии, уносимой нуклоном, и в наложении каскадов от нескольких взаимодействий, а также неточность в определении места первого взаимодействия. Поэтому их величина слабо зависит от статистики событий при числе случаев более 50. Статистическая ошибка в \bar{K}_{π^0} для $E_0 = 1,8 \cdot 10^{13}$ эв составляет $\sim 2/3$ от ошибки, приведенной на рис. 2. Среднее значение \bar{K}_{π^0} для $E_0 \geq 10^{13}$ эв дано без учета проноса энергии нуклоном за пределы калориметра, что соответствует возросшей величине \bar{K}_{π^0} . Введение этой поправки уменьшает \bar{K}_{π^0} до величины 0,34, что учитывается в ошибке среднего значения. При определении \bar{K}_{π^0} для всех событий учтено, что на опыте наблюдается увеличение с ростом E_0 энергии, уносимой пионной лавиной за пределы калориметра. Однако,

предположение, что пробег для поглощения пионной лавины не зависит от E_0 и равен одному, двум или трем пробегам для взаимодействия, не выводит значения \bar{K}_{π^0} за пределы указанных на рис. 2 ошибок. Наконец, возможно занижение \bar{K}_{π^0} за счет наложения лавин от двух ядерно-активных частиц, проходящих через калориметр на неразрешимом с помощью ионизационных камер расстоянии. Такие события более вероятны при высоких энергиях и, если максимум в распределении при

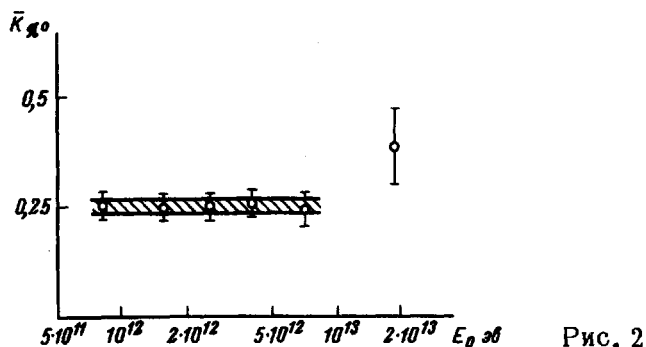


Рис. 2

$K_{\pi^0} \leq 0,1$ для лавин с энергией $E_0 \geq 10^{13}$ эв (рис. 1) отнести к случаям такого наложения и исключить при усреднении, то среднее значение \bar{K}_{π^0} возрастет до верхней границы ошибки.

Таким образом, экспериментально получен устойчивый результат о постоянстве \bar{K}_{π^0} во взаимодействиях нуклонов (и пионов) с ядрами свинца для интервала энергии от $5 \cdot 10^{11}$ до 10^{13} эв.

Тенденцию к возрастанию доли энергии, передаваемой в электронно-фотонный каскад при энергии взаимодействующих частиц выше 10^{13} эв, можно связывать с изменением состава падающих на калориметр частиц или с гипотезой о "гамманизации" [3] и теоретическим предсказанием о непосредственном рождении γ -квантов при столкновении нуклонов сверхвысокой энергии [4].

Физический институт
им. П.Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
29 января 1969 г.

Литература

- [1] А.Д.Ерлыкин, Н.М.Нестерова, С.И.Никольский и др. Proc. Inter. Conf. Cosmic Rays, London, 2, 731, 1965.
- [2] Е.В.Денисов, В.М.Ким, А.Е.Морозов, С.А.Славатинский. Изв. АН СССР, сер.физ., 31, 1468, 1967.
- [3] С.И.Никольский. ЖЭТФ, 51, 84, 1966.
- [4] Е.Л.Фейнберг. Изв. АН СССР, сер.физ., 26, 622, 1962.