

К ВОПРОСУ О НЕУПРУГОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ КОСМИЧЕСКИХ НЕЙТРОНОВ В УГЛЕРОДЕ

Р. А. ВАРДАНЯН, Э. А. МАМИДЖАНЫН, Р. М. МАРТИРОСОВ

Изучались энергетические характеристики неупругого взаимодействия нуклон—ядро углерода для энергий нуклона 760—7600 Гэв.

Показано, что средняя величина доли энергии, переданной нуклоном γ -квантам в 60 г/см² углерода, равна $0,45 \pm 0,03$.

Парциальный коэффициент неупругости нуклонов в углероде $k_{\pi^0} > 0,22 \pm 0,02$.

1. Аппаратура

В настоящей заметке приводятся предварительные результаты по измерению парциального коэффициента неупругости k_{π^0} ядерно-активных частиц, в частности нейтронов, в углероде.

Работа проводилась на высотной станции „Арагац“—3250 м над уровнем моря—на ионизационном калориметре в сочетании с годоскопом из счетчиков Гейгера.

Калориметр площадью 10 м² состоял из 10 рядов ионизационных камер длиной 330 см и диаметром 10 см каждая, расположенных под фильтрами из железа. В ряду имелось 32 ионизационные камеры (всего в установке насчитывалось 384 камеры).

Камеры двух соседних рядов находились во взаимно-перпендикулярных направлениях, что давало возможность определять пространственные координаты электронно-ядерного каскада, создавшего ионизацию в калориметре.

Фильтры из железа располагались между рядами камер толщиной по 10 см (в двух случаях—по 5 см Fe). Суммарная толщина железа в калориметре составляла 705 г/см², что позволяет измерять энергию ядерно-активных частиц в интервале $5 \cdot 10^{11}$ — $5 \cdot 10^{13}$ эв.

В качестве фильтра-мишени над калориметром использовался графит толщиной 60 г/см².

Для корректного определения k_{π^0} необходим фильтр достаточно тонкий (например, ≤ 5 г/см²), что обеспечило бы невозможность второго взаимодействия в мишени ядерно-активных частиц и, следовательно, позволило бы точно измерить энергетические характеристики элементарного акта. Однако требование статистической обеспеченности результатов вынуждает значительно увеличить толщину мишени (в нашем случае до 60 г/см²). В дальнейших сериях измерений мы предполагаем уменьшить ее до 10—15 г/см².

Для регистрации воздушного ливневого сопровождения ядерно-активных частиц, падающих на установку, а также выделения ядерно-активных частиц, идущих без сопровождения (одиночных частиц), приме-

нялись счетчики СИ 5Г, перекрывающие всю площадь установки и включенные в годоскоп (360 счетчиков по 10 в каждой из 36 ячеек, расположенных над графитовым фильтром).

Находящиеся непосредственно под мишенью два ряда ионизационных камер (под 3 или 5 см свинца соответственно) определяли энергию электронно-фотонной компоненты $E_{э. ф.}$, генерированной в результате взаимодействия ядерно-активных частиц в мишени.

II. Система отбора и набранный статистический материал

Регистрация событий в установке происходила всякий раз, когда годоскоп отбирал прохождение одиночных или идущих с малым ливневым сопровождением—не более 3 частиц на площади 10 м^2 —ядерно-активных частиц.

Годоскоп позволял отделять заряженные ядерно-активные частицы—протоны и пионы (срабатывал какой-либо счетчик в ячейке, находящейся на продолжении траектории частицы, определяемой по калориметру) от нейтральных нейтронов (не срабатывал ни один из счетчиков ячеек, расположенных вблизи продолжения траектории события). При этом требовалось, чтобы энерговыделение в калориметре превышало пороговую величину, равную в нашем случае 760 Гэв .

На рис. 1 и 2 приводятся примеры отобранных событий. Случаи на рис. 1 идентифицируются как одиночный нейтрон и одиночная заряженная частица, вызвавшие взаимодействия в мишени. На рис. 2 события идентифицируются как нейтрон и заряженная частица с одиночным сопровождением.

Полная энергия частицы, провзаимодействовавшей в установке, определялась как сумма энергий, выделенных ею в электронно-фотонную компоненту в фильтре-мишени— $E_{э. ф.}$ и в ядерно-активную компоненту в калориметре— $E_{я. а.}$

$$\text{Энергия } E_{э. ф.} \equiv E_{\pi^0} = k_1 J_{1, 2},$$

где $J_{1, 2}$ —максимальный ионизационный толчок в одном из двух верхних рядов камер (ряды отсчитывались сверху вниз); k_1 —коэффициент, учитывающий аппаратный, переходной и другие эффекты, равный $(1,78 \pm 0,18) \cdot 10^8 \text{ эв/рел. ч.}$ [1].

Энергия $E_{я. а.}$ определялась по суммарной ионизации в калориметре:

$$E_{я. а.} = k_2 \left(J_3 + J_5 + \sum_{i=7}^{12} J_i \right) + k_3 (J_1 + J_2),$$

где J_i —величина ионизационного толчка в i -том ряду;

$$k_2 = 1,52 \cdot 10^8 \text{ эв/рел. ч.} [1], \quad k_3 = \frac{1}{2} k_2 = 0,76 \cdot 10^8 \text{ эв/рел. ч.}$$

В каждом индивидуальном случае вводилась поправка, учитывающая недомер энергии за счет конечной толщины калориметра:

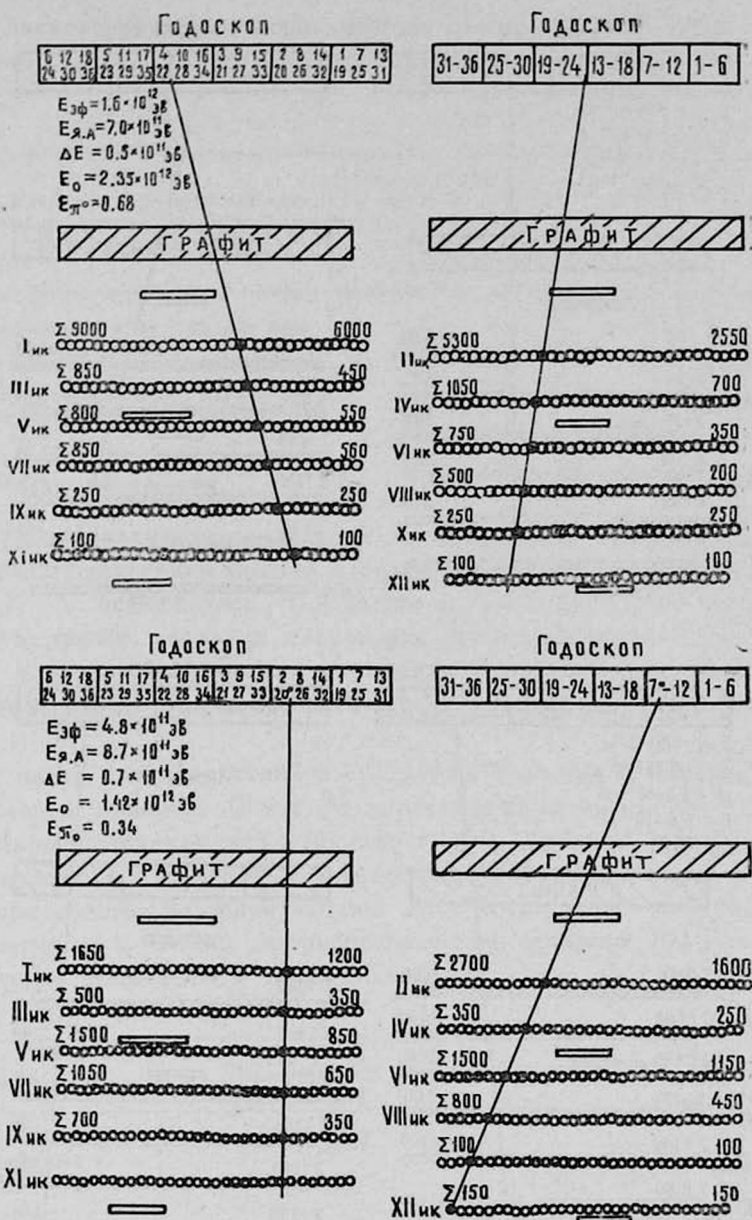


Рис.1. Примеры отобранных событий: а) одиночный нейтрон, б) одиночная заряженная ядерно-активная частица. В каждом ряду камер даны цифры: слева — суммарная ионизация ряда, справа — величина максимального толчка в камере в релятивистских частицах. Цифры в годоскопическом блоке указывают на номера ячеек.

$$\Delta E = k_4 J_{12}, \text{ где}$$

J_{12} — ионизация в нижнем ряду камер, $k_4 = 5 \cdot 10^8 \text{ эВ/рел. ч.}$ [1].

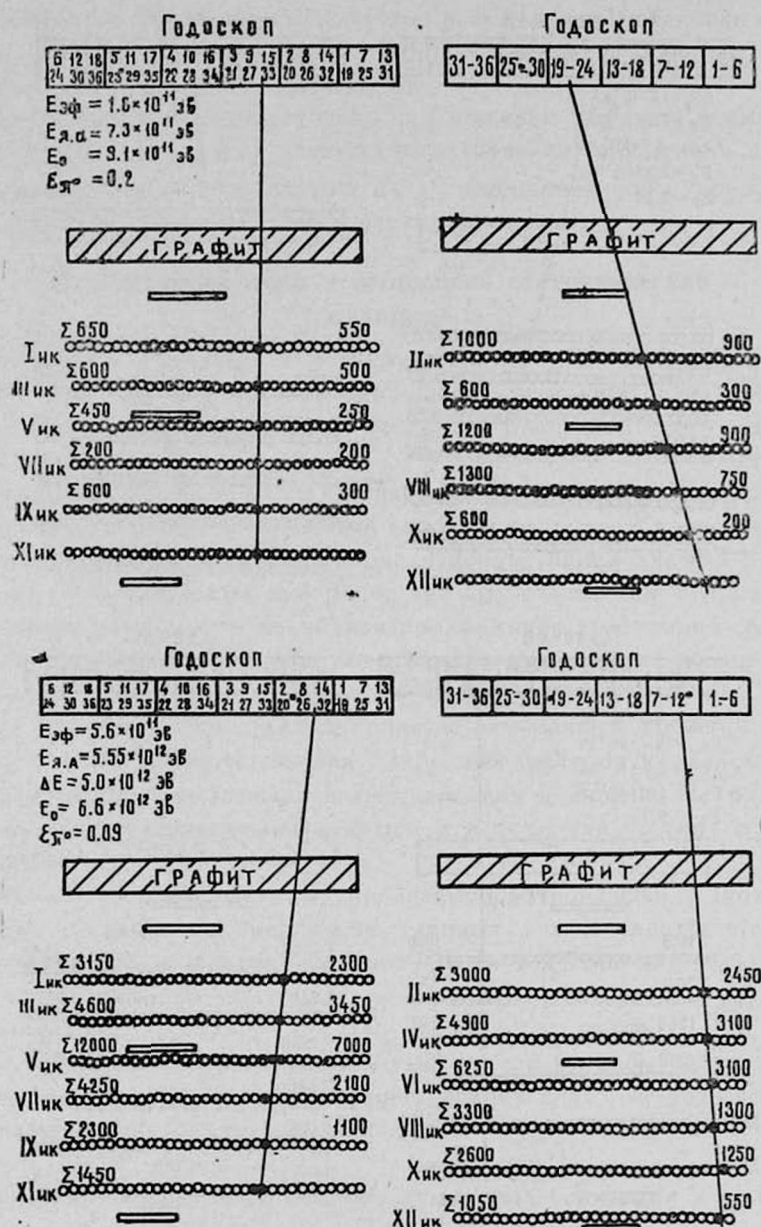


Рис. 2. Примеры отобранных событий: а) нейтрон с одиночным сопровождением, б) заряженная я. а. частица с одиночным сопровождением.

Доля энергии ε_{π^0} , переданная „первичной частицей“ в мишени электронно-фотонной компоненте, определялась по формуле

$$\varepsilon_{\pi^0} = \frac{E_{\pi^0}}{E_{я.а} + E_{э.р.}}$$

В настоящей статье использованы данные за 1550 часов работы установки. В табл. 1 представлен набранный экспериментальный материал.

Таблица 1

События, идентифицируемые как одиночные нейтральные ядерно-активные частицы	Число случаев с $\varepsilon_{\pi^0} \geq 0$	Число случаев с $J_{1,2} > 0$	Число случаев с J_1 и $J_2 > 0$
	53	33	27
Нейтральные частицы с малым ливневым сопровождением	31	19	19
Одиночные заряженные ядерно-активные частицы	60	36	30
Заряженные я. а. частицы с малым ливневым сопровождением	70	63	57

Для правильного определения ε_{π^0} необходимо было отбирать случаи с взаимодействием именно в графитовой мишени. Для этого случаи с $J_1 = 0$ исключались. (Событий с $J_2 = 0$ при $J_1 \neq 0$ не было).

Тем самым делались следующие предположения:

а) число взаимодействий в графитовой мишени с практически полным отсутствием передачи энергии в э. ф. компоненту пренебрежимо мало;

б) число взаимодействий в свинцовом фильтре между первым рядом камер и мишенью (3 см Pb) пренебрежимо мало.

Наконец отметим, что отбирались лишь события, траектории которых находились полностью в телесном угле установки.

Усредненные значения ε_{π^0} для всех отобранных нейтральных и заряженных я. а. частиц для энергетической области $760 \text{ ГэВ} \leq E_0 \leq 7600 \text{ ГэВ}$ приведены в табл. 2.

Таблица 2

	760 ÷ 1000 ГэВ	1000 ÷ 7600 ГэВ	$\geq 760 \text{ ГэВ}$
ε_{π^0} заряженных я. а. частиц	$0,35 \pm 0,04$	$0,36 \pm 0,04$	$0,35 \pm 0,03$
ε_{π^0} нейтральных я. а. частиц	$0,45 \pm 0,04$	$0,45 \pm 0,04$	$0,45 \pm 0,03$

III. Дискуссия

Усредненные значения ε_{π^0} для заряженных и нейтральных ядерно-активных частиц отличаются более чем на одну средне-квадратичную ошибку. Чтобы проанализировать это различие, нами были построены распределения ε_{π^0} для заряженных и нейтральных я. а. частиц (рис. 3).

Предполагая, что протоны и нейтроны взаимодействуют одинаково (что, по-видимому, справедливо для таких высоких энергий), можно статистически выделить случаи взаимодействия пионов с энергией ≥ 760 Гэв и получить распределение ε_{π^0} во взаимодействиях пионов с ядрами. Действительно, так как все нейтральные частицы, отобранные

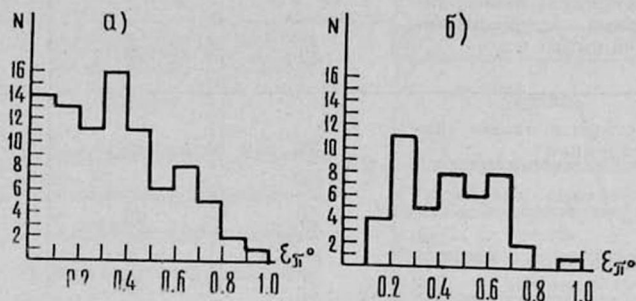


Рис. 3. Распределение долей энергии ε_{π^0} , переданной в электронно-фотонную компоненту в 60 т/см^2 графитовой мишени: а) заряженной я. а. частицей, б) нейтральной я. а. частицей.

нами, могут быть лишь нейтронами, а в состав заряженных частиц могут входить кроме протонов и пионы (вклад каонов в одиночные или с малым ливневым сопровождением частицы не превышает 2—3%), то разность распределений ε_{π^0} для заряженных и нейтральных частиц позволит оценить вклад пионов в поток заряженных я. а. частиц, зарегистрированных нами. Разность распределений (рис. 4) дает лишь

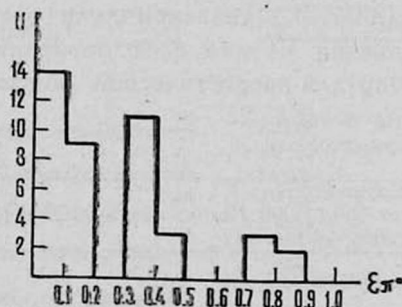


Рис. 4. Разность распределений ε_{π^0} для заряженных и нейтральных я. а. частиц.

верхний предел вклада пионов, так как туда могут входить и протоны. Однако, несмотря на эту неопределенность и предварительный статистический материал, можно оценить среднее ε_{π^0} для предполагаемых пионов. Из распределения рис. 4 следует, что оно может быть меньше 0,27.

Наличие выраженного второго, а возможно и третьего пиков в распределении рис. 4 свидетельствует о двукратном (трехкратном) вза-

имодействии в графитовой мишени. Такой же пик существует в распределении ε_{π^0} для нуклонов (рис. 3).

Следовательно, для перехода от ε_{π^0} к величине парциального коэффициента неупругости я. а. частиц в углероде k_{π^0} следует учесть долю двукратного (трехкратного) взаимодействия. Можно оценить верхний предел этой поправки. Он будет численно равен вкладу второго и третьего пиков в суммарное распределение рис. 4, что составляет 40—50%. Истинная поправка может быть лишь меньше 50% ε_{π^0} и среднее значение k_{π^0} для нуклонов будет $\bar{k}_{\pi^0 N} > 0,5 \cdot \bar{\varepsilon}_{\pi^0} = 0,22 \pm 0,02$. Заметим, что в работе [3], где в качестве мишени служил графит толщиной 20 г/см², а отбор событий осуществлялся пропорциональной методикой, $\bar{k}_{\pi^0 N}$ в том же диапазоне энергии равен $0,29 \pm 0,03$.

Полученные величины не согласуются с данными [4], где для области энергий в сотни гигаэлектронвольт при взаимодействии в углероде $\bar{k}_{\pi^0 N} = 0,18 \pm 0,03$.

Отметим, что результаты статьи являются предварительными, особенно в анализе предполагаемого наличия пионов в отобранных событиях и нуждаются в увеличении статистического материала, а также в некотором изменении методики эксперимента (уменьшении толщины мишени, увеличении числа счетчиков в годоскопе).

Краткие выводы

1. Средняя величина доли энергии, переданной нейтральным нуклоном γ -квантам в 60 г/см² углерода в диапазоне энергий 760 Гэв—7600 Гэв, равна

$$\bar{\varepsilon}_{\pi^0 N} = 0,45 \pm 0,03.$$

2. Средняя величина парциального коэффициента неупругости для взаимодействий нуклонов в углероде в диапазоне энергий 760—7600 Гэв

$$\bar{k}_{\pi^0 N} > 0,22 \pm 0,02.$$

Ереванский физический институт

Поступила 1.1.1971

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Собиняков, Диссертация, М., МГУ, 1969.
2. Б. С. Мурзин, Докторская диссертация, М., ФИАН им. Лебедева, 1968.
3. Х. П. Бабян, Н. Г. Бояджян, Э. А. Мамиджян. Изв. АН СССР, 35, 10, 2064, 1971.
4. В. В. Мурзин, Л. И. Сарычева, Космические лучи и их взаимодействия, М., 1967.

ՆՈՒԿԼՈՆՆԵՐԻ ՈՋ ԱՌԱՋԳԱԿԱՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ
ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ ԱՇԽԱՇՆԻ ՄԻՋՈՒԿՈՒՄ

Ռ. Ա. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Է. Ա. ՄԱՄԻԶՅԱՆ, Ռ. Մ. ՄԱՐՏԻՐՈՍՈՎ

Ուսումնասիրված են նուկլոնների ոչ առաձգական փոխազդեցությունների էներգետիկ բնույթը ածխածնի միջուկում էներգիայի 760—7600 գէՎ տիրույթում:

Ստացված է, որ ածխածնում նուկլոնների պարզիակ գործակիցը բավարարում է հետևյալ անհավասարությանը $k_{\pi^0} > 0,22 \pm 0,02$:

ENERGETIC CHARACTERISTICS OF INELASTIC
INTERACTIONS OF COSMIC NUCLEONS WITH CARBON

R. VARDANIAN, E. MAMIDJANIAN, R. MARTIROSOV

The energetic characteristics of the inelastic interactions of nucleons with carbon nucleus within the region of nucleon energies of 760—7600 GeV are studied. The average value of the fraction of energy, transferred by nucleon to γ -quanta in carbon is equal to $0,45 \pm 0,03$. The partial coefficient of the inelasticity of nucleons in carbon is $k_{\pi^0} > 0,22 \pm 0,02$.