

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

На правах рукописи

Нубар Григорьевич Бояджян

**ИЗУЧЕНИЕ НЕЙТРОННОЙ КОМПОНЕНТЫ
КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЫСОТАХ
ГОР ПРИ ЭНЕРГИЯХ 500-5000 Гэв**

(055-физика атомного ядра и космических лучей)

(на русском языке)

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации, представленной на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

ЕРЕВАН— 1973

Н.Г.БОЯДЖИАН

ИЗУЧЕНИЕ НЕЙТРОННОЙ КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЫСОТАХ ГОР ПРИ ЭНЕРГИЯХ

500 - 5000 Гэв

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Специальность № 055 - физика атомного ядра
и космических лучей

Научные руководители: К.Ф.М.Н.БАБАЯН Х.П.

Доцент МАМДЖАНИЯ Э.А.

Ереванский физический институт

Ереван - 1972

Работа выполнена в Ереванском физическом
институте

Научные руководители:

Кандидат физико-математических наук Х.П. Бабалян
Д о ц е н т Э.А. Мамиджян

Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических наук М.И. Зейон
Кандидат физико-математических наук А.С. Алексанян

Ведущее предприятие
ФИАН Груз.ССР

Автореферат разослан " " _____ 1973г.
защита диссертации состоится " " _____ 1973г.

на заседании ученого совета Ереванского физического института.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕрФИ.

Ученый секретарь
Совета Кандидат
физ. мат. наук

/С.А. Шахбазян/

1. Глобальным направлением в ядерно-физическом аспекте физики космических лучей становится изучение нуклон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий при высоких энергиях. Это связано, в частности, и с быстрым развитием ускорительной техники на встречных пучках.

Нуклон-ядерные взаимодействия в области высоких энергий позволяют также получить сведения о нуклонных взаимодействиях при энергиях, больших 1000 Гэв.

Для изучения характеристик адронных взаимодействий в различных ядрах, в диапазоне энергий $10^{11} - 10^{13}$ эв, в 1958 году был создан под руководством профессора Григорова Н.Д. и к.ф.м. наук Шестоперова В.Я. ионизационный калориметр с рабочей площадью 10 м^2 . Автор принимал непосредственное участие в многолетних совместных экспериментах НИИЯФ МГУ и ЕрФИ 1958-1967 г.г. по исследованию характеристик указанных взаимодействий на высоте 3250 м над уровнем моря, на горе Арагац.

Исследования проводились ионизационной методикой, существенно улучшенной на станции Арагац, на нескольких вариантах аппаратуры.

Основные выводы, которые были получены непосредственно с участием автора, были изложены в работах [1 - 18].

Одним из последних вариантов аппаратуры явилась установка по изучению нуклонных взаимодействий в углеводе, сочетающая калориметр и пропорциональные счетчики.

В диссертации использовались лишь результаты исследований на этой установке. Все измерения и анализ экспериментальных данных выполнены сотрудниками лаборатории сверхвысоких энергий Брестского физического института, руководимыми автором.

Диссертация состоит из введения и пяти глав.

В введении даны краткие основные выводы, которые были получены при исследовании ядерных взаимодействий ионизационной методикой непосредственно с участием автора.

В первой главе описана аппаратура и методика измерений.

Во второй и третьей главах приводятся экспериментальные данные по угловому распределению и энергетическому спектру одиночных нейтронов с энергией $\geq 5 \cdot 10^{11}$ эв на высоте 3250 м над уровнем моря и анализ этих данных.

В четвертой и пятой главах излагаются экспериментальные данные по определению парциального K_{α} и полного K коэффициентов неупругости нуклонов в углероде и проведен анализ этих данных.

II. Непосредственное экспериментальное изучение элементарного акта взаимодействия нуклонов при высоких энергиях на высотах гор с применением ионизационного калориметра предполагает знание природы первичной ядерно-активной частицы, так как поток адронов на высоте гор состоит из нуклонов, пионов и каонов. Если основываться на зарядовой независимости ядерных сил, тогда можно утверждать, что характеристики взаимодействий протонов и нейтронов одинаковы при высоких энергиях. Из-за простоты эксперимента изучение взаимодействия нуклонов с ядрами целесообразнее проводить, используя поток нейтронов.

Идентификация нейтронов в принципе тривиальна, так как нейтроны — единственные ядерно-активные и долгоживущие частицы, не

имеющие электрического заряда.

Поскольку в прежних наших опытах [1,18,19], применяемая аппаратура не позволяла для каждого индивидуального случая определить природу ядерно-активной частицы, падающей на установку, в излагаемой модификации ионизационный калориметр был дополнен системой пропорциональных счетчиков.

В установке применялись семь рядов пропорциональных счетчиков прямоугольного сечения размерами $300 \times 11 \times 5,5$ см³. В каждом ряду находилось по 26 счетчиков.

Используемые пропорциональные счетчики были разработаны и сконструированы в НИИЯФ МГУ Васильцовым В.В., Григоровым Н.Д. и Шестоперовым В.Я.. Подробное их описание приводится в работе [20].

Верхние два ряда (I и II) пропорциональных счетчиков предназначены для установления наличия или отсутствия заряда у ядерно-активной частицы (в первом случае изучаемые взаимодействия могут вымываться как нуклонами, так и π -мезонами; во втором — только нуклонами). Под фильтром располагались два ряда счетчиков (III и IV), предназначенные для оценки числа вторичных заряженных частиц, родившихся в результате взаимодействия ядерно-активной частицы в фильтре. Остальные три ряда счетчиков, расположенные в глубине ионизационного калориметра, служили для выработки сигнала, управляющего работой счетчиков.

Таким образом, в каждом индивидуальном случае, с помощью системы пропорциональных счетчиков, мы могли определить знак заряда ядерно-активной частицы и координаты вторичных заряженных ядерно-активных частиц, так как оси счетчиков соседних рядов располагались во взаимно-перпендикулярных направлениях.

Для регистрации ливневого сопровождения ядерно-активных частиц и дополнительного контроля показаний двух верхних рядов пропорцио-

нальных счетчиков использовалась система счетчиков Гейгера-Миллера, включенных в годоскоп. В установке применялись 144 счетчика разной площади (18, 100, 330 см²).

Годоскоп площадью $\sim 3 \text{ м}^2$ располагался выше свинцового фильтра над установкой. Фильтр отбирал преимущественно ядерно-активные частицы с малым воздушным сопровождением.

Ионизационный калориметр площадью 10 м² состоял из 12 рядов ионизационных камер длиной 330 см и диаметром 10 см. В каждом ряду находилось по 32 камеры (в I и во II рядах было по 33 камеры и в XII ряду - 30 камер).

Верхние два ряда ионизационных камер (I и II), расположенные под 3 и 5 см свинца, регистрировали электронно-фотонную компоненту от π^0 -мезонов, генерированных адронами в фильтре-мишени, и служили для определения энергии электронно-фотонной компоненты.

Ниже находился собственно калориметр из десяти рядов ионизационных камер, прослоенных железом толщиной по 10 см (по 5 см Fe под III и V рядами). Полная толщина железа в калориметре составляла $\sim 720 \text{ г.см}^{-2}$, т.е. $\sim 5,5$ ядерных пробегов. При помощи этой части установки можно было определить суммарную энергию, переданную адроном, родившимся в результате взаимодействия вторичных ядерно-активных частиц ($E_{\text{н.а.}}$).

Таким образом, в каждом индивидуальном случае, с помощью ионизационного калориметра мы могли определить полную энергию первичной ядерно-активной частицы, прошедшей через установку, а также координаты электронно-фотонных каскадов, развившихся в веществе установки, так как ионизационные камеры одного ряда были расположены перпендикулярно камерам другого ряда.

Над III рядом пропорциональных счетчиков находился фильтр-мишень из углерода (20 г.см⁻²), в котором ядерно-активные частицы испыты-

ывали взаимодействия.

Отбор событий в установках калориметрического типа ведется по суммарному энергосделению в веществе калориметра. Если ядерно-активная частица, упавшая на установку, потеряла в ней долю энергии, превышающую некоторую пороговую величину, то она будет зарегистрирована, независимо от места взаимодействия адрона с веществом установки.

Для срабатывания установки требовалось, чтобы одновременно, т.е. в пределах разрешающего времени установки $\tau = 2 \cdot 10^{-3}$ сек., выполнялись следующие условия:

1. Хотя бы в двух рядах камер возникла суммарная ионизация, превышающая 150 р.ч. в каждом ряду.

2. Суммарная ионизация во всех 12 рядах ионизационных камер превышала 3000 р.ч.

3. Суммарная ионизация в каждом из рядов I и II пропорциональных счетчиков не превышала пороговую величину (5 релятивистских частиц).

4. Суммарная ионизация хотя бы в одном из рядов V, VI и VII пропорциональных счетчиков превышала пороговую величину в 150 релятивистских частиц.

Из всех зарегистрированных, таким образом, событий, независимо от места взаимодействия, отбирались лишь случаи наделения на установку одиночных или с малым воздушным сопровождением адронов, проходящих в пределах телесного угла установки.

При отборе одиночных нейтронов требовалось, чтобы отсутствовала ионизация в двух верхних рядах (I и II) пропорциональных счетчиков и не срабатывал ни один из гейгеровских счетчиков. При этом траектория частицы, построенная по максимальным толчкам

всех рядов калориметра, должна была пересекать площадь I и II рядов пропорциональных счетчиков.

При отборе нейтронов с малым воздушным сопровождением требовалось, чтобы отсутствовала ионизация на продолжении ствола, построенного по данным калориметра в двух верхних рядах (I и II) пропорциональных счетчиков, а воздушное сопровождение регистрировалось в тех же рядах на расстоянии ≥ 30 см от продолжения ствола.

Таким образом, если отобранные события находились в пределах телесного угла установки, то мы могли определить следующие параметры зарегистрированного события:

- 1) энергию частицы;
- 2) наличие или отсутствие заряда у частицы;
- 3) наличие или отсутствие воздушного ливневого сопровождения;
- 4) место взаимодействия частицы, в частности, имело ли место взаимодействие в углероде, свинце или железе;
- 5) угол прихода частицы.

Так как в нашей установке поглотитель был неоднороден, полное энерговыделение в установке определялось в зависимости от места взаимодействия адрона.

При взаимодействии нейтрона в верхнем комбинированном фильтре C + Pb полное энерговыделение в установке равнялось суммарному энерговыделению, зарегистрированному рядами камер, находящимися как под свинцовым фильтром - $E_{\text{п.с.}}$, так и в железном поглотителе установки - $E_{\text{ж.а.}}$.

то есть $E_0 = E_{\text{п.с.}} + E_{\text{ж.а.}}$

При взаимодействии нейтрона в железном поглотителе установки полное энерговыделение равнялось суммарному энерговыделению,

зарегистрированному рядами камер, находящимися под железными фильтрами установки - $E_{\text{ж.а.}}$, т.е. $E_0 = E_{\text{ж.а.}}$.

В каждом индивидуальном случае при определении энергии нейтронов вводились поправки, учитывающие недомер энергии за счет конечной толщины калориметра и ряда методических погрешностей.

Ш. За 621 час работы установки были отобраны события с $E_0 \geq 5 \cdot 10^{11}$ эв, из которых 100 идентифицируемых как нейтроны без сопровождения и 83 - нейтроны с малым воздушным сопровождением.

Наши измерения показали, что интегральный энергетический спектр отобранных событий в интервале энергии $5 \cdot 10^{11}$ эв + $5 \cdot 10^{12}$ эв на высоте 3250 м над уровнем моря можно аппроксимировать степенным законом:

$$N(\geq E) = A \cdot E^{-\delta}$$

Показатель спектра δ потока для одиночных нейтронов оказался равным $2,08 \pm 0,22$.

До настоящего времени энергетический спектр нейтронов, измерялся только на уровне моря [21].

В работе [21] был получен дифференциальный энергетический спектр нейтронов на уровне моря в области энергии 500-1000 Гэв. Он может быть представлен в виде $N(E)dE = A \cdot E^{-\delta}$, где $\delta = 2,96 \pm 0,10$, а согласно [22] в виде $F(E)dE = 5,2 \cdot 10^{-10} \left(\frac{100}{E}\right)^{3,0} dE$.

Для определения абсолютной интенсивности одиночных нейтронов необходимо точно знать геометрический фактор установки, учитывающий в соответствии с угловым распределением регистрируемых нейтронов и геометрические размеры установки.

Если абсолютная интенсивность нейтронов с энергиями $\geq E_0$, идущих в вертикальном направлении, на глубине атмосферы $x - \tau_0$; полное число зарегистрированных установкой нейтронов за единицу времени на глубине $x - \tau_n$, то геометрический фактор установки Γ равен:

$$\Gamma = \frac{F_n}{S_0}$$

Общий поток нейтронов, регистрируемый установкой, описывается функцией вида: $F_n = \iiint dx dy \cos \theta \eta(\theta) d\omega$, где $d\omega = \sin \theta d\alpha d\beta$ - элементарный телесный угол; θ - зенитный угол прохождения нейтронов; α и β - проекции зенитного угла на плоскости, перпендикулярные осям камер; $\eta(\theta)$ - интенсивность нейтронов идущих по направлению θ , на глубине атмосферы x .

Соответствующее значение геометрического фактора равно $2,03 \pm 0,16 \text{ м}^2 \cdot \text{стерад}$

Учет геометрического фактора установки и поправок, обусловленных обратным ходом частиц и наличием свинцового фильтра на установке, позволяет нам получить истинное значение интенсивности одиночных нейтронов без воздушного сопровождения с энергией $\geq 5 \cdot 10^{11}$ эв на глубине 690 г/см^2 . Эта величина равна $(2,2 \pm 0,06) 10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек.}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}$.

Окончательно интегральный энергетический спектр одиночных нейтронов на высоте 3250 м над уровнем моря в области энергии 500-5000 Гэв, можно представить в виде:

$$F(\geq E) = 6 \cdot 10^{-8} \left(\frac{100}{E} \right) (2,08 \pm 0,22) \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек.}^{-1} \cdot \text{стерад.}^{-1}$$

где E измеряется в Гэв.

Представляет интерес определить, какую долю общего потока всех адронов и нуклонов на высотах гор составляют отобранные нами одиночные нейтроны.

Поскольку установка не могла идентифицировать адроны с большим сопровождением, мы можем лишь оценить эту долю, воспользовавшись видом первичного спектра нуклонов и вполне определенной моделью механизма прохождения нуклонов через атмосферу до уровня наблюдения, а также воспользовавшись экспериментальными данными,

полученными нами на другой установке [13].

Вычисленная интенсивность нуклонов с энергией $E_0 \geq 5 \cdot 10^{11}$ эв на высоте 3250 м оказалась равной $3,6 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек.}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}$.

Если сравнить полученную интенсивность нуклонов с интенсивностью одиночных нейтронов, зарегистрированных нами, то доля одиночных нейтронов с энергией $\geq 5 \cdot 10^{11}$ эв в общем потоке всех нуклонов на высотах гор составит 6%. Доля одиночных нейтронов с энергией $\geq 5 \cdot 10^{11}$ эв в общем потоке всех адронов [15] составит 5%.

IV. Непосредственное измерение коэффициента неупругости во взаимодействиях адронов в космических лучах крайне затруднительно из-за трудностей измерения энергии вторичных частиц.

В настоящей работе мы изучали неупругое взаимодействие нейтронов с ядрами атомов углерода в интервале энергии 500-5000 Гэв. При этом установка позволяла в каждом случае измерять лишь частичный коэффициент неупругости K_{π^0} - долю энергии, переданную во взаимодействии в электронно-фотонную компоненту. Для этого необходимо в каждом отдельном случае определить с помощью тонких свинцовых фильтров и ряда ионизационных камер энергию фотонов, возникших в первом акте взаимодействия ядерно-активных частиц E_f , и энергию первичной ядерно-активной частицы E_0 :

$$K_{\pi^0} = \frac{E_f}{E_0}$$

Поскольку толщина графитовой мишени (20 г/см^2) значительно меньше пробега взаимодействия нуклонов в углероде, для корректного экспериментального определения K_{π^0} в углероде необходимо отбирать лишь события, где была полная уверенность в наличии взаимодействия нейтронов в мишени. Под графитовой мишенью установки находился свинцовый фильтр толщиной в 5 см (34 г/см^2), где нейтроны также

могли провзаимодействовать. Применяемая аппаратура позволяла в каждом индивидуальном случае выделять взаимодействие нейтронов именно в графитовой мишени.

За 621 час работы установки было отобрано 96 нейтронов, провзаимодействовавших в графитовой мишени с энергией $E_0 \geq 5 \cdot 10^{11}$ эв и с $E_{эф} > 2 \cdot 10^{10}$ эв.

Среднее экспериментальное значение парциального коэффициента неупругости $\langle \xi_{\pi^0} \rangle$ оказалось равным

$$0.37 \pm 0.04$$

Однако при экспериментальном определении парциального коэффициента неупругости K_{π^0} в углероде с толщиной 20 г/см² имеет существенное значение ряд поправок:

- а) поправка на двукратные взаимодействия нейтронов в углероде;
- б) поправка на взаимодействие нейтронов в свинцовом фильтре;
- в) поправка на подпитку $E_{эф}$ ядерно-активными частицами, возникшими в графите при взаимодействии нейтронов.

а) В среднем в $\sim 1/4$ всех случаев могло наблюдаться вторичное взаимодействие.

Поправка на вторичное взаимодействие нуклонов вводилась методом последовательных приближений. Причем, предполагалось, что распределение парциального коэффициента K_{π^0} в первом и последующих актах одинаково.

При увеличении толщины мишени возникает необходимость учета поправок, рассчитанных для более высоких кратностей взаимодействий.

Поправка на многократные взаимодействия нейтронов в углероде будет равна:

$$\eta = \frac{K_{\pi^0}}{\xi_{\pi^0}} = 0.72$$

б) При определении коэффициента неупругости, как доли энергии, переданной f -квантам во взаимодействиях космических нейтронов в углероде с помощью тонких свинцовых фильтров, необходимо учесть, что вторичные взаимодействия могут произойти и в тонких свинцовых фильтрах.

Наличие под графитовой мишенью 34 г/см² свинца приводило к увеличению экспериментального значения K_{π^0} в 1,18 раз или

$$\eta = \frac{K_{\pi^0}}{\xi_{\pi^0}} = 0.85$$

в) как известно, при взаимодействии нейтронов в графитовой мишени, кроме π^0 -мезонов рождаются с определенной вероятностью и ядерно-активные частицы.

Величину вклада дополнительной ионизации в верхних рядах (I и II) камер от ядерно-активных частиц, возникших в графитовой мишени при взаимодействии нейтронов, можно оценить, исходя из ряда экспериментально измеренных величин, таких, как множественность вторичных ливневых частиц N_s , вероятность взаимодействия ядерно-активной частицы, парциальный коэффициент неупругости K_{π^0} ядерно-активной частицы в свинце и т.д..

После учета поправки на подпитку:

$$K_{\pi^0} = 0.95 \xi_{\pi^0}$$

Учет методических ошибок, обусловленных неточностями в измерении $E_{эф}$ и $E_{на}$, поправок на двукратное взаимодействие в углероде, на дополнительное взаимодействие нейтронов в свинцовом фильтре и на подпитку в величину $E_{эф}$ от ядерно-активных частиц, возникших в графите, позволяет нам получить истинное значение K_{π^0} для нейтронов в углероде:

$$K_{\pi^0} = 0.31 \pm 0.06$$

Значение K_{π^0} в углероде существенно превышает величины парциального коэффициента неупругости K_{π^0} , приводимые в литературе (0,16 + 0,29). Различие может быть вызвано тем обстоятельством, что случаи с $E_{эф} = 0$ исключались из нашего рассмотрения. Действительно, энергия электронно-фотонной компоненты определялась по показаниям верхних двух рядов ионизационных камер, в каждой из которых мог регистрироваться лишь толчок, превышающий 200 р.ч. Следовательно, часть событий, идентифицируемых как случаи с $E_{эф} = 0$, могла обладать энергией $E_{эф} \leq 2 \cdot 10^{10}$ эв (т.е. $0 \leq K < 0,1$).

При большом проценте таких событий среднее значение K_{π^0} может быть в нашем случае существенно завышено.

Если включить в отбираемые события нейтроны, провазимодействовавшие в графитовой мишени с практически полным отсутствием передачи энергии в электронно-фотонную компоненту, т.е. события с $\sum_{i,2} \geq 0$ и $\sum_{i,3,4} > 0$ по данным пропорциональных счетчиков, то средняя величина $\langle K_{\pi^0} \rangle$ для нейтронов в углероде с энергией $5 \cdot 10^{11} \leq E_0 \leq 5 \cdot 10^{12}$ эв равно $\langle K_{\pi^0} \rangle \approx 0,23 \pm 0,07$.

Зависимость $\langle K_{\pi^0} \rangle$ от энергий взаимодействующих нейтронов для разных интервалов энергии E_0 очень слабо выражена в исследуемой энергетической области.

Полученное распределение величины ϵ_{π^0} (а следовательно, и K_{π^0}), для взаимодействий нейтронов с энергией $\geq 5 \cdot 10^{11}$ эв, происшедших в углероде, оказалось весьма широким. Величина ϵ_{π^0} сильно флуктуирует. Существуют события с большой передачей энергии π^0 -мезонам, хотя их и мало (~ 20% событий с величиной $K_{\pi^0} \geq 0,6$).

Основной причиной, которая делает распределение ϵ_{π^0} шире истинного, является наложение вторичных каскадов на первичные и

завышение по этой причине энергии фотонов, возникших в первом акте.

Из характера распределения величины ϵ_{π^0} можно сделать следующие выводы:

а) с вероятностью 10-15% имеет место такое взаимодействие нейтронов с ядрами углерода, при котором в одном акте взаимодействия π^0 -мезонам передается большая часть энергии - ($\epsilon_{\pi^0} > 0,6$).

б) величина K_{π^0} претерпевает существенные флуктуации от нуля до единицы.

Коэффициент неупругости K в нуклон-ядерном взаимодействии определяется, как доля энергии первичной частицы, переданной во взаимодействии всем генерированным вторичным частицам:

$$K = \frac{\sum \epsilon_i}{E_0}$$

где ϵ_i - энергия вторичных вновь рожденных частиц в L системе, а E_0 - полная энергия первичной частицы.

Однако имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные относительно коэффициента неупругости в области больших энергий все ещё довольно скудны и во многом противоречат друг другу.

Для определения полного коэффициента неупругости K при ядерных взаимодействиях высокой энергии часто пользуются соотношением, вытекающим из изотопической инвариантности,

$$\langle K \rangle = 3 \langle K_{\pi^0} \rangle \quad [23]$$

где K_{π^0} - доля энергии, передаваемая в одном акте мезонам.

Полный коэффициент неупругости K может быть измерен независимо от K_{π^0} , если определить долю высокоэнергетичных нуклонов A среди вторичных частиц и энергию этих нуклонов E_2 .

$$K = 1 - \beta A, \quad \text{где} \quad \beta = \frac{E_2}{E_0} [24]$$

При столкновении нуклонов с ядрами энергетически выделенной или высокоэнергетичной частицей считается такая, которая уносит более 15 - 20% первичной энергии. Она будет создавать вторичные взаимодействия в глубине calorimetра, и ядерно-каскадная кривая будет иметь два или более максимума.

В работе [25] проведена аналогия известными свойствами взаимодействия в форме приближенных каскадов в calorиметре и вене работы гипотеза о происхождении каскадов различного типа, на базе которой возможен анализ элементарного акта.

Выяснилось, что если в акте столкновения не образовались выскоэнергетичные заряженные частицы, то ядерно-каскадная кривая будет иметь один максимум. При взаимодействии нуклонов ядерно-каскадная кривая будет иметь один или больше вторичных максимумов, а пионы дадут ядерно-каскадные кривые, имеющие лишь один максимум или каскады с числом максимумов ≥ 3 .

При анализе ядерно-каскадных кривых, полученных от нейтронов в акте столкновения с ядрами углерода, оказалось, что в 20% случаев наблюдается один максимум. Если эти события являются результатом передачи всей энергии 1^{го} -мезона, то на-за изотопической инвариантности число таких событий с участием заряженных мезонов будет в 2 раза больше. Если высокоэнергетичных нуклонов в среде вторичных частиц равна 0,4.

В работе [25] было показано, что вклад пионов в измеренное значение β увеличивает эту величину на 15%. Учитывая эту поправку, исправленное значение $\langle \beta \rangle = 0,87$. Пользуясь значениями A и β , вычислили $\langle K \rangle = 1 - \langle \beta \rangle A = 0,69 \pm 0,05$

Сравнивая этот результат с величиной $\langle K_{\pi^0} \rangle$ можно утверждать, что соотношение $\langle K \rangle = 3 \langle K_{\pi^0} \rangle$ выполняется в пределах ошибок эксперимента.

Для отобранных таким образом событий помный коэффициент нейтралности при взаимодействии нейтрон-ядро углерода в энергетической области $5 \cdot 10^{11} \leq E_0 \leq 5 \cdot 10^{12}$ равен

$$\langle K \rangle = 0,69 \pm 0,05$$

Основные материалы, напечатанные в Уисерсити, опубликованы в статьях [26-30] и доложены на Всесоюзных конференциях в Новосибирске (1967), в Ленинграде (1969г.), в Москве (1970г.) и Междуна-родной конференции по космическим лучам в Будапеште (1969 г.).

ЛИТЕРАТУРА

1. Х.П.Бабаян, Н.Г.Бояджян, Н.Л.Григоров, Е.А.Третьякова, В.Я.Шестоперов. ЖЭТФ, 44, 22, 1963 г.
2. Х.П.Бабаян, Я.С.Бабечки, Н.Г.Бояджян, Э.А.Буя, Н.Л.Григоров, Е.С.Лоскевич, Э.А.Мамиджян, К.И.Массальский, А.А.Олес, Е.А.Третьякова и В.Я.Шестоперов. Изв.АН СССР, сер.физ.26, № 5, 558, 1962 г.
3. Х.П.Бабаян, Н.Г.Бояджян, Э.А.Мамиджян, Н.Л.Григоров, Е.А.Третьякова и В.Я.Шестоперов. ЖЭТФ, 46, 110, 1964 г.
4. Н.Р.Бабаян, Ya.S.Babecki, N.K. Boyadjian, Z.A.Buja, N.L.Grigorov, A.Oles, C.A.Tretyakova, V.Ya.Shestoperov. J.Phys.Soc.Japan, 17, Suppl., A-3, 383, 1962
5. Х.П.Бабаян, Н.Г.Бояджян, Н.Л.Григоров, Э.А.Мамиджян, Е.А.Третьякова и В.Я.Шестоперов. ЖЭТФ, 45, 418, 1963 г.
6. Х.П.Бабаян, Н.Г.Бояджян, Н.Л.Григоров, Э.А.Мамиджян, Е.А.Третьякова и В.Я.Шестоперов. ЖЭТФ, 46, 1525, 1964г.
7. Х.П.Бабаян, Н.Г.Бояджян, Н.Л.Григоров, Р.А.Ниммик и В.Я.Шестоперов. Изв. АН СССР, сер.физ.30, № 10, 1713, 1966г.
8. N.L.Grigorov, C.A.Tretyakova, V.J.Shestoperov, C.P.Babayan, N.G.Boyadjyan, J.Massalski, B.Niziol, A.Oles, Acta Phys.Polon., vol.24, No 3, 357, 1963
9. N.L.Grigorov, V.Ya. Shestoperov, R.A.Nimik, C.P.Babayan, N.G.Boyadjyan Proc.Int.Conf.on Cosmic Rays, London, 1965, 2, 649
10. Н.Г.Бояджян и Э.А.Мамиджян. Изв. АН СССР, сер.физ.32, № 3, 456, 1968 г.
11. Х.П.Бабаян, Н.Г.Бояджян, Н.Л.Григоров, Л.С.Давыдова, Р.А.Ниммик, Л.И.Сарычева, В.А.Собиняков и В.Я.Шестоперов. Изв.АН Арм ССР, Физика 3, 189, 1968 г.
12. Х.П.Бабаян, Н.Г.Бояджян, Н.Л.Григоров, Э.А.Мамиджян, Л.С.Давыдова, Л.И.Сарычева и В.Я.Шестоперов. Ученые записки Ереву 2, 17, 1967г.

13. Х.П.Бабаян, Н.Г.Бояджян, Н.Л.Григоров, Э.А.Мамиджян, В.А.Собиняков и В.Я.Шестоперов. Изв.АН Арм.ССР. Физика 2, 207, 1967 г.
14. Х.П.Бабаян, Н.Г.Бояджян, Н.Л.Григоров, Э.А.Мамиджян, В.А.Собиняков, Е.А.Третьякова и В.Я.Шестоперов. Изв.АН СССР, сер.физ.32, № 9, 1425, 1967 г.
15. N.L.Grigorov, C.A.Tretyakova, V.Ya.Shestoperov, C.P.Babayan, N.G.Boyadjyan, E.A.Mamidjanyan. Canad.J.of Phys., 46, 5 686, 1968
16. N.L.Grigorov, C.A.Tretyakova, V.Ya.Shestoperov, C.P.Babayan, N.G.Boyadjyan, Z.Buja, J.Loskiewicz, J.Massalski, A.Oles. Nukleonika, 7, No.2, 61, 1962
17. N.L.Grigorov, C.A.Tretyakova, V.Ya.Shestoperov, C.P.Babayan, N.G.Boyadjyan, J.Babecki, J.Loskiewicz, J.Massalski, A.Oles. Nukleonika, 7, No.12, 759, 1962
18. Х.П.Бабаян, Н.Л.Григоров, Е.А.Третьякова и В.Я.Шестоперов. Изв. АН СССР, сер.физ.29, 1648, 1965 г.
19. Н.Л.Григоров, В.Я.Шестоперов, С.И.Бриккер, А.В.Подгурская, А.И.Савельева, В.А.Собиняков, Л.М.Поперекова и А.И.Плехова. Изв. АН СССР, сер.физ.30, 1621, 1966 г.
20. В.В.Васильцов, Н.Л.Григоров и В.Я.Шестоперов, ПТЭ, № 1, 73, 1968 г.
21. F.Ashton, N.Smith, J.King, E.A.Mamidjanian. Proc.Int.Conf.on Cosmic Rays.Budapest, 1, 166 (1969)
22. Н.Л.Григоров, Э.А.Мамиджян. Изв.АН Арм ССР, сер.физ. № 3, 142, 1969 г.
23. Е.Л.Фейнберг. Изв. АН СССР, сер.физ. 26, № 5, 622 (1962).
24. В.С.Мурзин. Изв.АН СССР, сер.физ. 28, № 11, 1790, (1964).

25. В.С.Мурзин. Докторская диссертация ФИАН СССР, 1969 г.

Отражающие материалы диссертации:

26. Х.П.Бабаян, Н.Г.Бояджян, В.В.Васильцов и Э.А.Мамиджян,
Изв.АН Арм. ССР, Физика, 5, 458, 1970 г.
27. Х.П.Бабаян, Н.Г.Бояджян и Э.А.Мамиджян. Изв.АН СССР, сер.
физ. 34, № 9, 1922, 1970 г.
28. Х.П.Бабаян, Н.Г.Бояджян и Э.А.Мамиджян. Изв.АН Арм.ССР,
Физика, 6, 168, 1971г.
29. Х.П.Бабаян, Н.Г.Бояджян и Э.А.Мамиджян. Ядерная физика,
14, 639, 1971г.
30. Х.П.Бабаян, Н.Г.Бояджян и Э.А. Мамиджян. Изв.АН СССР, сер.
физ. 35, № 10, 2964, 1971 г.

Заказ 0217 ВФ-05650 Тираж 200

Подписано к печати 19/III-73г.Формат издания 30 x 42 ,

Отпечатано на ротапринтере
Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Маркаряна 2