

ТБИЛИССКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО
ЗНАМЕНИ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

ЭРИК АРТАШЕСОВИЧ МАМИДЖАНИЯ

**ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
НЕЙТРОНОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С ЯДРАМИ
ПРИ ЭНЕРГИЯХ 50 - 10000 Гев**

(на русском языке)

(01.04.16 - физика атомного ядра и космических лучей)

АВТОРЕФЕРАТ

**диссертации, представленной на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук**

ТБИЛИСИ - 1975

Работа выполнена в Ереванском Физическом институте

Официальные оппоненты:

доктор физ-мат. наук, проф. С.И.Никольский

доктор физ-мат. наук, проф. В.С.Мурзин

доктор физ-мат. наук, проф. Н.Н.Ройнишвили

Ведущее предприятие - Ордена Трудового Красного знамени Московский инженерно-физический институт

Автореферат разослан

Защита диссертации состоится

на заседании Ученого Совета факультета физики Тбилисского Государственного Университета

Адрес: г. Тбилиси, проспект Чавчавадзе, 3

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Тбилисского Государственного Университета

Ученый секретарь

Доц. Р. В. ЦИТАИШВИЛИ

Изучение адрон-ядерных взаимодействий в физике космических лучей при энергиях 10^3-10^4 Гэв весьма актуально и в настоящее время множество важных вопросов требует разрешения. Некоторые из них следующие:

а/ Хорошо известно, что при энергиях $E_L \geq 10^2$ Гэв основные усредненные характеристики нуклон-нуклонных взаимодействий χ сечение, неупругость, множественность, поперечный импульс и т.д. / слабо зависят от энергии. Эксперименты в космических лучах показывают, что в нуклон-ядерных взаимодействиях также не наблюдается существенного изменения картины неупругого столкновения до $E_L \sim 10^4$ Гэв по сравнению с взаимодействиями при энергиях в несколько десятков Гэв.

Уточнение параметров неупругих столкновений при $E_L = 10^3-10^4$ Гэв, где, повидимому, можно говорить о масштабной инвариантности /эффективные сечения, неупругость/ - одна из центральных задач ядерно-физического аспекта космических лучей.

б/ Вся совокупность экспериментальных данных при $E_L \geq 10^3$ Гэв указывает на то, что имеются два специфических вида взаимодействий с различными характеристиками: пионизация и дифракционный механизм генерации вторичных частиц. Взаимодействия дифракционного характера /практически независимость сечения взаимодействия от энергии, малая множественность вторичных частиц и резкая асимметрия/ реализуются в $\sim 20\%$ всех случаев взаимодействия. В остальных актах множественной генерации вторичные частицы обусловлены пионизационным механизмом образования. Необходимо объяснить эти факты.

в/ Выход на асимптотические режимы многих характеристик столкновений можно надеяться обнаружить лишь при энергиях, может

быть существенно превышающих 10^3 Гэв.

г/ Особую роль при этом играет изучение нуклон-ядерных взаимодействий. Уже сейчас есть указания на то, что нуклон-ядерные взаимодействия по своим характеристикам могут не отличаться от pp взаимодействий столь значительно, как раньше предсказывалось. В частности, свидетельством этому явилось бы доказательство независимости /или очень слабой зависимости/ коэффициента неупругости $\langle K \rangle$ от атомного номера вещества.

д/ В последние годы наблюдается тенденция к введению новых понятий для описания неупругих процессов при сверхвысоких энергиях. Набор физических параметров, которые характеризуют элементарный акт, явно оказывается недостаточным для одновременного количественного описания взаимодействия на основе определенных теоретических предположений. Начатое интенсивное изучение инклюзивных реакций позволяет проникнуть в динамику многочастичных процессов, а также проверить справедливость существующих моделей при сверхвысоких энергиях.

Различные динамические модели, такие как модель предельной фрагментации, партонная модель, мультипериферическая, мультифаз-ерольные и мультиредиеонные модели приводят к гипотезе о масштабной инвариантности или скейлинге.

Скейлинговая гипотеза должна быть безусловно связана с наличием двух существенно разных процессов при высоких энергиях — пионизации и дифракционного. Для доказательства скейлинга при высоких энергиях необходимы достоверные экспериментальные данные по нуклон-ядерным взаимодействиям в области энергии 10^3-10^4 Гэв. Скейлинг должен проявиться, в частности, в постоянстве коэффициентов неупругости, надежные измерения которых представляют

большой интерес не только для выяснения их зависимости от энергии, но и из-за важности параметров неупругости для анализа и интерпретации всей совокупности экспериментальных данных.

В связи со всем изложенным очевидна необходимость корректных измерений традиционных характеристик элементарного акта при энергиях 1.000 Гэв и выше со статистическими точностями, более или менее близкими к ускорительным.

Критерием корректности должно быть совпадение измеренных величин характеристик с ускорительными данными при меньших энергиях с учетом энергетических зависимостей.

Диссертация посвящена количественному изучению нейтронной компоненты космического излучения на уровне моря и в области энергии 50-1.000 Гэв /1967-1969 г.г./ и на высотах гор в области энергии 500-10.000 Гэв /1968-1973 г.г./. В ней приводятся результаты статистически достаточно обеспеченных исследований автора по взаимодействиям нуклонов с легкими, средними и тяжелыми ядрами.

Выбор нейтронов как объекта исследования, был обусловлен не столько простотой их идентификации в адронах космических лучей при высоких энергиях, сколько тем обстоятельством, что эксперименты по адронным взаимодействиям посвящены за редким исключением изучению протон-протонных взаимодействий при ускорительных энергиях и заряженной адронной компоненте при космических лучах $\gtrsim 1000$ Гэв/.

Основные измерения проводились на высокогорной станции "Арагац" Ереванского Физического института /высота 3250 м над уровнем моря/: они явились продолжением многолетних совместных экспериментов лабораторий ЕФИ и НИИЯФ МГУ под общим руководством

Н.Л.Григорова и В.Я.Шестоперова /1957-1971 г.г./.

В 1969 г. на базе большого арагацкого ионизационного калориметра с площадью $\sim 10 \text{ м}^2$, сконструированного в НИИЯФ МГУ, была создана установка для изучения неупругих взаимодействий одиночных адронов с энергией выше 500 Гэв. Для этого калориметр был дополнен системой пропорциональных счетчиков в одной серии измерений и системой из газоразрядных счетчиков, включенных в годоскоп, в другой серии измерений. Те и другие счетчики, а также радиотехнические схемы к ним были разработаны в НИИЯФ МГУ. Варианты их согласования с ионизационным калориметром были реализованы совместно лабораториями ЕФИ и НИИЯФ МГУ. Эксперименты на этих установках, предназначенные для исследования неупругих взаимодействий нейтронов с разными ядрами, были предложены и выполнены полностью лабораторией ЕФИ, руководимой автором. В диссертации излагаются только результаты этих работ.

Сколо двух лет /1967-1968 г.г./ автор проработал в лабораториях космических лучей Дархэмского университета /Англия/ по программе обмена, а в дальнейшем по любезному приглашению профессора Рочестера.

В лаборатории профессора Вольфендэйля автором было предложено методическое усовершенствование эксперимента по исследованию нейтронной компоненты космического излучения на уровне моря, и он непосредственно участвовал в проведении эксперимента. Результаты этих измерений также вошли в диссертацию.

Диссертация состоит из введения, девяти глав в двух частях и кратких выводов.

I. В первой части излагаются результаты по измерениям энергетического спектра и углового распределения нейтронов в области

энергии 50-1.000 Гэв, которые были получены на высоте 60 м над уровнем моря /Дархэм, Англия/.

В главе I приводится описание аппаратуры /установка А/ и методика исследований.

Установка А состоит из следующих элементов /отсчет ведется сверху вниз/: восемь рядов неоновых искровых трубок- *flash tubes*; 23 см железного поглотителя; четыре ряда трубок, расположенные во взаимно-перпендикулярных направлениях попарно, три больших, примыкающих друг к другу, сцинтиллятора из жидкого медицинского парафина толщиной 17 см и последние четыре ряда искровых трубок, также расположенные во взаимно-перпендикулярных направлениях.

Описываемая установка представляет из себя улучшенный вариант предложенной Аштоном и Коутсом аппаратуры для измерения энергетических спектров [1]. Основное различие - использование рядов трубок в двух взаимно-перпендикулярных плоскостях, что свело процент неопределенных событий практически до нуля, а также увеличение эффективной площади установки в три раза /до $3,9 \text{ м}^2$ /.

Аппаратура регистрирует нейтроны и заряженные частицы /адроны, мюоны/, приходящие под небольшими зенитными углами $\theta < 60^\circ$.

Искровые трубки дают визуальную информацию о событии и, в частности, позволяют идентифицировать частицу и построить её траекторию. Ошибка в измерении зенитного угла θ падающей на установку частицы составляет $\pm 3^\circ$.

Сцинтилляционный детектор измеряет величину толчка в сцинтилляторе и тем самым дает возможность определить энергию частицы, генерирующей толчок.

В главе подробно описана методика измерения энергии и выводится соотношение между спектром толчков и энергетическим спектром

частиц, генерирующих толчок.

Геометрический фактор установки - 0.9 м^2 стеррад.

Всего было зарегистрировано 150 нейтральных адронов.

II. Во второй главе приводятся экспериментальные результаты по угловому распределению и дифференциальному энергетическому спектру нейтронов, полученные на установке А.

Угловое распределение нейтронов на уровне моря хорошо описывается зависимостью вида $\sim \cos^n \theta$, где $n = 7.70 \pm 0.60$.

При определении дифференциального энергетического спектра учитывались некоторая неоднородность жидкого сцинтиллятора, неодинаковые значения эффективности различных рядов искровых трубок, а также поправки на мертвое время аппаратуры, барометрический эффект, уменьшение геометрического фактора установки при больших толчках в сцинтилляторах и доля неопределенных событий с большим сопровождением.

Полученный нами дифференциальный энергетический спектр нейтронов на уровне моря в области энергии 50-1.000 Гэв нельзя описать единой экспонентой. Показатель δ изменяется при росте энергии от 2,6 до 3,2.

При малых энергиях спектр совпадает с экспериментальным спектром протонов на уровне моря, полученным Бруком и Вольфендейлем [2], и аппроксимируется степенным выражением:

$$F_n(E) dE = 1,10 \cdot 10^{-9} \left(\frac{100}{E}\right)^{2,60 \pm 0,08} dE \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стеррад}^{-1} \text{ Гэв}^{-1} / \text{I/}$$

для $50 \leq E \leq 200$ Гэв.

При больших энергиях спектр нейтронов становится круче экстраполяция протонного спектра и его можно аппроксимировать степенным выражением вида:

$$F_n(E) dE = 1,21 \cdot 10^{-9} \left(\frac{100}{E}\right)^{3,20 \pm 0,20} dE \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стеррад}^{-1} \text{ Гэв}^{-1} / 2/$$

для $300 \leq E < 1.000$ Гэв.

Для объяснения полученного нами спектра мы привлекли как результаты косвенных измерений первичного спектра космических лучей, так и экспериментальные данные по изучению первичных космических лучей высокой энергии непосредственными методами на искусственных спутниках Земли и баллонах.

а/ Основываясь на измерениях [2], Бруком и др. был рассчитан первичный спектр космических лучей в энергетической области $10^{10} - 3 \cdot 10^{13}$ эв/нукл. [3].

Интегральный энергетический спектр первичных адронов аппроксимируется выражением:

$$J(\geq E, x=0) = (0,87^{+0,52}_{-0,30}) E^{-1,52} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стеррад}^{-1}, \quad /3/$$

где E измеряется в Гэв.

Глоэккером и др. [4] был вычислен спектр первичных протонов по измерениям на самолетных высотах вплоть до энергии 100 Гэв. При малых энергиях $(E \leq 100 \text{ Гэв})$ спектр совпадает со спектром [3]. Спектр [4] согласуется с прямыми измерениями при малых энергиях и со всеми косвенными данными при энергиях ≥ 100 Гэв, однако, если сравнить его с результатами спутниковых экспериментов, завышен вдвое при энергии ~ 1.000 Гэв.

Воспользовавшись спектром [4], можно объяснить измеренный нами нейтронный спектр уменьшением пробега поглощения нуклонной компоненты $\lambda_{\alpha N_{A12}}$ с увеличением энергии нуклона.

Исходя из полученных значений λ_{α} , можно оценить величину

коэффициента упругости β нуклона в атмосфере.

Легко показать, что общепринятые значения β допускаются, предположив увеличение неупругого сечения нуклон-нуклонного взаимодействия $\sigma_{in NN}$ с энергией. Экспериментальные данные последних лет в космических лучах и на встречных пучках [5-8] действительно указывают на рост $\sigma_{in NN}$ и $\sigma_{tot NN}$ с увеличением энергии.

Так, например, данные на ISR Амальди и др. [7] в области энергии 290-1480 Гэв дают формулу

$$\sigma_{tot NN} = (38,4 \pm 0,3) + (0,9 \pm 0,3) \ln^{1,8 \pm 0,4} \left(\frac{s}{s_0} \right), \quad /4/$$

где $s_0 = 200 \text{ Гэв}^2$.

Можно показать, что благодаря эффекту перезарядки нуклонов при неупругих взаимодействиях следует ожидать, что протонный и нейтронный спектры на больших глубинах атмосферы будут тождественными. В области энергии 20 - 100 Гэв эксперименты подтверждают одинаковость спектров на уровне моря. Однако при энергиях, превышающих 200 Гэв, измерен только нейтронный спектр. Вопрос, будет ли при больших энергиях протонный спектр подобен нейтронному, остается открытым.

б/ Можно рассчитать форму и величину измеренного спектра при энергиях $E \geq 250 \text{ Гэв}$, если принять первичный спектр протонов и всех частиц в виде, полученном на спутниках серии "Протон" Григоровым и др. /см. напр., монографию [9]/. Прямыми являются также измерения первичного спектра на баллонных высотах Пикау и др. [10] при энергиях до 500 Гэв и Ормеса и др. [11] при энергиях до 2000 Гэв.

Данные [10] и [11] совпадают. Показатель δ в области энергий 50-2000 Гэв постоянен и равен $2,7 \pm 0,1$ [11].

Спектр первичных протонов, полученный Григоровым и др. описывается степенной функцией, показатель которой меняется на 0,6 при $E \sim 10^{12}$ эв / $\delta - 1 = 1,62$ при энергиях 50-2000 Гэв и $\delta - 1 = 2,2$ при $E \geq 2000 \text{ Гэв}$ /. По абсолютному значению результаты Ормеса и др. и Григорова и др. совпадают при энергии $E \sim 10^3 \text{ Гэв}$. Однако при больших энергиях, как утверждают Ормес и др. [11], "никакого излома в спектре протонов не предвидится".

Сопоставление непосредственно измеренных первичных спектров с полученным нами спектром нейтронов на уровне моря проводилось при следующих предположениях:

1/ первичный спектр - по Григорову и др.

Сечение $\sigma_{in NA_{12}}(E)$ - постоянно.

2/ Первичный спектр - по Григорову и др.

Сечение $\sigma_{in NA_{12}}(E)$ растет по закону [12]:

$$\sigma_{in NA_{12}} = \text{Const}, [1 + 0,8 \cdot 10^{-2} \ln \frac{E}{20}] \quad \text{при } 20 \text{ Гэв} \leq E \leq 1000 \text{ Гэв}$$

$$\sigma_{in NA_{12}} = \text{Const}_2 \quad \text{при } E \geq 1000 \text{ Гэв} \quad /5/$$

3/ Первичный спектр - по Ормесу и др.:

$$Y_p(E, x=0) dE = (8,6 \pm 0,8) \cdot 10^{-6} E^{2,75 \pm 0,03} \text{ м}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ ст.р.г}^{-1} \text{ Гэв}^{-1} /6/$$

Сечение $\sigma_{in NA_{12}}$ растет в согласии с ускорительными данными по PP и PC взаимодействиям /Серпухов, ISR /.

Аналитически эту зависимость можно аппроксимировать выражением

$$\sigma_{in NA_{12}}(E) = (226 \pm 3) + (4,33 \pm 0,11) \lg^2 E \quad /7/$$

в области энергии $20 \text{ Гэв} < E \leq 2000 \text{ Гэв}$,

где σ_{in} измеряется в мб и E - в Гэв.

Наилучшим оказалось согласование измеренного спектра нейтронов с первичным спектром при предположениях 3/ и условии, что коэффициент неупругости взаимодействия нуклонов с ядрами атмосферы не зависит от энергии и равен 0,65 /в соответствии с нашими результатами - см. гл. 9 диссертации/.

Однако из-за отсутствия единой точки зрения по первичным спектрам при энергиях $\geq 10^3$ Гэв это согласование не единственное. Для окончательного ответа необходимы прямые измерения протонного спектра на уровне моря в области энергии до 1000 Гэв и дальнейшие измерения первичного спектра космических лучей в области энергии $10^{12} - 10^{14}$ эв.

III-IV. Излагаемые во второй части диссертации результаты по исследованию характеристик взаимодействия нейтронов с различными ядрами в диапазоне энергии $5 \cdot 10^{11} - 1 \cdot 10^{13}$ эв /и выше/ получены на высокогорной станции "Арагац".

Измерения проводились ионизационной методикой с двумя вариантами аппаратуры.

В третьей главе описывается установка В. Основными элементами её являются ионизационный калориметр, система пропорциональных счетчиков, годоскопическая система счетчиков Гейгера, углеродная мишень и свинцовые фильтры.

Большой ионизационный калориметр площадью 10 м^2 состоит из 12 рядов ионизационных камер длиной 330 см и диаметром 10 см. В каждом ряду находится по 32 камеры.

Верхние два ряда камер, расположенные под 3 и 5 см свинца, регистрируют э.-ф. компоненту от нейтральных пионов, генерированных адронами в мишени, и служат для определения энергии э.-ф. компоненты $E_{\text{э.ф.}} = E_{\text{п.}}$.

Ниже находится собственно калориметр из десяти рядов ионизационных камер, прослоенных 10 см железными фильтрами /по 5 см Fe под третьим и пятым рядами./ Камеры четных рядов расположены перпендикулярно камерам нечетных рядов.

Калориметр был дополнен системой пропорциональных счетчиков, разработанных и сконструированных в НИИЯФ МГУ [13].

Ниже описываемый эксперимент с выделением из потока адронов одиночных и с малоплотным воздушным сопровождением /не больше четырех частиц на площади 10 м^2 / нейтронов пропорциональной методикой был предложен и проведен в ЕФИ.

Как показали наши исследования, для применяемых пропорциональных счетчиков характерна высокая стабильность характеристик во времени и почти 100%-ная эффективность регистрации частиц $/98 \pm 1\%$.

В установке расположены семь рядов пропорциональных счетчиков прямоугольного сечения размерами $300 \times 11 \times 0,5 \text{ см}^3$. В каждом ряду имеется 26 счетчиков.

Верхние два ряда предназначены для установления наличия или отсутствия заряда у я.-а. частицы. В первом случае изучаемые взаимодействия могут вызываться как нуклонами, так и пионами, во втором - только нуклонами /нейтронами/. Под мишенью - 20 г см^{-2} углерода - располагаются два ряда счетчиков для выделения случаев взаимодействия в углеродной мишени. Остальные три ряда служат для выработки сигнала, управляющего работой счетчиков.

Оси счетчиков соседних рядов расположены во взаимно-перпендикулярных направлениях.

Для регистрации ливневого сопровождения я.-а. частицы и дополнительного контроля показаний двух верхних рядов пропорцио-

нальных счетчиков используется система счетчиков Гейгера, включенных в годоскоп над установкой /144 счетчика с площадью 18,200 и 330 см²/.

Геометрический фактор установки равен $2,03 \pm 0,10$ м²стер.

Установка Б проработала с 1 сентября 1968 г. по 1 сентября 1969 г.

В главе подробно рассмотрены методические вопросы, в частности, систематические и статистические ошибки в измерении энергии электронно-фотонной и ядерно-активной компонент. Впервые количественно проанализирован эффект "обратного" тока. Показано, что эффект не зависит от мощности суммарного толчка в калориметре /т.е. энергии адрона/ и может сказаться не более чем в 20±8% всех событий, идентифицируемых как одиночные нейтроны.

IV. В четвертой главе описывается вторая установка /установка В/ по изучению неупругих взаимодействий космических нейтронов с ядрами. Она сочетает большой ионизационный калориметр установки В с годоскопической системой, предназначенной для идентификации адронов. Аппаратура позволяет выделять нейтроны и заряженные адроны с энергией $5 \cdot 10^{11}$ - $3 \cdot 10^{13}$ эв.

В отличие от установки В толщина слоев железа над четвертым и шестым рядами ионизационных камер была доведена до 10 см.

Расположенные над калориметром два ряда ионизационных камер со свинцовыми фильтрами толщиной 3 и 2 см служат для определения энергии $E_{\text{ф}}$ э.-ф. компоненты.

Находящийся выше углеродный фильтр толщиной 60 гсм⁻² /в другой серии измерений - 20 гсм⁻²/ является мишенью, в которой происходят ядерные взаимодействия адрона.

Над мишенью располагается годоскопическая система из двух

рядов газоразрядных счетчиков СИ-5Г /длина каждого счетчика 65 см, диаметр 6 см/. Расстояние между рядами составляет 1,47 м. В верхнем, первом, ряду имеется 420 счетчиков, в нижнем - 360 счетчиков. Счетчики обоих рядов, размещенные во взаимно-перпендикулярных направлениях, перекрывают площадь калориметра. Площадь первого ряда равна 14,2 м², площадь второго - 12,4 м².

Годоскопическая система регистрирует воздушное ливневое сопровождение я.-а. частиц, падающих на установку, выделяет с точностью до одной счетчиковой коробки частицы, идущие без сопровождения /одиночные адроны/, и идентифицирует сорт адронов.

Регистрация событий происходит всякий раз, когда энергоделение в калориметре превышает пороговую величину и годоскоп фиксирует прохождение одиночных или с малым ливневым сопровождением частиц.

Геометрический фактор установки равен $1,54 \pm 0,08$ м² стер. Полное время измерений на установке В - 11.000 часов, из которых 3.000 часов установка проработала с углеродной мишенью толщиной 60 гсм⁻², 4000 часов - с углеродной мишенью толщиной 20 гсм⁻², 4.000 часов - без углеродной мишени. Углеродная мишень периодически убиралась для измерения сечения неупругого взаимодействия адронов в углероде.

При углеродной мишени 60 гсм⁻² около 2.000 часов аппаратура регистрировала все случаи с величиной толчка, большей 4.000 релятивистских частиц /т.е. регистрировались адроны с любым сопровождением/.

Особое внимание уделено детальному анализу параметров годоскопа, в частности, эффекту "обратного" тока частиц.

Показано, что использованный нами метод идентификации я.-а. частиц годоскопической системой в сочетании с калориметрической установкой со столь большой площадью $\sim 10 \text{ м}^2$ является достаточно надежным:

- а/ эффективность регистрации заряженных адронов годоскопической системой составляет $71,8 \pm 2,3\%$;
- б/ практически все отобранные события с отсутствием срабатывания в обоих рядах годоскопа являются нейтронами /вероятность наличия заряженных адронов составляет $2,2 \pm 0,1\%$;
- в/ поправкой на боковой эффект рассеянных электронов можно пренебречь;
- г/ поправка на обратный ток ливневых заряженных частиц составляет не более $32 \pm 10\%$;

д/ годоскопическая система управляема и стабильна.

У. В остальных главах диссертации анализируются экспериментальные данные, полученные на установках Б и В.

В пятой главе используются данные, полученные на установке В с углеродной мишенью толщиной 60 гсм^{-2} /§1/ и 20 гсм^{-2} /§2/. Наличие углеродной мишени, свинцовых фильтров и железного поглотителя давало возможность измерить и сравнить характеристики взаимодействий заряженной и нейтральной адронных компонент с ядрами углерода, железа и свинца. Система отбора заряженных и нейтральных событий была идентичной.

Всего было проанализировано 2472 случая с энерговыделением в калориметре, превышающим 600 Гэв. На этом статистическом материале было показано, что характеристики отобранных нейтральных и заряженных адронов с ядрами С, Fe и Pb одинаковы /доля

энергии ξ_{π^0} , переданная во взаимодействиях адрона в слое вещества нейтральным пионам, парциальный состав различных сортов ядерно-каскадных кривых, усредненные ядерно-каскадные кривые и т.д./.

Как показано в гл.6-9, тождественны и некоторые другие характеристики взаимодействий.

Подробно рассмотрено зарядовое отношение $\frac{N_{зар}}{N_{нейт}}$ отобранных событий. Показано, что эта величина зависит от глубины места взаимодействия адрона.

Из наших данных можно оценить долю пионов в потоке всех адронов, зарегистрированных установкой. Верхний предел этой величины составляет $46 \pm 4\%$.

Если считать, что в потоке заряженных адронов, регистрируемых установкой, доля пионов пренебрежимо мала, то совокупность полученных экспериментальных фактов можно считать доказательством гипотезы зарядовой независимости [14] при энергиях ~ 1.000 Гэв.

Если же предположить, что вклад пионов в отобранные заряженные события заметен и превышает 20%, то из приведенных в главе экспериментальных данных следует также другой важный вывод: при энергиях 1.000 Гэв многие характеристики пион- и протон-ядерных взаимодействий существенно не отличаются.

У1. В главе используются данные, полученные на установках Б и В по энергетическим спектрам и угловому распределению адронов на высотах гор.

Энергетические спектры адронов определялись в диапазоне энергии $1,0 \cdot 10^{12} \leq E \leq 5 \cdot 10^{12}$ эв, так как при меньших энергиях радиотехнический порог установки может исказить спектр, а при $E \geq 5$ Тэв, повидимому, существенную роль начинает играть эффект

группового падения частиц [9].

Энергетический спектр всех адронов на высоте гор можно аппроксимировать выражением:

$$F_h(\geq E) = 1,82 \cdot 10^{-6} \left(\frac{100}{E}\right)^{1,91 \pm 0,06} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1} \quad /8/$$

Величина абсолютного потока адронов с $E \geq 10^{12}$ эв равна $2,2 \pm 0,1 / 10^{-8} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1}$, что находится в согласии с данными Григорова и др. [9] и Никольского и др. [15].

Угловое распределение адронов описывается выражением вида $\sim \cos^{6,1 \pm 0,3} \theta$.

Пробег поглощения адронной компоненты в верхних слоях атмосферы равен $115 \pm 7 \text{ гсм}^{-2}$.

Пробег поглощения нуклонной компоненты с $E \geq 10^{12}$ эв в верхних слоях атмосферы равен $111 \pm 3 \text{ гсм}^{-2}$, в нижних слоях атмосферы $700 \text{ гсм}^{-2} \leq X \leq 1000 \text{ гсм}^{-2}$ - $107 \pm 6 \text{ гсм}^{-2}$.

В главе приводятся также данные по энергетическому спектру одиночных нейтронов и заряженных адронов.

Интегральный энергетический спектр одиночных адронов на высотах гор можно описать степенным выражением с показателем $\gamma - 1 \sim 2,0$.

Абсолютный поток одиночных адронов с энергией $E \geq 10^3$ Гэв без ливневого сопровождения на высотах гор равен $1,25 \pm 0,09 / 10^{-9} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1}$. Согласно последним данным Никольского [16] эта величина /в пересчете на уровень г.Арагац/ равна $1,36 / 10^{-9} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1}$, по данным Сюгана [17] - $1,80 \pm 0,30 / 10^{-9} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1}$. Однако разные критерии отбора затрудняют сопоставление этих данных.

Для более точных результатов необходимо применение принци-

пиально новой методики регистрации и измерения ливневого сопровождения адрона. Такой методикой явилось бы, как утверждает Эванс [18], использование годоскопа из многонитяных пропорциональных камер.

Уп. Длительная эксплуатация установки /вариант В/ позволила достаточно статистически обеспеченно измерить сечение неупругого взаимодействия нуклонов с ядрами углерода, воздуха, железа и свинца.

1/ а/ Толщина углеродной мишени 20 гсм^{-2} является оптимальной для измерения сечения неупругого взаимодействия. Сечение в углероде определялось методом выбывания из пучка, который при стабильной работе установки является самым точным.

б/ Сечение неупругого взаимодействия нуклонов с ядрами воздуха определялось согласно Григорову и др. [9]:

$$\sigma_{in A_{iiz}} \geq \frac{\langle A_{iiz} \rangle m_p}{\lambda_{aN}} \left[1 + \frac{\lambda_{aN}}{X} \cdot \ln \left(\frac{1}{1,4} \frac{F_h(\geq E, X)}{F_{og}(\geq E, X)} \right) \right], \quad /9/$$

где $F_h(\geq E, X)$ и $F_{og}(\geq E, X)$ - величины потоков всех и одиночных, соответственно, отбираемых установкой адронов.

Преимущество этой формулы перед другими, также анализируемыми в главе, состоит в том, что в данное выражение входит отношение потоков, измеряемых одной и той же установкой на данной глубине наблюдения X .

Следует подчеркнуть, что необходимо измерять $F_h(\geq E, X)$ и $F_{og}(\geq E, X)$ на одном варианте аппаратуры, при одних и тех же критериях отбора событий.

Поскольку величина λ_{aN} определена из сравнения измеренных нами потоков нуклонов на высотах гор и уровне моря, то отыскание

σ_{inAu} по формуле /9/ действительно не требует знания первичного спектра адронов.

В/ Для нахождения сечения неупругого взаимодействия нуклонов в железе σ_{inFe} был применен метод определения λ_{inFe} по распределению точек взаимодействия по глубине calorиметра, предложенный Григоровым и др. [19].

Число частиц, прошедших без взаимодействия слой X и зарегистрированных calorиметром глубже этого слоя, задается выражением:

$$n(>x, >\varepsilon_{\text{мин}}) = N_0(>\varepsilon_{\text{мин}}) \int_x^{x_0} \exp\left(-\frac{x}{\lambda_{\text{inFe}}}\right) \frac{dx}{\lambda_{\text{inFe}}} \int_0^{\infty} \delta^{x-1}(x) W(\delta, x) d\delta(x) / 10/$$

где $\varepsilon_{\text{мин}}$ - порог регистрации энергии calorиметром;

$N_0(>\varepsilon_{\text{мин}})$ - число частиц с энергией выше пороговой, упавших на calorиметр;

x_0 - общая толщина calorиметра;

$W(\delta, x)$ - вероятность искажения в δ раз энергии частицы, испытавшей взаимодействие на глубине X.

Величина λ_{inFe} определялась методом максимума правдоподобия с помощью S-функции Бартлетта. Преимущество этого метода перед другими, также обсуждаемыми в главе, заключается в том, что он не требует знания проходящих через установку частиц, учитывает конечную толщину поглотителя calorиметра и дает статистически наилучшую оценку ошибки.

г/ Сечение σ_{inPb} в свинце определялось по числу взаимодействий в тонком слое свинца. Для этого отбирались события, когда частица прошла без взаимодействия первый слой свинца и провзаимодействовала во втором слое:

$$\sigma_{\text{inPb}} = \frac{A_{\text{Pb}} m_p \left(\ln \frac{N_1 + N_2}{N_1} - \frac{\Delta X_{\text{Cu}}}{\lambda_{\text{inCu}}} \right)}{\Delta X_{\text{Pb}}} \quad /II/$$

где N_1 - число частиц, прошедших без взаимодействия оба слоя свинца;

N_2 - число частиц, провзаимодействовавших во втором слое;

ΔX_{Pb} - толщина второго слоя свинца;

$\frac{\Delta X_{\text{Cu}}}{\lambda_{\text{inCu}}}$ - поправка, учитывающая толщину стенок ионизационных камер.

При нахождении величины σ_{inPb} учитывались все возможные статистические и методические ошибки.

Окончательные значения сечения неупругого взаимодействия нейтронов с ядрами приводятся в таблице I.

Таблица I.

σ_{inFe} в мб	
для нуклонов с $E \geq 600$ Гэв	237 ± 51
$\langle E \rangle = 1.400 \pm 300/$	
σ_{inAu} в мб	
для нуклонов с $E \geq 1.000$ Гэв	$\geq 248 \pm 20$
$\langle E \rangle = 1.800 \pm 600/$	
σ_{inPb} в мб	
для нейтронов с $E \geq 600$ Гэв	698 ± 46
$\langle E \rangle = 1400 \pm 300/$	
σ_{inPb} в мб	
для нейтронов с $E \geq 600$ Гэв	1.800 ± 187
$\langle E \rangle = 1.400 \pm 300/$	

В главе приводятся все имеющиеся в литературе к началу 1974 г. данные по сечению σ_{in} нейтронов и протонов с энергией $E > 1$ Гэв, полученные на ускорителях и в космических лучах.

2/ Сейчас можно считать окончательно установленным рост полного сечения элементарного NN взаимодействия. Это было экспериментально доказано для PP соударений вплоть до энергий 1480 Гэв /см. напр. формулу /4/ /. В силу справедливости гипотезы зарядовой инвариантности ядерных сил, подтвержденной экспериментально на серпуховском ускорителе до энергии 60 Гэв [20] в диссертации предполагается равенство полных сечений $\sigma_{tot PP}$, $\sigma_{tot NN}$ и $\sigma_{tot p\bar{p}}$.

Увеличение $\sigma_{tot NN}(E)$ обусловлено в основном изменением сечения неупругого взаимодействия $\sigma_{in NN}(E)$, так как сечение неупругого взаимодействия, которое, кстати, тоже растет, составляет малую долю σ_{tot} .

Совокупность всех ускорительных данных по $\sigma_{in NN}(E)$ можно аппроксимировать выражением

$$\sigma_{in NN}(E) = (31,5 \pm 0,2) + (0,7 \pm 0,2) \ln^{1,8 \pm 0,4} \left(\frac{S}{S_0} \right) \quad /12/$$

при $S \geq 20$ Гэв².

Информация по $\sigma_{in NA}$ для нуклон-ядерных взаимодействий более скудна. Однако и здесь имеются данные, свидетельствующие о росте $\sigma_{in NA}(E)$ для легких ядер в энергетической области космических лучей /см. напр., формулу /5/ /.

Для тяжелых ядер можно сослаться на работу [16], где утверждается постоянство сечения σ_{in} адронов с ядрами свинца в области энергии 100 - 10 000 Гэв.

Сопоставим наши данные с прецизионными серпуховскими уско-

рительными данными [21].

При этом, исходя из неравенства Фрауссара [22] и в согласии с любой моделью в рамках полевой теории [23], зависимость $\sigma_{in NA}(E)$ для легких и средних ядер отыскивалась методами правдоподобия аналогично $\sigma_{in NN}(E)$ в виде

$$\sigma_{in NA}(E) = \text{Const}_1 + \text{Const}_2 \lg^2 E \quad /13/$$

В частности, для железа

$$\begin{aligned} \sigma_{in NFe}^{20\%}(90 \text{ Гэв} < E < 3700 \text{ Гэв}) = \\ = (640 \pm 9) + (6,1 \pm 1,4) \lg^2 E \end{aligned} \quad /14/$$

Наши результаты позволяют количественно проследить зависимость $\sigma_{in NFe}(E)$ в диапазоне энергии 600-4000 Гэв. Сечение σ_{in} растет в этой области на $6 \pm 3\%$, что согласуется с данными Джонса и др. [24].

Для тяжелых ядер /свинец/ сечение предполагалось постоянным:

$$\sigma_{in NFe}^{20\%}(90 \text{ Гэв} < E \leq 1400 \text{ Гэв}) = 1755 \pm 50 \quad /15/$$

Здесь везде E выражено в Гэв и σ_{in} - в мб.

В таблице 2 приведены величины увеличения $\Delta \sigma_{in NA}(E)$ при изменении энергии нуклона от 20 до 1400 Гэв, определенные из сопоставления наших данных с ускорительными.

Таблица 2.

Взаимодействие нуклон - А	$\Delta \sigma_{\text{ин}NA} / 20 \text{ ГэВ} - 1400 \text{ ГэВ}$ в % по отношению к $\sigma_{\text{ин}NA} (20 \text{ ГэВ})$
нуклон	20 ± 3 /Данные ISR/
C^{12}	14 ± 5
Fe^{56}	9 ± 2
Pb^{207}	0 ± 4

Отсюда можно утверждать, что рост $\sigma_{\text{ин}NA}(E)$ замедляется при увеличении числа А.

3/ Наши результаты дают возможность также проследить зависимость $\sigma_{\text{ин}NA}$ нейтрон-ядерного взаимодействия от атомного номера вещества А при $A \geq 12$. Найденная нами эмпирическая зависимость имеет вид:

$$\sigma_{\text{ин}NA}(A) = (41,0 \pm 1,4) A^{0,71 \pm 0,04} \quad /16/$$

Зависимость $\sigma_{\text{ин}NA}(A)$, которая соответствует /16/, была строго доказана Грибовым [25], а также Канчели и Матиньяном [26] с учетом неупругих перерассеяний при высоких энергиях, когда рождаются пучки взаимодействующих с ядром частиц.

Зависимость /16/ также согласуется с ускорительными данными.

Точная аппроксимация экспериментальных данных при ускорительных энергиях, предложенная Виллиамсоном [27] имеет вид

$$\sigma_{\text{ин}NA}(E, A) = 44,0 A^{0,69} \{1 + \phi(\sigma_{\text{tot}NN}, A, E)\}, \quad /17/$$

где функция $\phi(\sigma_{\text{tot}NN}, A, E)$, близкая к нулю, протабулирована для различных значений σ_{tot} , А и Е.

УШ. В главе рассмотрены характеристики усредненных ядерно-каскадных кривых в железе.

Было проанализировано 1152 событий - нейтроны и заряженные адроны с энергией 0,6 - 30 ТэВ. При всех энергиях наблюдалось изменение закона поглощения потока энергии нуклонной компоненты космического излучения для глубин железа $X \geq 400 \text{ гсм}^{-2}$, причем с ростом Е изменение отодвигалось в сторону больших глубин.

Показано, что усредненные ядерно-каскадные кривые от нейтронов и заряженных адронов совпадают.

В таблице 3 приводятся значения пробега поглощения потока энергии нуклонной компоненты при больших и малых глубинах в железе.

Таблица 3.

Средняя энергия нуклона в ТэВ	число событий	$\lambda_{aFe}(x \sim 0)$ в гсм^{-2}	$\lambda_{aFe}(x \geq 400)$ в гсм^{-2}
0,85	315	225 ± 15	114 ± 7
1,60	745	320 ± 17	126 ± 10
4,40	92	351 ± 50	113 ± 15

Величина $\lambda_{aFe} / X > 400$ совпадает со значением пробега взаимодействия пионов в железе при ускорительных энергиях [28].

Как видно из таблицы, при энергиях $E > 1$ ТэВ выполняется соотношение:

$$\lambda_{aFe}(x \sim 0) = 3 \lambda_{aFe}(x > 400 \text{ гсм}^{-2}) \quad /18/$$

При меньших энергиях /0,6–1 Тэв/ соотношение /18/ не соблюдается, что можно объяснить совокупным влиянием порогового эффекта и ядерных расщеплений.

Как показано в главе, при энергиях $E > 1$ Тэв эффектом ядерных расщеплений можно пренебречь. Таблица 4 иллюстрирует этот вывод.

Таблица 4.

Средняя энергия в Тэв	850	1000	1800	4400	5300
$\eta(E) = \frac{E_{\text{фотон}}}{E}$ в %	22 \pm 2	17 \pm 2	15 \pm 2	11 \pm 2	8 \pm 3

IX. В главе приводятся результаты независимых измерений парциального $K_{\text{не}}^{\text{не}}^{\text{не}}$ и полного K коэффициентов неупругости взаимодействий нейтронов с ядрами C , Al_2 , Fe и Pb при энергиях 1–10 Тэв.

II/ а/ Установка Б позволяла в каждом индивидуальном случае выделять нейтронные взаимодействия в углероде, что давало возможность непосредственно измерять характеристики неупругости взаимодействий с ядрами C .

Усредненная величина парциального коэффициента неупругости определялась по формуле:

$$\langle K_{\text{не}}^{\text{не}} \rangle = \frac{E_{\gamma}}{E}, \quad /19/$$

где E_{γ} – энергия фотонов, возникших в первом акте взаимодействия нейтронов в мишени, E – энергия нейтрона.

Для этого в каждом индивидуальном случае измерялась величина

$$e_{-e} = \frac{E_{\gamma}}{E}, \quad /20/$$

где $E_{\text{эф}}$ – энергия, переданная нейтроном родившимся во взаимодействии /или взаимодействиях/ γ -квантам в 20 гсм⁻² углеродной мишени.

При переходе от величины $\langle \xi_{\text{не}} \rangle$ к $\langle K_{\text{не}} \rangle$ кроме поправок на незарегистрированную калориметром энергию и ошибки в измерении $E_{\text{эф}}$ и $E_{\text{эл}}$ учитывались вторичные взаимодействия нейтрона в углероде и свинцовом фильтре, "подпитка" $E_{\text{эф}}$ вторичными ядерно-активными частицами. Для контроля были привлечены показания пропорциональных счетчиков, а также данные, полученные на установке В.

Отметим, что при этом в $\sim 10\%$ случаев всех нуклонных взаимодействий реализуются взаимодействия с почти полной неупругостью: $\langle K_{\text{не}} \rangle = 0,5 + 0,6$.

Средняя величина полного коэффициента неупругости взаимодействия нейтрона с ядрами углерода, железа и свинца определялась по усредненной ядерно-каскадной кривой по методу Мурзина [29].

Для каждого из отобранных событий строилась каскадная кривая по всем рядам камер ионизационного калориметра. Как отмечалось выше, ядерно-каскадные кривые для индивидуальных событий существенно отличаются друг от друга. Вся информация о полной неупругости взаимодействия адронов в углероде /важ и в других ядрах/ основывалась на анализе каскадных кривых.

Полный коэффициент неупругости $\langle K \rangle$ в первом приближении оценивался по формуле:

$$\langle K \rangle = 1 - \langle \beta \rangle \quad /21/$$

где $\langle \beta \rangle$ – средний коэффициент упругости, представляющий из себя долю энергии, несомую вторым, третьим и последующими каскадами.

При использовании формулы /21/ предполагается, что энергия, выделившаяся во всех вторичных каскадах, обусловлена взаимодействиями сохранившегося нуклона. Но если среди вторичных частиц существует высокоэнергичный заряженный пион /или пионы/, то часть последующих каскадов будет вызываться ими, что приведет к занижению величины $\langle K \rangle$. Для определения соответствующей поправки необходимо найти долю случаев, когда после первого акта взаимодействия образуется высокоэнергичный заряженный пион. Её можно оценить, считая каскады с одним максимумом /по терминологии работы [29] каскады типа А/ событиями, где образуются энергетически выделенные π^c -мезоны.

Пусть δ_A - доля каскадов типа А. Исходя из изотопической инвариантности, можно предположить, что вклад событий с образованием высокоэнергичного заряженного пиона составит $2\delta_A$. Во всех этих случаях полный коэффициент неупругости K будет порядка 1 />0.8/. Тогда можно показать, что коэффициент K будет равен

$$\langle K \rangle = (1 - 3\delta_A) \langle K_1 \rangle + 3\delta_A, \quad /22/$$

где величина $\langle K_1 \rangle$ определена для каскадов А, Б, В, Г в совокупности. Для адронов, провзаимодействовавших в углеродной мишени, $\delta_A = 0$ и $\langle K \rangle = \langle K_1 \rangle$.

б/ При определении парциального коэффициента K_{π^c} в железе было отобрано 1.150 взаимодействий нейтронов и заряженных адронов в двух железных фильтрах калориметра при энергиях, превышающих 0,5 Тэв.

Для каждого события требовалось наличие ионизации минимум в шести рядах камер /по три ряда в каждой проекции/ при полном отсутствии толчков в первом и во втором рядах ионизационных камер.

Если воспользоваться электронно-ядерным каскадом, полученным от усреднения по всем нуклонным взаимодействиям в свинцовых фильтрах и углеродной мишени /20 гсм⁻²/, то можно отделить усредненный вторичный электронно-ядерный каскад в железе до малых глубин / ≤ 200 гсм⁻²/.

Действительно, первый э.-ф. каскад, развившийся в свинце, почти не доходит до третьего ряда камер, расположенного под первым слоем железа, и никак не сказывается на ионизационных камерах четвертого ряда. Вычитая вторичный каскад из усредненной ядерно-каскадной кривой, можно получить электромагнитный ливень E_γ от первого акта в железе. Указанный метод определения энергии E_γ , предложенный Мурзиным [29], обладает тем преимуществом, что автоматически учитывает не поддающийся количественной оценке вклад ядерных расщеплений.

При определении полного коэффициента неупругости $\langle K \rangle$ по формулам /21-22/ и распределения величины K в железе учитывались поправки взаимодействия в "элементарном" слое 80 гсм⁻² железа.

Было измерено распределение K_{nFe} . Его можно аппроксимировать гауссовской функцией с дисперсией $\sigma_{Fe}^2 = 0,16 \langle K_{nFe} \rangle$

в/ Около 4.000 часов установка В проработала без углеродной мишени, что позволяло выделять взаимодействия нейтронов в свинцовых фильтрах и измерять величины K_{π^c} и K .

Энергия E в каждом случае определялась по числу частиц в максимуме электронно-фотонного каскада. Анализировались лишь случаи взаимодействия нуклонов над первым рядом камер, т.е. требовалось одновременное энерговыделение в обоих верхних рядах камер. При этом учитывался переходный эффект в латунных стенках камер для максимума э.-ф. лавины.

Величина $\langle K_{npe} \rangle$ определялась по формуле /22/ с учетом вторичных эффектов в свинцовых фильтрах. Распределение K_{npe} можно аппроксимировать гауссовской функцией с $\sigma_{pe} = 0,12 \langle K_{npe} \rangle$

г/ Среднее значение коэффициента неупругости взаимодействия нуклонов с ядрами атмосферы вычислялось из известного соотношения Зацепина [30]:

$$\lambda_{aNAi2} = \frac{\lambda_{inNAi2}}{1 - (1 - \langle K_{NAi2} \rangle)^{A-1}} \quad /23/$$

Величины $\langle K_{nc} \rangle$ и $\langle K \rangle$ для разных ядер приведены в таблице 5.

Таблица 5.

A	Энергия нейтрона в ГэВ	$\langle K_{nc} \rangle$	$\langle K \rangle$
C ¹²	500 - 1000	$\geq 0,21 \pm 0,04$	$0,65 \pm 0,07$
	1000 - 5000	$\geq 0,21 \pm 0,04$	$0,66 \pm 0,07$
	5000 - 10000	$\geq 0,20 \pm 0,04$	$0,65 \pm 0,07$
	10000 - 30000	$\geq 0,21 \pm 0,12$	-
	500 - 30000	$\geq 0,21 \pm 0,04$	$0,65 \pm 0,06$
Al ²⁷	≥ 1000	-	$\leq 0,67 \pm 0,06$
Fe ⁵⁶	600 - 1000	$0,25 \pm 0,04$	$0,74 \pm 0,09$
	1000 - 6000	$0,26 \pm 0,04$	$0,74 \pm 0,09$
	6000 - 30000	$0,26 \pm 0,06$	$0,77 \pm 0,18$
	≥ 100	$0,25 \pm 0,03$	$0,74 \pm 0,08$
Pb ²⁰⁷	600 - 1000	$0,30 \pm 0,05$	$0,86 \pm 0,10$
	1000 - 6000	$0,29 \pm 0,05$	$0,83 \pm 0,10$
	6000 - 30000	$0,28 \pm 0,08$	$0,86 \pm 0,15$
	≥ 600	$0,29 \pm 0,04$	$0,85 \pm 0,09$

2/ Проблема, которая до сих пор не решена - как зависит коэффициент неупругости K от атомного номера ядра - мишени. Существующие данные, как ускорительные, так и в космических лучах, противоречивы, хотя и не вызывает сомнений, что зависимость не должна быть сильной.

Слабая зависимость величины $\langle K \rangle$ от A следует из некоторых экспериментов на NA₄-e по столкновению протонов с энергией 200 ГэВ с ядрами фотоэмульсии /см.напр., обзор [31], а также [32]/.

Зависимость $\langle K_{nNA} \rangle$ от A для первичных нейтронов вида $A^{0,06 \pm 0,036}$ была установлена Азимовым и др. [33]. /Согласно классической модели последовательных соударений $K_{nNA}(A) \sim A^{0,12}$ при $K_{NN} = 0,4/$.

На более сильный характер изменения K /A/ /медленнее чем $A^{0,15}$ быстрее чем $A^{0,06}/$ указывают Джонс [34] и Эйхтен [35].

Наши измерения также свидетельствуют о том, что величина K более чувствительна к изменению A. Коэффициент неупругости меняется от $0,65 \pm 0,07$ для легких ядер до $0,86 \pm 0,10$ для тяжелых ядер. Если не учитывать вклад вторичных высокоэнергичных пионов, то и в нашем случае можно получить независимость $\langle K_{nNA} \rangle$ от A:

$$\langle K_{nFe} \rangle = 0,53 \pm 0,06 \quad \text{и} \quad \langle K_{npe} \rangle = 0,56 \pm 0,07$$

Как показано нами, с ростом размеров ядра растет число быстрых вторичных пионов и, следовательно, при постоянной средней энергии на одну ливневую частицу, - коэффициент неупругости.

Т.о., учет быстрых частиц может привести к занижению величины K и его кажущейся независимости от A. О том, что неупругость взаимодействия каким-то образом зависит от A, свидетельствуют различные распределения K_{nFe} и K_{npe} , а также изменение парциального состава ядерно-каскадных кривых с увеличением раз-

меров ядра: доля каскадов типа А составляет ~ 0 для ядер углерода, $\sim 14\%$ для железа и $\sim 23\%$ для ядер свинца. Все это говорит о том, что взаимодействия нуклонов с тяжелыми и легкими ядрами несколько различаются по крайней мере в отношении передач энергии Π^0 -мезонам.

Этот результат, в случае его подтверждения в методически более точных опытах, позволяющих экспериментально корректно измерить величину K в каждом индивидуальном случае, является не тривиальным и может оказаться важным для понимания физической картины взаимодействия нуклона в ядре при высоких энергиях.

При средней энергии нейтрона $\langle E \rangle = 1400$ Гэв эмпирическая зависимость $\langle K \rangle$ от A , вычисленная методом максимума правдоподобия по нашим экспериментальным точкам, имеет следующий вид:

$$\text{для } A \geq 12 \quad K_{NA} / A = 0,51 \pm 0,02 / A^{0,09} \quad 0,01 \quad /24/$$

Как показано в диссертации, полученную зависимость можно объяснить и из более общих соображений, если предположить, что при высоких энергиях ~ 1.000 Гэв/ справедлива глауберовская теория многократных перерассеяний [36].

Рассчитанная зависимость имеет вид:

$$K_{NA} / A = 0,53 A^{0,08} \quad /24'/$$

При этом величина коэффициента неупругости нуклон-нуклонных взаимодействий оценивается как $0,46 \pm 0,06$.

3/ В последнее время на ускорителях интенсивно исследуется структурная функция $f = E \frac{d^3\sigma}{dx d\Omega dE'}^2$ адронных взаимодействий /см. напр., [37-38], где измерялась структурная функция протонов в pp соударениях при энергии 24 Гэв. [37] и при энергиях 500-1000 Гэв [38], а также [35], где изучалась структурная функция протонов в протон-ядерных соударениях при энергии 24 Гэв/.

Эти исследования особенно актуальны в связи с гипотезой о том, что при асимптотически высоких энергиях структурная функция зависит только от безразмерной величины $\chi = \frac{2P_{\perp}^2}{\sqrt{s}}$ [39], т.е. имеет место масштабная инвариантность энергетических спектров вторичных частиц C в инклюзивных реакциях $a + b \rightarrow C + x$

Как было показано Мурзиным и др. [40], ионизационный калориметр может быть использован для получения структурной функции измерением энергетических спектров вторичных частиц высокой энергии, генерированных в железных фильтрах калориметра.

Спектр вторичных /или лидирующих/ нуклонов на глубине X железного фильтра калориметра определяется выражением:

$$\frac{dN(u, X)}{du} = e^{-X} \left[f_0(u) + f_1(u) \frac{X}{1!} + f_2(u) \frac{X^2}{2!} + \dots \right] \quad /25/$$

где $f_0(u) = \frac{dN(u, 0)}{du}$ - нормированный на одно взаимодействие спектр нуклонов на глубине $X = 0$, и $u = 1 - K$.

Для определения спектра $\frac{dN}{du}$ были выбраны двухмаксимумные каскады типа Б и В, где согласно Мурзину и Сарычевой [40], самой энергичной вторичной частицей является нуклон.

Энергетический спектр вторичных частиц на глубине $1,5-2 \lambda_{\text{инт}}$ при $\langle E \rangle = 1400$ Гэв приведен в диссертации. Там же даны данные [40], согласующиеся с нашими.

На основании спектра вторичных частиц была построена структурная функция $u f_0(u)$. Экспериментальные данные были нормированы на одно взаимодействие.

В диссертации показано, что наши данные для f_0 и ускорительные для u можно считать согласующимися. Совпадение структурных функций нуклонов в реакции $n Fe \rightarrow N + x$ при энергии

$\langle E \rangle = 1400$ Гэв и в реакции $pCu \rightarrow p + \mu p$ при $E = 24$ Гэв является аргументом в пользу существования скейлинга для выделенных по энергии вторичных частиц.

Наблюдаемое на эксперименте различие "ускорительных" структурных функций для Fe , Cu и Pb является следствием зависимости коэффициента неупругости от атомного номера A .

Действительно, из данных [35] можно получить "ускорительные" распределения K_{NA} для ядер Cu и Pb . Они совпадают с распределениями $\{K_{nFe}\}$ и $\{K_{nPb}\}$, полученными нами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И КРАТКИЕ ВЫВОДЫ К ДИССЕРТАЦИИ

В течение многих лет /1967-1974 г.г./ автором изучалась нейтронная компонента космического излучения.

Одним из итогов этого и явилась данная диссертация.

Впервые была предпринята попытка комплексного исследования широкого круга вопросов, связанных с нейтрон-ядерными взаимодействиями. Эксперименты были выполнены разной аппаратурой и методикой /жидкий сцинтилляционный детектор в сочетании с искровыми счетчиками - *flash tubes*; ионизационный калориметр в сочетании с пропорциональными счетчиками, ионизационный калориметр, дополненный годоскопом из газоразрядных счетчиков/, на высотах гор и уровне моря и охватывали энергетическую область от 50 Гэв до 10 000 Гэв и выше.

Эксперимент на уровне моря в описываемом варианте был предложен автором, который участвовал на всех этапах его проведения. Анализ полученных результатов, равно как и их интерпретация, целиком выполнены автором.

Все эксперименты на высоте 3250 м над уровнем моря, описываемые в диссертации /около 11000 часов измерения/, были предложены автором и выполнены на установке НИИЯФ МГУ сотрудниками лаборатории, руководимой автором.

Основные результаты можно обобщить следующим образом:

I. Измерен дифференциальный энергетический спектр нейтронов на уровне моря в области энергии 50-1000 Гэв.

При малых энергиях спектр совпадает с экспериментальным спектром, полученным Бруком и Вольфендэйлем, и аппроксимируется сте-

пенным выражением вида:

$$F_n(E) dE = 1,10 \cdot 10^{-9} \left(\frac{100}{E}\right)^{2,60 \pm 0,02} dE \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1} \text{Гэв}^{-1}$$

для $50 \leq E \leq 200$ Гэв

При больших энергиях спектр нейтронов становится круче экстраполяции протонного спектра и его можно аппроксимировать следующим аналитическим выражением:

$$F_n(E) dE = 1,21 \cdot 10^{-9} \left(\frac{100}{E}\right)^{3,2 \pm 0,20} dE \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1} \text{Гэв}^{-1}$$

для $200 \leq E \leq 1000$ Гэв

Измеренный спектр согласуется с результатами прямых измерений первичного энергетического спектра протонов Ормеса и др. при предположении роста сечения неупругого взаимодействия нуклонов с ядрами воздуха в виде $\sigma_{L,NA_{12}} = 1226 \pm 3 / + 4,33 \pm 0,41 / \lg^2 E$ в согласии с ускорительными данными, и независимости коэффициента неупругости взаимодействия нуклонов с ядрами атомов воздуха от энергии $/K_{NA_{12}} = 0,65/$.

Однако, поскольку нет экспериментальных данных по протонному спектру на уровне моря при энергиях $E \geq 200$ Гэв, а данные по первичному спектру частиц при энергиях $E \geq 2000$ Гэв дискуссионны /излом спектра с изменением показателя на $\Delta \gamma = 0,6/$, то согласование наблюдаемого спектра нейтронов на уровне моря с первичным спектром не единственно.

Для окончательного ответа необходимы прямые измерения протонного спектра на уровне моря в области энергии до 1000 Гэв и дальнейшие измерения первичного спектра космических лучей в области энергии $10^{12} - 10^{14}$ эв.

II. На ионизационном калориметре площадью $\sim 10 \text{ м}^2$ измерены интегральные энергетические спектры всех и одиночных адронов на высотах гор /3250 м над уровнем моря/ в области энергии 1000-5000 Гэв.

а/ Энергетический спектр всех адронов, измеренный нами, согласуется с другими измерениями, и его можно представить в виде:

$$F_h(\geq E) = 1,82 \cdot 10^{-6} \left(\frac{100}{E}\right)^{1,91 \pm 0,06} \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1}$$

где E измеряется в Гэв.

б/ Энергетический спектр одиночных адронов, идущих без ливневого сопровождения, можно описать степенной функцией с показателем $\gamma - 1 \sim 2,0$.

Абсолютная интенсивность одиночных адронов с энергией $E \geq 1,0 \cdot 10^{12}$ эв составляет $1,25 \pm 0,09 / 10^{-9} \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1}$.

III. Измерен высотный ход нуклонов в атмосфере.

а/ Величина пробега поглощения нуклонов с энергией $E \geq 1$ Тэв по результатам наших измерений на уровне моря и высотах гор

$$\lambda_{a_n} (700 \text{ гсм}^{-2} \leq X \leq 1000 \text{ гсм}^{-2}, E \geq 1 \text{ Тэв}) = 107 \pm 6 \text{ гсм}^2$$

б/ Величина пробега поглощения нуклонов в верхних слоях атмосферы по результатам прямых измерений первичного спектра протонов /Григоров и др., Ормес и др./ и наших данных на высотах гор:

$$\lambda_{a_n} (X \leq 700 \text{ гсм}^{-2}, E \geq 1 \text{ Тэв}) = 111 \pm 3 \text{ гсм}^2$$

IV. Экспериментально показано, что характеристики взаимодействий с различными ядрами /C, Fe и Pb / нейтронов и отобранных аппаратурой заряженных адронов с энергией ≥ 1000 Гэв идентичны. Это можно считать экспериментальным доказательством гипотезы

зарядовой независимости ядерных сил при высоких энергиях.

У. Измерены сечения неупругого взаимодействия нейтронов (нуклонов) с ядрами углерода, воздуха и свинца в области энергии $\gg 600$ Гэв.

а/ Для нуклонов с энергией $\langle E \rangle = 1400$ Гэв оно составляет

$$\sigma_{inNC}^{n} = 237 \pm 51 \text{ мб} \text{ /при энергиях } E \sim 1000 \text{ Гэв}$$

сечение измерено впервые/.

Для нейтронов с энергией $\langle E \rangle = 1400$ Гэв оно составляет

$$\sigma_{inFe} = 698 \pm 46 \text{ мб};$$

Для нейтронов с энергией $\langle E \rangle = 1400$ Гэв оно составляет

$$\sigma_{inPb} = 1800 \pm 187 \text{ мб};$$

б/ Для нуклонов с энергией $\langle E \rangle = 1800$ Гэв / $E \geq 1000$ Гэв/ сечения неупругого взаимодействия в воздухе $\sigma_{inAir} \geq 248 \pm 20 \text{ мб}$

в/ Наши данные позволяют проследить зависимость сечения от энергии нуклона только для железа. В области энергии 600–4000 Гэв $\sigma_{inFe}(E)$ растет на $6 \pm 3\%$.

г/ Если сопоставить полученные нами величины с прецизионными ускорительными данными, то можно утверждать, что с увеличением энергии величина σ_{inA} незначительно растет и рост замедляется с возрастанием номера A /от $\sim 20\%$ для NN столкновений до ~ 0 для NpV столкновений/.

д/ Получена эмпирическая зависимость сечения неупругого взаимодействия нейтронов с веществом от атомного номера вещества A .

При $\langle E \rangle = 1400$ Гэв

$$\sigma_{inA}(A) = (41,0 \pm 1,4) A^{0,71 \pm 0,04}$$

для $A \geq 12$

VI. Измерены характеристики поглощения потока энергии нуклонов космического излучения в железе при энергии $E \geq 1000$ Гэв

а/ Наблюдается заметное изменение закона поглощения при глубинах $X > 400 \text{ гсм}^{-2}$ в диапазоне энергии 600–10 000 Гэв.

При $E = 1 + 3$ Тэв

$$\lambda_{inFe} = 320 \pm 17 \text{ гсм}^{-2} \text{ для } X < 400 \text{ гсм}^{-2}$$

При больших глубинах пробег поглощения потока энергии нуклонов совпадает с пробегом взаимодействия пионов с энергией ~ 10 Гэв:

$$\lambda_{inFe} = \lambda_{inFe}(\sim 10 \text{ Гэв}) = 116 \pm 10 \text{ гсм}^{-2}$$

Для $E \geq 3$ Тэв это соотношение не изменяется.

б/ С ростом E "перегиб" в поглощении потока энергии отодвигается в сторону больших глубин X от $X = 420 \pm 40 \text{ гсм}^{-2}$ для $\langle E \rangle = 850$ Гэв до $X = 700 \pm 120 \text{ гсм}^{-2}$ для $\langle E \rangle = 5300$ Гэв.

в/ В области энергии 600–10 000 Гэв наблюдается заметное уменьшение доли энергии $\eta(E) = \frac{E_h}{E}$, уносимой сильноионизирующими частицами:

$$\eta(E) \sim E^{-0,46 \pm 0,02}$$

VII. Впервые независимо измерены с минимальными статистическими ошибками парциальный $\langle K_p \rangle$, полный $\langle K \rangle$ коэффициенты неупругости взаимодействий нейтронов с ядрами углерода, железа и свинца в области энергии 600–30 000 Гэв.

а/ При энергии $\langle E \rangle = 1400 \pm 300$ Гэв

$$\langle K_{K^0 n c} \rangle \geq 0,21 \pm 0,04 \quad \text{и} \quad \langle K_{n c} \rangle = 0,65 \pm 0,06;$$

$$\langle K_{n c n Fe} \rangle = 0,25 \pm 0,03 \quad \text{и} \quad \langle K_{n Fe} \rangle = 0,74 \pm 0,08;$$

$$\langle K_{n c n Pb} \rangle = 0,29 \pm 0,04 \quad \text{и} \quad \langle K_{n Pb} \rangle = 0,85 \pm 0,09$$

В литературе при энергиях $E \geq 1000$ Гэв данных по величине $\langle K \rangle$ для адрон-ядерных взаимодействий нет/.

б/ Измерены распределения $\{K_{nA}\}$ для Fe, Pb и их можно аппроксимировать гауссовскими функциями с дисперсией $\sigma_{Fe}^2 = 0,16 \langle K_{nFe} \rangle$ и $\sigma_{Pb}^2 = 0,12 \langle K_{nPb} \rangle$, соответственно.

в/ При энергии $\langle E \rangle = 1800 \pm 600$ Гэв

$$\langle K_{n c} \rangle \leq 0,67 \pm 0,06$$

г/ В пределах ошибок эксперимента доказана справедливость соотношения $3 \langle K_{n c} \rangle = \langle K \rangle$ для взаимодействий нейтронов с ядрами c, Fe и Pb.

д/ В пределах ошибок эксперимента величины $\langle K_{nA} \rangle$ и $\langle K_{nA} \rangle$ не зависят от энергии нейтрона в диапазоне энергии 600–10 000 Гэв.

е/ Показано, что в $\sim 10\%$ случаев всех нуклонных взаимодействий в углероде реализуются взаимодействия с почти полной неупругостью $\langle K_{n c} \rangle = 0,50 - 0,60$.

ж/ Взаимодействия нуклонов с тяжелыми и легкими ядрами несколько различаются в отношении передачи энергии π^0 -мезонам.

При средней энергии $\langle E \rangle = 1400$ Гэв эмпирическая зависимость K/A , вычисленная по нашим экспериментальным точкам, имеет вид:

$$K_{nn}(A) = (0,51 \pm 0,02) A^{0,09 \pm 0,01}$$

для $A \geq 12$.

Полученную зависимость можно объяснить, исходя из предска-

заний глауберовской теории многократных перерассеяний. Согласно проведенным нами расчетам в этом случае $K_{nA}(A) = 0,53 A^{0,08}$.

з/ На основании наших данных был вычислен коэффициент неупругости нуклон-нуклонных взаимодействий, равный $0,46 \pm 0,06$.

и/ 0 больших, чем общепринятые значения K, и зависимости коэффициента неупругости K от номера A типа $\sim A^{0,09}$ свидетельствуют и ускорительные протон-ядерные эксперименты при $E=24$ Гэв.

Измеренная на ускорителе структурная функция нуклонов в реакции $pCu \rightarrow p^+X$ при $E = 24$ Гэв совпадает со структурной функцией для вторичных, наиболее энергичных лидирующих нуклонов в реакции $nFe \rightarrow N^+X$, полученной нами на калориметре при $\langle E \rangle = 1400$ Гэв.

Это является аргументом в пользу существования скейлинга для выделенных по энергии вторичных частиц.

Материалы диссертации доложены на Всесоюзных и Международных конференциях по космическим лучам, на Международных коллоквиумах по широким атмосферным ливням в Дархэме /1967г./ и Ноттингеме /1968г./, Международном семинаре по сильным взаимодействиям в космических лучах в Осака /1969г./ и Международной конференции по физике высоких энергий в Лондоне /1974 г./, а также опубликованы более чем в 25 статьях. Основные результаты приводятся в работах [41 - 68].

В диссертации 179 страниц машинописного текста, 27 таблиц, 80 рисунков и 317 ссылок на библиографию.

ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

- I Ashton, F. and Coats, R. B. Proc. Phys. Soc. Lett. to Editor, 2, 1, 169, 1968.
- 2 Brooke, G. and Wolfendale, A. W. Proc. Phys. Soc., 83, 843, 1964a.
- 3 Brooke, G., Hayman, P. J., Kamiya, J. et al. Proc. Phys. Soc., 83, 853, 1964 b.
- 4 Gloecker, G. and Jokipii, J. R. Astrophys. Journ., 148, 141, 1967.
- 5 Yoch, R. W., Pal Vash and Prefil, J. S. Phys. Rev. Lett., 28, 15, 1005, 1972.
- 6 Amendolia, E. R., Bellatini, R., Ciaccini, F. L. et al. Phys. Lett., 44B, 1, 112, 1973.
- 7 Amaldi, U., Bioncastelli, R., Bosio, C. et al. Phys. Lett., 44B, 1, 112, 1973.
- 8 Gustafsson et al. Phys. Rev. Lett., 32, 441, 1974.
- 9 Григоров Н. Л., Рапопорт И. Д., Шестоперов В. Я. Частицы высоких энергий в космических лучах. Изд-во Наука, Москва, 1973.
- 10 Pinkau, K., Polivogt, H., Schmidt, W. K. U. et al. Acta Phys. Suppl., 3, 9, 291, 1970.
- 11 Ryan, M. J., Ormes, J. F., Balasubrahmanyan, V. K. Proc. Int. Conf. on C. R., Tasmania, 4, 00-54, 173, 1972.
- 12 Григоров Н. Л., Нестеров В. Е., Рапопорт И. Д. ЯЭ, II, 814, 1970.

- 13 Васильцов В. В., Григоров Н. Л., Шестоперов В. Я. ПТЭ, I, 73, 1969.
- 14 Fonda, L. Charge independence in nuclear physics, Vienne, 1970.
- 15 Ерликин А. Д., Никольский С. И., Павлюченко О. Н. и др. Препринт ФИАН, 33, 1971.
- 16 Нам Р. А., Никольский С. И., Павлюченко В. П. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 3E, 950, 1974.
- 17 Siohan, F. Maryland Technical Report, 73-129, June, 1973.
- 18 Evans, R. B. Proc. of the Int. Conf. on Instr. for High Energy Phys. Frascati, May, 1973.
- 19 Григоров Н. Л., Ерофеева И. К., и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 2E, 1798, 1964.
- 20 Balashev, A. et al. Proc. of the 16th Int. Conf. on High Energy Phys., Bata-^{va}, 1972, 1E, 336, 1973.
- 21 Горин Ю. П., Денисов С. П., Диков С. В. Phys. Rev., 123, 1053, 1961.
- 22 Fraissart, R. Phys. Rev. Lett., 24, 1456, 1970.
- 23 Chang, H. and Wu, T. T. Nucl. Phys., 54B, 477, 1972.
- 24 Jones, L. W., Russian, A. E., Sc-Moester, G. O. et al. ЭТФ, 56, 892, 1969.
- 25 Грибов В. И. ЯЭ, II, 1305, 1970.
- 26 Канчели О. В., Матинян С. Г. Preprint L-13-1959, Michigan University.
- 27 Williamson, R. W.

- 28 Peacock, R.N., Hahn, B., Nuovo Cim., 22, 1290, 1961.
Hugentobler, E. et al.
- 29 Мурзин В.С., Докторская диссертация, Москва, ФИАН, 1968
- 30 Зацепин Г.Т. ЖЭТФ, 19, 1104, 1942.
- 31 Gottfried, K. Ref. TH, 1735, CERN, August, 1973.
- 32 Babecki, J., Czachowski, Z., Phys. Lett., 47B, 32, 68,
Furmanska, B. et al. 1973.
- 33 Азимов С.А., Абдуллаев А.М., Изв. АН СССР, сер. физ., 38, 5,
Муллажанов Э.Х. и др. 808, 1974.
- 34 Jones, W.V., Pinkau, K. Nuovo Cim., 8A, 3, 1972.
- 35 Eichten, T., Haidt, D., Nucl. Phys., B44, 333, 1972.
Pattinson, J.B.M. et al.
- 36 Glauber, R.J. Lectures in Theoret. Phys.
Inter. Publ., New-York, 1,
315, 1959.
- 37 Allaby, J.V., Binnou, T., CERN, Rep. 70-12, 1972.
Diddens, A. et al.
- 38 Rather, L.G., Ellisi, R.I., Phys. Lett., 38B, 260, 1972.
Vannini, G. et al.
- 39 Proc. of the IVth Int. Conf. on High Energy, Oxford, 1972.
- 40 Аганина М., Аношин А.И., Изв. АН СССР, сер. физ., 37,
Башинджаган Г.Л. и др. 7, 1380, 1973.
- 41 Азарян М.О., Кюркчян Г.А., Мамид- Препринт БФИ, II, 1972.
жанян Э.А., Мартиросов Р.М.,
Мурадян М.М.
- 42 Азарян М.О., Мамиджанян Э.А., Препринт БФИ, 83, /74/,
Мурадян М.М. 1974.

- 43 Антон Ф., Кинг Дж., Мамиджанян Изв. АН СССР, сер. физ., 35,
Э.А., Смитт Н.Л. III, 1557, 1967.
- 44 Антон Ф., Бурчуладзе А.А., Изв. АН СССР, сер. физ., 32,
Кинг Дж., Мамиджанян Э.А., III, 1817, 1969.
Смитт Н.Л.
- 45 Ashton, P., King, J., Proc. int. Conf. on G.H.,
Mamidjanian, E.A., Smith, N. Budapest, No 1136, 1969.
- 46 Бабалян Х.П., Бонджян Н.Г., Ва- Изв. АН Арм. ССР, Физика, 5,
сильцов В.В., Мамиджанян Э.А. 458, 1970.
- 47 Бабалян Х.П., Бонджян Н.Г., Изв. АН Арм. ССР, Физика, 6,
Мамиджанян Э.А. 168, 1971.
- 48 Мамиджанян Э.А., Азарян М.О., Изв. АН Арм. ССР, Физика, 7,
Бацалян Р.А., Мурадян М.М. 321, 1972.
- 49 Азарян М.О., Мамиджанян Э.А., ЖЭТФ, II, 6, 2131, 1972.
Мартиросов Р.М., Сулейманов Р.А.
- 50 Барданян Р.А., Мамиджанян Э.А., Изв. АН Арм. ССР, Физика, 6,
Мартиросов Р.М. 449, 1971.
- 51 Azarian, M.O., Mamidjanian, E.A., Preprint, БФИ, 1972.
Martirosow, R.M., Suleimanov,
E.A.
- 52 Mamidjanian, E.A. Annual Newsletter, London,
2, 34, 1969.
Preprint, БФИ, 1972.
- 53 Авакян В.В., Авакян К.А., Алиханян А.И., Доклад на отделении
Авакян П.Б., Багдасарян Л.С., Виниц- ЯЭ, АН СССР, М., 1974.
кий С.К., Каварян С.С., Казарян С.А., Изв. АН СССР, сер. физ.,
Канкян С.А., Мамиджанян Э.А., Стане- 38, 9, 1990, 1974.
сян А.Г., Таманян А.Г.

- 54 Азарян М.О., Кюркчян Г.А., Мамиджян Э.А., Мурадян М.М. Препринт ЭФИ, 82, /74/, 1974.
- 55 Азарян М.О., Керопян М.И., Мамиджян Э.А., Мурадян М.М. Изв.АН СССР, сер. физ., 36, 7, 1356, 1973.
- 56 Мамиджян Э.А., Мартиросов Р.М. ЯФ, 20, 1, 107, 1974.
- 57 Зазян М.З., Мамиджян Э.А., Мартиросов Р.М. Изв.АН Арм.ССР, Физика, 8, 73, 1973.
- 58 Керопян М.И., Мамиджян Э.А., Мартиросов Р.М. Изв.АН Арм.ССР, Физика, 8, 224, 1973.
- 59 Бабаян Х.П., Бояджян Н.Г., Мамиджян Э.А. ЯФ, 14, 639, 1971.
- 60 Бабаян Х.П., Бояджян Н.Г., Мамиджян Э.А. Изв.АН СССР, сер. физ., 35, 10, 2064, 1971.
- 61 Бабаян Х.П., Бояджян Н.Г., Мамиджян Э.А. Изв.АН СССР, сер. физ., 34, 9, 1922, 1970.
- 62 Азарян М.О., Мамиджян Э.А., Мурадян М.М. ЯФ, 3, 567, 1975.
63. Азарян М.О., Мамиджян Э.А., Мартиросов Р.М. Изв.АН Арм.ССР, Физика, 7, 470, 1972.
64. Азарян М.О., Мамиджян Э.А., Сулейманов Р.А. ЯФ, 17, 8, 563, 1973.
- 65 Азарян М.О., Мамиджян Э.А. ЯФ, 17, 3, 560, 1973.
- 66 Азарян М.О., Мамиджян Э.А., Геворкян С.Р. ЯФ, 20, 3, 98, 1974.
- 67 Авакян В.В., Керопян М.И., Мамиджян Э.А. ЯФ, 16, 4, 759, 1972.
- 68 Керопян М.И., Мамиджян Э.А. ЯФ, 18, 2, 377, 1973.

Заказ 100

ВФ-03262

Тираж 200

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