

Г- 167

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1 - 10889

ГАЛСТЯН
Джемма Ашотовна

НЕУПРУГИЕ РАССЕЯНИЯ
НА ЯДРАХ ЭЛЕКТРОНОВ И ФОТОНОВ
С ЭНЕРГИЕЙ ДО 4,5 ГЭВ

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1977

Работа выполнена в Брестском физическом институте

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник

Александр Авсеевич
Вайсенберг

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник

Виктор Михайлович
Сидоров

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Харьковский физико-технический институт АН УССР.

Автореферат разослан " _____ " 1977 г.

Защита диссертации состоится " _____ " 1977 г.

в _____ час. на заседании Специализированного совета
Д047.01.02 при Лаборатории высоких энергий Объединенного
института ядерных исследований, г.Дубна, Московской области,
Лаборатория высоких энергий ОИЯИ, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

М.Ф.Лихачев

М.Ф.Лихачев

Исследование неупругих рассеяний электронов и фотонов высокой энергии на ядрах представляет интерес как для физики элементарных частиц, в частности, для понимания механизма их образования, так и для физики атомного ядра.

При высоких энергиях процесс фотопоглощения (виртуальных или реальных фотонов) на ядрах различных элементов позволяет получить информацию относительно адронной структуры фотонов, проверить модель векторной доминантности.

Если фотон взаимодействует с ядром как сильно взаимодействующая частица - векторный мезон, то полное сечение фотопоглощения будет пропорционально $A^{2/3}$, т.е. фотон взаимодействует с поверхностными нуклонами ядра. В случае прямого взаимодействия сечение процесса $\sigma(\gamma N)$ в ≈ 200 раз меньше сечения поглощения сильно взаимодействующей частицы, так что длина взаимодействия больше, фотон может взаимодействовать со всеми нуклонами ядра, и полное сечение фотопоглощения будет $\sim A$. По экспериментальным данным по полному сечению фотопоглощения на ядрах различных элементов показатель степени A находится между $2/3$ и 1 . В области энергии γ - квантов от $4,0$ ГэВ до 18 ГэВ $\sigma(\gamma A)$ изменяется с атомным номером ядра как $\sim A^{0,9}$ [1]. Эффективное число нуклонов, с которыми взаимодействует фотон, оказывается меньше A , т.е. происходит затенение нуклонов ядра.

По экспериментальным данным по неупругому электрообразованию частиц на ядрах эффект затенения нуклонов ядра уменьшается с ростом квадрата 4-мерного передаваемого импульса - массы виртуального фотона - κ^2 . В области энергии электронов от $4,5$ ГэВ до $19,5$ ГэВ и $0,4 \leq \kappa^2 \leq 3,7$ (ГэВ/с)² сечение неупругого рассеяния электронов на ядрах различных элементов в пределах ошибок равно сумме сечений рассеяния на отдельных нуклонах ядра,

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

т.е. $\sigma(eA) \approx A \cdot \sigma(eN)$ [2]. Затенение нуклонов не наблюдается, что противоречит модели векторной доминантности.

Исследование фотопоглощения на ядрах эмульсии было выполнено при энергии γ - квантов до $E_{\gamma_{\max}} = 1143 \text{ МэВ}$ [3]. С другой стороны, облучение фотоэмульсионных слоев пучком γ - квантов с энергией $E_{\gamma_{\max}} \geq 1,0 \text{ ГэВ}$ представляет интерес не только для определения полного сечения фотопоглощения на ядрах, но и для исследования реакций ядерного расщепления, в частности, для определения парциального сечения образования различных частиц, ядер и т.д.

Инклюзивное электро- и фотообразование частиц является предметом исследования многих экспериментальных работ. Наиболее примечательным фактом является избыток положительных адронов, отмеченный в ряде работ при определенных кинематических условиях. В работах по изучению инклюзивной электрогенерации адронов на протонной и дейтронной мишенях избыток положительных частиц наблюдается как от протонной, так и от нейтронной мишеней [4, 5]. Полученный результат авторы работ объясняют моделью партонов, согласно которой ожидается избыток положительных частиц от протонной и сравнительно меньший - от нейтронной мишеней. Проблема избытка положительных частиц требует своего дальнейшего теоретического и экспериментального исследования.

В диссертационной работе изучаются:

1. Инклюзивное электрообразование π^{\pm} - мезонов, K^{\pm} - мезонов и протонов на ядрах меди.
2. Реакции фотопоглощения на ядрах эмульсии при энергии γ - квантов до 4,5 ГэВ.
3. Фотоядерные реакции с образованием нестабильных ядер бериллия.

Диссертация состоит из трех глав, введения и заключения.

В первой главе приводятся литературные данные по электро- и фотообразованию частиц на нуклонах и ядрах.

Во второй главе приводятся экспериментальные данные по образованию π^{\pm} - мезонов, K^{\pm} - мезонов и протонов при облучении медной мишени электронами с энергией 4,0 ГэВ.

Электро- и фотообразование π^{\pm} - мезонов и протонов при различных энергиях начальной частицы и на различных ядрах изучалось во многих работах. Сравнительно меньше изучен процесс фотообразования K^{\pm} - мезонов, до 1972 года полностью отсутствовали данные по электрообразованию K^{\pm} - мезонов. В связи с этим с использованием возможностей электронно-кольцевого ускорителя БИИ [6] в 1966-1967 г.г. был предложен и в 1971 году выполнен эксперимент по определению сечения электрообразования K^{\pm} - мезонов методом ядерных фотоэмульсий [7].

В § I гл. II приведены схема установки и условия облучения фотоэмульсионной камеры. Мишень - медная фольга толщиной $\approx 1,5 \cdot 10^{-3}$ рад. ед. Фотоэмульсионная камера, собранная из слоев НИКФИ БР-2 размером $10 \times 10 \text{ см}^2$, толщиной 600 мкм, располагалась на расстоянии $(2,08 \pm 0,01)$ м от мишени под углом $(60 \pm 1,4)^{\circ}$ к направлению электронного пучка. Во время облучения фотоэмульсионная камера находилась в свинцовой защите, толщина передней стенки ≈ 85 мм. Пучок взаимодействующих электронов мониторировался квантометром, расположенным на расстоянии ≈ 70 м от мишени. Заряд, накопленный на квантометре, измерялся электрометром с постоянной $C \approx 2,25 \cdot 10^{-16}$ Кл/ГэВ. До места расположения квантометра происходила двойная коллимация пучка (на расстоянии ≈ 10 м и ≈ 50 м), которая ослабляла пучок $\approx (790 \pm 90)$ раз.

Облучение фотоэмульсионной камеры производилось при энергии электронов 4,0 ГэВ, частоте сброса на мишень ≈ 50 Гц. За время экспозиции квантометром было зарегистрировано $N_\gamma = (1,00 \pm 0,06) \cdot 10^{11}$ экв. квантов, что соответствовало числу γ - квантов на выходе из мишени $N_\gamma = (7,90 \pm 0,99) \cdot 10^{13}$ экв. квантов. С целью калибровки фотоэмульсионных слоёв фотокамера повторно облучалась пучком π^- - мезонов с импульсом 4,0 ГэВ/с от синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ. Маркировка и фотохимическая обработка слоев были выполнены в ЛВЭ ОИЯИ.

В § 2 гл. II приведены данные по просмотру и идентификации остановившихся частиц. Просмотр фотопластинок проводился вдоль "серого" или "чёрного" следа, входящих через торец частиц при увеличении 15×20^x на микроскопе МБИ-9. Точка остановки частиц неоднократно просматривалась под увеличением 15×60^x с целью обнаружения распадной частицы. На участке фотоэмульсионной камеры с телесным углом $\Delta\Omega \approx (1,2 \pm 0,01) \cdot 10^{-5}$ ср. было прослежено 1029 частиц. Эффективность просмотра - 0,82.

Из 1029 частиц 98 были фоновыми - вторичные частицы, выходящие из взаимодействия или уменьшающие ионизацию вглубь эмульсии; 55 частиц вышли из стопки; 141 след частиц - следы протонов отдачи от взаимодействия нейтронов с ядрами эмульсии; 74 следа частиц прерывались в эмульсии; 40 частиц образовали звезды. Оставшиеся 621 идентифицировались следующим образом.

Известно, что медленные π^\pm - мезоны оставляют в эмульсии характерный след, при остановке π^+ - мезоны распадаются по схеме $\pi^+ \rightarrow \rho^+ \rightarrow e^+$, π^- - мезоны захватываются ядром эмульсии, образуя σ^- - или ρ^- - звезды. Идентификация этих частиц проводилась также по измерению массы частицы по ионизационным потерям и точному пробегу. Идентификация K^\pm - мезонов с пробегом > 20 мм

проводилась измерением массы по ионизации и пробегу. Для K^\pm - мезонов с пробегом ≤ 20 мм идентификация проводилась визуально, по распадам или по σ^- - и ρ^- - звездам. Неточность идентификации на короткой длине составляла $\approx 0,81$.

Ошибка в определении массы частиц складывалась из ошибок измерения ионизации и пробега. Основной вклад вносила ошибка в измерении ионизации. В нашем случае ошибка в измерении ионизации вторичных частиц составляла $\approx (3+4)\%$, что приводило к ошибке в определении массы частиц $\approx 10\%$.

Таким образом, были выделены 72 π^\pm - мезона, из которых по $\pi \rightarrow \rho \rightarrow e$ - распадам идентифицировались 46 π^+ - мезонов и по σ^- - и ρ^- - звездам - 26 π^- - мезонов; 42 K^\pm - мезона, из которых 3 случая $K \rightarrow \pi \rightarrow \rho \rightarrow e$, 14 случаев с распадной частицей (e, μ, π). Природа распадной частицы не определялась. 10 событий идентифицировались как σ^- - звезды, и 15 - когда нельзя было четко наблюдать распадную частицу. 507 частиц не распались, не захватывались ядром эмульсии. Такие частицы причислялись к протонам.

Отношение числа π^- - и π^+ - мезонов было получено равным $N(\pi^-)/N(\pi^+) = 0,565 \pm 0,14$.

Средние пробеги частиц в эмульсии получены равными: для π^\pm - мезонов $\bar{R}_{\pi^\pm} = (14,2 \pm 1,8)$ мм; для K^\pm - мезонов $\bar{R}_{K^\pm} = (24,0 \pm 3,7)$ мм; для протонов $\bar{R}_p = (26,3 \pm 1,3)$ мм. С поправкой на потерю энергии частиц в "защите" средние значения импульсов на выходе из мишени получены: для π^\pm - мезонов $\bar{P}_{\pi^\pm} = (280 \pm 33)$ МэВ/с; для K^\pm - мезонов $\bar{P}_{K^\pm} = (570 \pm 88)$ МэВ/с; для протонов $\bar{P}_p = (856 \pm 38)$ МэВ/с. Ошибки только статистические.

В § 3 гл. II даны результаты вычислений различных поправок, вводимых нами при определении сечений образования частиц.

1. Поправка за счёт многократного рассеяния частиц при прохождении через свинцовую "защиту": для π^\pm - мезонов $\simeq 0,80$; для K^\pm - мезонов $\simeq 0,98$.

2. Поправка за счёт ядерного взаимодействия частиц в "защите": для π^\pm - мезонов $\simeq 0,48$; для K^\pm - мезонов $\simeq 0,57$; для протонов $\simeq 0,64$.

3. Поправка на фон вторичных частиц от взаимодействия в "защите" $\simeq (10 + 15)\%$ в малоэнергичной части спектра протонов.

4. Поправка за счёт распада "на лету" нестабильных частиц на пути от мишени до фотоэмульсионной камеры: для π^\pm - мезонов $\simeq 0,89$; для K^\pm - мезонов $\simeq 0,62$.

5. Поправка на фон от распадных частиц, $\simeq 5\%$ от распада K^\pm - мезонов.

6. Поправка за счёт перезарядки частиц на ядрах эмульсии: для π - мезонов $\simeq 0,93$; для K - мезонов $\simeq 0,98$; для протонов $\simeq 0,93$.

7. Поправка на эффективность просмотра $\simeq 0,82$ и эффективность идентификации K - мезонов на короткой длине $\simeq 0,81$.

Неточности в оценке поправок составляли в сумме $\simeq 10\%$.

В § 4 гл. II приводятся расчёты сечений с учётом всех поправок.

Дифференциальные по углу и энергии сечения электрообразования частиц получены равными:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_{\pi^+} = (0,42 \pm 0,10 \pm 0,04) \cdot 10^{-32} \text{ см}^2/\text{ср. МэВ}$$

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_{\pi^-} = (0,22 \pm 0,05 \pm 0,02) \cdot 10^{-32} \text{ см}^2/\text{ср. МэВ}$$

для π^+ - и π^- - мезонов;

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_{K^\pm} = (0,81 \pm 0,16 \pm 0,08) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2/\text{ср. МэВ}$$

для K^\pm - мезонов;

$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_p = (1,37 \pm 0,19 \pm 0,14) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2/\text{ср. МэВ}$
для протонов. Сечения рассчитаны на нуклон ядра меди. Первая ошибка статистическая и ошибка мониторингования, вторая - систематическая ошибка, связанная с неточностью в оценке поправок.

В § 5 гл. II обсуждаются экспериментальные данные. Дифференциальное сечение инклюзивного электрообразования протонов сравнивается с интерполированным по экспериментальным данным [8] значением сечения. Сечения согласуются между собой в пределах точности измерения.

Процесс электрообразования сводится к процессу фотообразования частиц в случае регистрации только одной частицы из реакции $e + p \rightarrow \pi^+ + \dots$. Основной вклад в матрицу рассеяния вносят малые значения квадрата 4-мерного передаваемого импульса K^2 , приближение Вайцеккера-Вильямса.

Процесс взаимодействия электронов с ядром с образованием $(\pi - K - p)$ частиц можно качественно представить следующим образом. Электроны взаимодействуют с отдельным нуклоном ядра, затем происходит внутриядерный процесс (каскад, перераспределение и т.д.).

В таком предположении был выполнен расчёт сечения образования π^+ - мезонов с использованием приближения Вайцеккера-Вильямса и зависимости полного сечения фотопоглощения от атомного номера ядра, $\sigma(\gamma A) \simeq A^{0,77} \sigma(\gamma N)$. Расчётное сечение электрогенерации π^+ - мезонов было получено равным

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_{\pi^+} = 0,36 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2/\text{ср. МэВ}.$$

Измеренное и расчётное сечения согласуются между собой в пределах точности.

В третьей главе дано описание эксперимента по изучению процесса фоторасщепления ядер эмульсии тормозными γ - квантами с энергией от 1,0 ГэВ до 4,5 ГэВ.

В § I гл. III приводится описание экспериментальной установки по изучению фоторасщепления ядер эмульсии тормозными γ - квантами выведенного пучка электронного синхротрона Ереванского физическо-го института.

Тормозные γ - кванты конвертировались на внутренней мишени ускорителя, проходили через коллиматоры и дважды очищались магнитом типа СП-57. Фотоэмульсионные слои типа НИКФИ ЕР-2 размером $5 \times 10 \text{ см}^2$ толщиной $\approx 600 \text{ мкм}$ облучались очищенным пучком γ - квантов. Облучение проводилось по одному слою при каждом опыте, фотоэмульсионные слои располагались перпендикулярно пучку γ - квантов. Максимальная энергия γ - квантов была 1,0; 1,5; 2,0; 3,0; 3,5; 4,0; 4,5 ГэВ.

Облученные слои транспортировались в ОИЯИ, где были выполнены маркировка и фотохимическая обработка слоев.

Просмотр фотопластинок проводился на микроскопе МБИ-9 при увеличении $15 \times 20^{\times}$, просматривалась область прохождения пучка, регистрировались фотозвезды с числом лучей $n \geq 2$. Кроме того, просматривалась площадь, находящаяся вне пучка для оценки числа фоновых звезд от ускорителя и космических лучей. Эффективность просмотра находилась в пределах $(0,77 + 0,85)$.

Известно, что сечение фоторасщепления определяется следующим образом:

$$\sigma_0 = \frac{E_{\gamma \max} \int_{E_{\text{пор}}}^{E_{\gamma \max}} \sigma_{\gamma} \cdot n(E_{\gamma}, E_{\gamma \max}) dE_{\gamma}}{\int_{E_{\text{пор}}}^{E_{\gamma \max}} E_{\gamma} \cdot n(E_{\gamma}, E_{\gamma \max}) dE_{\gamma}}, \quad (1)$$

где σ_{γ} - сечение фоторасщепления ядер при определённой энергии γ - квантов; $n(E_{\gamma}, E_{\gamma \max})$ - спектр тормозного излучения. Фотозвезды образуются γ - квантами от высокоэнергичной части спектра тормозного излучения, где спектр в хорошем приближении может быть описан в виде

$$n(E_{\gamma}, E_{\gamma \max}) \approx \frac{N_{\text{эл.чб}}}{E_{\gamma}}. \quad (2)$$

Подставляя (2) в формулу (1), можно получить

$$\sigma_{\gamma} = \frac{\Delta \sigma_0}{\Delta \ln E_{\gamma}}. \quad (3)$$

σ_{γ} определяется наклоном прямой зависимости σ_0 от $\ln E_{\gamma}$. По нашим данным, $\sigma_{\gamma} = (170 \pm 14)$ мкб/нуклон для энергии γ - квантов в интервале $E_{\gamma} = (1,0 + 4,5)$ ГэВ [9].

В § 2 гл. III дано обсуждение результатов. По модели векторной доминантности число нуклонов, с которыми взаимодействует высокоэнергичный фотон, уменьшается за счёт теневого эффекта, $A_{\gamma\gamma\gamma}/A$ меняется с изменением энергии γ - квантов. При энергии γ - квантов $E_{\gamma} = 1,0$ ГэВ $A_{\gamma\gamma\gamma}/A = 1,0$. При более высокой энергии $A_{\gamma\gamma\gamma}/A \approx 0,75$. Нами $A_{\gamma\gamma\gamma}/A$ определяется по формуле (4)

$$A_{\gamma\gamma\gamma}/A = \frac{\overline{\sigma}(\gamma N)}{\sigma_{\gamma}(E_{\gamma})}, \quad (4)$$

где $\overline{\sigma}_{\gamma}$ - измеренное нами сечение в расчёте на нуклон; $\overline{\sigma}(\gamma N)$ - значение сечения фотопоглощения на нуклоне, усредненное в интервале энергии $E_{\gamma} = (1,0 + 4,5)$ ГэВ. По формуле (4) нами получено

$$A_{\gamma\gamma\gamma}/A = 0,707 \pm 0,08.$$

Приведенная ошибка включает в себя как ошибку измерения, так и ошибку от усреднения сечения $\sigma(\gamma N)$ в интервале энергий $E_\gamma = (1,0 \pm 4,5)$ ГэВ.

По экспериментальным данным по фотопоглощению на ядрах при высоких энергиях известно, что в процессе взаимодействия вклад модели векторной доминантности составляет $\approx 80\%$. По формуле (5) оценивается вклад модели векторной доминантности

$$\frac{1}{A} \cdot \sigma(\gamma A) = \bar{\sigma}_\gamma = [1 - \alpha + \alpha \cdot A^{-0,1}] \bar{\sigma}(\gamma N), \quad (5)$$

α - относительная доля модели векторной доминантности. По нашим данным, значение α получено равным

$$\alpha = 0,91 \pm 0,103.$$

Несмотря на большие ошибки, полученное значение показывает, что в области энергии γ - квантов до 4,5 ГэВ при взаимодействии фотонов с ядром, вклад модели векторной доминантности $\approx 80\%$.

Параграфы 3,4,5 гл. III посвящены изучению процесса образования ядер бериллия в фотоядерных реакциях.

В последнее время возрос интерес к процессам генерации многозарядных частиц ($Z \geq 2$) - фрагментации ядер - во взаимодействиях частиц высокой энергии с ядрами. Фрагментация ядер под действием адронов изучена во многих работах. Сравнительно меньше данных по изучению расщепления ядер под действием γ - квантов, особенно в области энергии $\geq 1,0$ ГэВ. Имеющиеся экспериментальные данные не дают однозначного ответа относительно механизма фрагментации ядер - прямая реакция, испарение, деление и т.д.

Нами изучался процесс образования ядер ${}^8\text{Be}_\gamma$ при взаимодействии тормозных γ - квантов с энергией от 1,5 до 4,5 ГэВ с ядрами фотоэмульсии [10].

В § 3 гл. III приводится методика по отбору событий, содержащих распадающие случаи ядер бериллия.

Известно, что в ядерных реакциях образуются два различных состояния ядер $({}^8\text{Be}_\gamma)_{\text{ст}}$ и $({}^8\text{Be}_\gamma)_{\text{нст}}$. Ядро $({}^8\text{Be}_\gamma)_{\text{ст}}$ с четным угловым моментом за время $\approx 10^{-16}$ с распадается на две α - частицы, $({}^8\text{Be}_\gamma)_{\text{ст}} \rightarrow 2 {}^4\text{He}_2$. Для ядра $({}^8\text{Be}_\gamma)_{\text{нст}}$ с нечетным угловым моментом разрешен только γ - переход $({}^8\text{Be}_\gamma)_{\text{нст}} \rightarrow \text{Be} + \gamma$. Ввиду того, что энергия связи двух α - частиц в основном состоянии ядра маленькая $\Sigma \approx 96$ КэВ, распадающие α - частицы не дадут видимого следа в эмульсии. В случае распада "на лету" α - частицы имеют близкие энергии и вылетают из центра расщепления в одном направлении. Нами выделялись фотоядерные реакции с узкими парами частиц.

Для того чтобы убедиться, что наблюдаемые нами пары α - частиц действительно являются продуктами распада ядра ${}^8\text{Be}_\gamma$, необходимо сравнить угловые и энергетические распределения пар частиц с теми, которые могут ожидать в случае некоррелированных α - частиц. По результатам проведенного анализа большая часть наблюдаемых нами событий связана с распадом ядер ${}^8\text{Be}_\gamma$.

В § 4 гл. III приведены энергетические и угловые распределения ядер бериллия. Энергия ядер бериллия определяется как сумма кинетических энергий α - частиц. Средняя энергия ядер ${}^8\text{Be}_\gamma$ получена равной $\bar{E}_{8\text{Be}_\gamma} = (44,5 \pm 0,7)$ МэВ. Распределение по энергии согласуется с максвелловским спектром с параметрами: величина потенциального барьера $V = 11$ МэВ; температура возбуждения ядра $T = 17$ МэВ; скорость остаточного ядра $v = 0,005$. Энергетический спектр слабо зависит от начальной энергии частиц.

Угловое распределение ядер бериллия рассматривается относительно направления движения первичного фотона. По нашим данным, угловая анизотропия распределения - отношение числа фрагментов с углом вылета $\leq 90^\circ$ к числу фрагментов с углом $> 90^\circ$, $\frac{B}{H}$, получена равной $\frac{B}{H} = (1,37 \pm 0,17)$. Анизотропия углового распределения слабо зависит от начальной энергии γ - квантов, медленно растёт с повышением энергии γ - квантов.

В § 5 гл. III определяется сечение образования ядер бериллия. Анализируются 9475 фотозвёзд, образованных γ - квантами с энергией от 1,5 ГэВ до 4,5 ГэВ. Из 9475 фотозвёзд были отобраны 272 события, которые содержали распадные случаи ядер бериллия. Наблюдаемое количество событий с ${}^8\text{Be}_\gamma$ поправлялось на ряд факторов: число случайных пар частиц, имитирующих распад ядер бериллия; на эффективность регистрации ядер бериллия и фотозвёзд; на потерю событий из-за конечной толщины фотозмульсионного слоя и т.д.

В интервале энергии γ - квантов $E_\gamma = (1,5 \pm 4,5)$ ГэВ нами получено сечение образования ядер бериллия $\overline{\sigma}_{\gamma, \text{Be}_\gamma}^{\text{Be}_\gamma} = (7,15 \pm 1,5)$ мкбн/нуклон или, в расчёте на ядро эмульсии ($A = 49,6$), сечение получено равным $\overline{\sigma}_{\gamma, \text{Be}_\gamma}^{\text{Be}_\gamma} = (0,36 \pm 0,08)$ мбн.

В разделе "Заключение" приводится перечень полученных в работе результатов.

1. Изучен процесс образования ($\pi - K - p$) частиц в реакции взаимодействия электронов с энергией 4 ГэВ с ядрами меди под углом 60° к направлению движения электронов. Измерены дифференциальные по углу и энергии сечения электрообразования π^\pm - мезонов, K^\pm - мезонов и протонов. Получены первые данные по сечению электрообразования K^\pm - мезонов. Выполнены расчёты сечения образования π^\pm - мезонов на ядрах меди с использованием приближения Вайцзеккера-Вильямса и зависимости полного сечения фотопоглощения от атомного номера ядра.

Сечение образования π^+ - мезонов примерно вдвое больше сечения π^- - мезонов. Отношение π^- / π^+ получено равным

$$\frac{Z - N}{N} = 0,38 \pm 0,12,$$

где Z - число протонов; N - число нейтронов.

2. Изучен процесс фоторасщепления ядер эмульсии в области энергии γ - квантов от 1,0 ГэВ до 4,5 ГэВ. Измерено полное сечение фотопоглощения на ядрах эмульсии.

3. Впервые в фотоядерных реакциях изучен процесс образования нестабильных ядер бериллия. Определено сечение фрагментации ядер бериллия в области энергии γ - квантов до 4,5 ГэВ. Энергетические и угловые распределения ядер бериллия похожи на данные по адронным экспериментам. В фотоядерных реакциях и в реакциях, вызванных адронами, выход фрагментов бериллия больше фрагментов лития, что требует своего дальнейшего изучения. Отношение парциального сечения образования ядер бериллия к полному адронному фотосечению остается постоянным в широком интервале энергии начальной частицы. По адронным данным, отношение парциального к геометрическому сечению также остается постоянным в широком интервале энергии начальной частицы. Все это подтверждает адронную структуру фотонов.

Материал диссертационной работы докладывался на Сессии отделения ядерной физики АН СССР (Москва, 1971 г); на совещаниях фотоэмульсионного комитета ОИЯИ и опубликован в работах. [6], [7], [9], [10]

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. D.O.Galdwell, V.Elings, W.P.Hesse et al. Phys. Rev. Lett. 25, 609, 1970; *ibid.* Phys. Rev. Lett. 23, 1256, 1969; *ibid.* Phys. Rev. D7, 1362, 1973.
2. W.R.Ditzler, M.Breidenback, I.I.Fridman et al. Phys. Lett. B57, 201, 1975.
3. V.Z.Peterson, C.E.Roos. Phys. Rev. 105, 1620, 1957; *ibid.* Phys. Rev. 124, 1610, 1961.
4. J.T.Dakin, G.J.Feldman, F.Martin et al. Phys. Rev. Lett. 31, 786, 1973; *ibid.* Phys. Rev. Lett. 29, 746, 1972; *ibid.* Phys. Rev. Lett. 30, 143, 1973.
5. J.Dakin. Preprint SLAC-PUB-1236, 1973.
6. Д.А.Галстян. Препринт ОИЯИ I-3974, Дубна, 1968.
7. Д.А.Галстян, В.М.Харитонов. ЯФ, I4, 77I, 197I.
8. K.W.Chen, J.B.Dunning et al. Phys. Rev. B135, 1030, 1964.
A.A.Cone, K.W.Chen, J.K.Dunning et al. Phys. Rev. 156, 1490, 1967.
9. Дж.А.Галстян, А.М.Зверев и др. ЯФ, I7, 907, 1973.
10. Дж.А.Галстян, А.М.Зверев. ЯФ, I9, II77, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 июля 1977 года.