

Ш-612



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1 - 9352

ЩЕРБАКОВ
Юрий Александрович

ИССЛЕДОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ ПИОНОВ
НА ЯДРАХ ${}^3\text{He}$ И ${}^4\text{He}$

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1975

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем
Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук профессор

В.В.Балашов,

доктор физико-математических наук член-корреспондент
АН СССР

И.И.Гуревич,

доктор физико-математических наук профессор

А.Н.Горбунов.

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Мо-
сковский инженерно-физический институт.

Автореферат разослан “ “ декабря 1975 г.

Защита диссертации состоится “ “ 1976 г.
на заседании Ученого совета Лаборатории ядерных про-
блем Объединенного института ядерных исследований,
г. Дубна, Московской обл.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке
Объединенного института ядерных исследований.

Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических наук

Ю.А.БАТУСОВ

1 - 9352

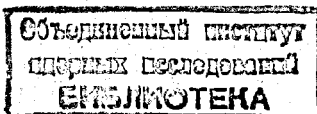
ЩЕРБАКОВ
Юрий Александрович

ИССЛЕДОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ ПИОНОВ
НА ЯДРАХ ${}^3\text{He}$ И ${}^4\text{He}$

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)



Исследование рассеяния пионов на легких ядрах представляет собой одно из актуальных направлений в программе изучения взаимодействия адронов с ядрами и осуществляется в настоящее время в ряде лабораторий мира. Особенный интерес к этому направлению проявляется в последнее время в области средних энергий $< 1 \text{ ГэВ}$, где для этой цели вводятся в строй новые ускорительные установки - "мезонные фабрики" с мощными пучками пионов.

Несмотря на то, что к настоящему времени накоплен огромный объем информации относительно элементарного взаимодействия нуклонов с нуклонами и мезонами, природа ядерных сил остается во многом не расшифрованной. Постановка опытов с элементарными частицами дала много ценных сведений, однако в этих экспериментах не проявляется специфика, свойственная динамике многочастичной системы. А именно, при описании рассеяния двухчастичной t -матрицей большое значение имеет поведение ее на внеэнергетической поверхности в импульсном пространстве. В элементарном же акте рассеяния черпаются данные только относительно t -матрицы на массовой поверхности. Кроме того, наряду с нуклонными степенями свободы многочастичной ядерной системы в адрон-ядерных столкновениях имеется возможность изучения мезонных степеней свободы этой системы, проявляющихся, например, в таких явлениях, как возбуждение барионных резонансов внутри ядра, наличие обменных мезонных токов, пионного конденсата и др.

Легчайшие ядра позволяют наиболее непосредственным и надежным образом связать известные данные об элементарных $N-N$ - и $\pi-N$ -взаимодействиях свободных частиц с процессами, протекающими при взаимодействии

адрона с ядром, и использовать для теоретического описания наиболее строгие и последовательные методы.

Среди легчайших ядер особенный интерес представляют собой ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{He}$. Отсутствие связанных возбужденных уровней в обоих ядрах позволяет надеяться на некоторое упрощение описания процесса рассеяния. Малое число нуклонов ограничивает число возможных каналов реакций.

Однако до настоящего времени даже простейший из процессов взаимодействия пионов с ядром - упругое рассеяние - остается слабо изученным. Если относительно π - ${}^4\text{He}$ -взаимодействия имеется ряд, хотя и фрагментарных, данных в области энергий $< 1 \text{ ГэВ}$, то взаимодействие пионов с ядром ${}^3\text{He}$ совершенно не изучено. В последнее время становится ясно, что нужны не просто отдельные опыты, а широкая программа экспериментов, которая бы реализовала систему "полных опытов" по типу тех, что были в свое время осуществлены при исследовании N-N-взаимодействия и без которых невозможно рассчитывать на понимание природы ядерных сил.

Целью настоящей работы являлось проведение систематических исследований по изучению упругого рассеяния пионов на ядрах ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{He}$ в области энергий 70-200 МэВ. Здесь особенно резко проявляется первый барионный резонанс $\Delta_{33}(1236)$, и поэтому исследования приобретают особый интерес.

Из неупругих процессов был выбран для изучения один из наиболее тонких и экзотических процессов - эффект двойной перезарядки пиона в ядре. Механизм последнего до настоящего времени остается детально непонятым, и поэтому очень важным является получение новой экспериментальной информации об этом процессе.

Особую задачу составляла разработка и создание эффективной установки, наиболее пригодной для реализации намеченной программы, - гелиевой стримерной камеры высокого давления. Этот прибор должен был сочетать в себе одновременно свойства трекового детектора и гелиевой газовой мишени.

В диссертации изложен цикл методических и физических исследований, выполненных автором в сотрудни-

честве с большим коллективом физиков Дубны, Бухареста, Турина, Софии в период с 1964 по 1975 год. Первые же эксперименты по исследованию π - ${}^4\text{He}$ -рассеяния были начаты автором еще в 1954 году /1/ в Институте ядерных проблем АН СССР.

В первой главе диссертации кратко описана ситуация, имевшая место в исследовании взаимодействия пионов с легкими ядрами к моменту постановки данных исследований. Отмечено, что ограниченная информация по упругому π - ${}^4\text{He}$ -рассеянию сопровождалась наличием не согласующихся между собой экспериментальных результатов /например, по упругому рассеянию /2, 3/ /.

В ней рассмотрены также основные представления, используемые для описания пион-ядерного взаимодействия, и некоторые новые тенденции в их развитии. Обсуждаются проблемы, исследование которых представляет наиболее значительный интерес при постановке экспериментов по изучению π - ${}^4\text{He}$ - и π - ${}^3\text{He}$ -рассеяния. Среди них: изучение возможности безмодельного восстановления амплитуды в упругом π - ${}^4\text{He}$ -рассеянии, выяснение причин несогласованности теоретических предсказаний о поведении действительной части амплитуды рассеяния вперед, проверка применимости оптической модели, простого импульсного приближения, модели Глаубера-Ситенко для малонуклонных ядер и ряд других вопросов.

Во второй главе изложены результаты по разработке и созданию нового типа детектора - гелиевой стримерной камеры-мишени. Нужен был прибор, который бы позволил надежно регистрировать процесс упругого рассеяния пиона, сопровождающегося вылетом малоэнергетичного ядра отдачи с $E_a \approx 1-20 \text{ МэВ}$. Ранее для этой цели использовали технику пузырьковых камер /2/ или жидкогелиевую мишень /3/, окруженную сцинтилляционными счетчиками, однако, несмотря на совершенную технику, ее применение давало не согласующиеся между собой результаты по дифференциальным сечениям упругого рассеяния. Причина этого могла быть в том, что в обоих случаях отсутствовала возможность детектировать ядро отдачи.

Создание гелиевой камеры-мишени представляло значительную проблему. К началу описываемых исследований было известно, что стримерную камеру для регистрации ионизирующих частиц можно создать в основном с неоновым наполнением. Для получения изотропности при регистрации треков в широком разрядном промежутке использовался метод незавершенного разряда, т.е. разряд быстро обрывался на начальной стадии развития стримера^{4/}. Если для наблюдения треков в неоне требовались высоковольтные импульсы уже значительной напряженности $/\approx 10 \text{ кВ/см}/$ и малой длительности $< 10 \text{ нс}/$, то в гелии получить достаточно яркие и хорошо локализованные следы оказывалось значительно труднее. Кроме того, необходимо было не только уметь получать локализованный стримерный режим в гелии при давлении в одну атмосферу, но и найти возможности для работы гелиевой камеры при повышенном давлении газа в разрядном промежутке. Последнее обстоятельство нетрудно понять, если учесть, что количество вещества в стримерной камере при 1 атм будет составлять всего несколько миллиграммов и повышение давления будет пропорционально увеличивать эффективность детектора как рассеивающей мишени. Гелиевая стримерная камера является управляемым детектором с высоким временным разрешением и позволяет работать с потоками частиц порядка $10^4 - 10^5 \text{ с}^{-1}$. При давлении всего 4 атм она по эффективности как мишень в несколько раз будет превосходить такой редкий в практике современного эксперимента детектор, как жидко-гелиевая пузырьковая камера одинакового с ней размера.

Проведенные автором в период с 1965 по 1975 год исследования позволили предложить новый метод получения локализованного стримерного разряда в гелии и создать самошунтирующуюся гелиевую стримерную камеру.

В основе метода лежит использование в широкозазорной разрядной камере с внешними электродами небольших добавок к основному газу для регулирования пространственной структуры разряда; точнее, воздействие с помощью добавок на процессы поглощения фотонов,

образующихся в разряде, а также на температуру электронов и распределение свечения в разряде^{5,6/}. Особенностью стримерной камеры, работающей в новом режиме, было использование электродов, изолированных от газового объема прозрачным изолятором, и применение длинного высоковольтного импульса $/\approx 0,5 \text{ мкс}/$, что позволило вводить в разряд большие мощности, а следовательно, и получить большую яркость. Из-за зарядки диэлектриков, отделяющих объем камеры от внешних электродов, в процессе протекания тока через камеру происходит автоматическое шунтирование электрического поля на разрядном промежутке.

Как показали многочисленные эксперименты, наиболее эффективными добавками являются молекулярные газы или пары некоторых неорганических и органических веществ $/\text{H}_2, \text{H}_2\text{O}, \text{CH}_4, \text{C}_6\text{H}_6, \alpha\text{-пинен}/$. Наилучшие результаты давали пары воды $/\text{C}_{\text{H}_2\text{O}} = 0,1\%/$, которые позволяли получать яркие, хорошо локализованные следы в гелии. Яркость оказывалась такова, что следы стало возможным фотографировать на фотопленку, применяемую при фотографировании в пузырьковых камерах $/\text{чувствительность } S_{0,85} = 1000 \text{ ед. ГОСТ}/$. Яркие светящиеся участки стримеров в месте прохождения заряженной частицы имели длину $2-3 \text{ мм}$ по направлению электрического поля $/\text{в обычных стримерных камерах с чистыми неоном и гелием длина трека по полю равна } 5-10 \text{ мм}, \text{ а для фотографирования нужна пленка чувствительностью } 2000 \text{ ед. ГОСТ}/$ - рис. 1. Наиболее интенсивное свечение газа происходило в месте образования первичной лавины, где поперечное сечение разрядного канала минимально, а концентрация электронов максимальна. Для получения качественных следов необходимо было электрическое поле умеренной напряженности $/\text{не менее } 20 \text{ кВ/см}/$, кроме того, требования к высоковольтному импульсу оказывались менее жесткими, чем в стримерных камерах с незавершенным разрядом. Для формирования импульсов был необходим генератор импульсов напряжения с передним фронтом $\approx 10 \text{ нс}$ и совершенно отпадала необходимость в создании сложных высоковольтных формирующих линий $/\text{блом-лайн}/$.

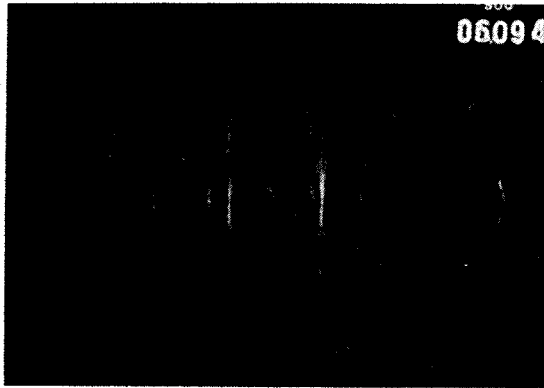


Рис. 1а. Форма стримеров в чистом гелии /фотографирование под углом 90° к направлению электрического поля, 25 кВ/см, D1: 2,8; чувств. 1000 ед. ГОСТ/.

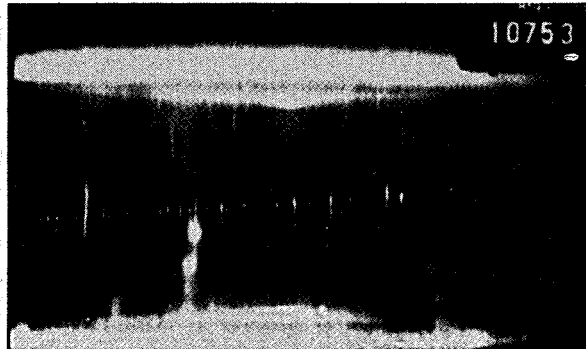


Рис. 1б. Форма стримеров в гелии с добавкой H_2O /0,1%/; 1 атм, 25 кВ/см, D1 : 2,8; чувств. 1000 ед. ГОСТ/.

Таким образом, разработанный режим позволил впервые достигнуть в гелии высокой яркости и локализации следа, а также значительно упростил высоковольтную часть питания камеры.

Второй важной задачей являлось получение в гелии локализованного по траектории ионизирующей частицы стримерного разряда при повышенном давлении. Проведенные с этой целью исследования^{5,7/} показали, что при давлении $2 \div 3$ атм в чистом гелии происходит распространение разряда от трека по объему камеры и следы практически не содержат информации о глубинной координате траектории частицы. Введение органических добавок в концентрациях $0,01 \div 0,1\%$ резко подавляет диффузию разряда и связанное с ним свечение и позволяет получить хорошо локализованные следы при давлениях до $6-7$ атм. При этом напряженность поля, необходимая для обеспечения оптимальной яркости, растет приблизительно как \sqrt{r} , что создает благоприятные условия для создания стримерной камеры с повышенным давлением рабочего газа. Уровень вводимых добавок невелик, и камера остается как мишень практически чисто гелиевой.

Разработанный режим получения локализованных следов в гелии был применен для разработки водородной стримерной камеры^{8/}. Такой детектор может быть перспективен для ряда исследований, и поэтому в ряде лабораторий мира интенсивно ведутся поиски в этом направлении. Благодаря использованию нашего метода, впервые удалось устойчиво получать и фотографировать следы в водороде при давлении 1 атм при напряженности поля всего 27 кВ/см без использования дополнительной техники усиления /ЭОП/ - рис. 2.

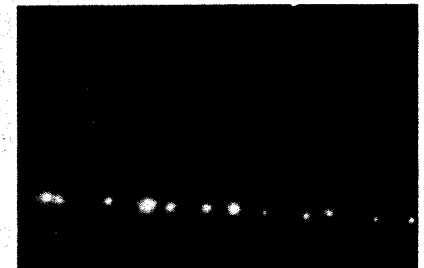


Рис. 2. Фотография следа быстрого электрона в водороде при 1 атм /напряженность 27 кВ/см, добавка $CH_4-0,5\%$, D1 : 2,8, чувствительность пленки 1000 ед. ГОСТ/.

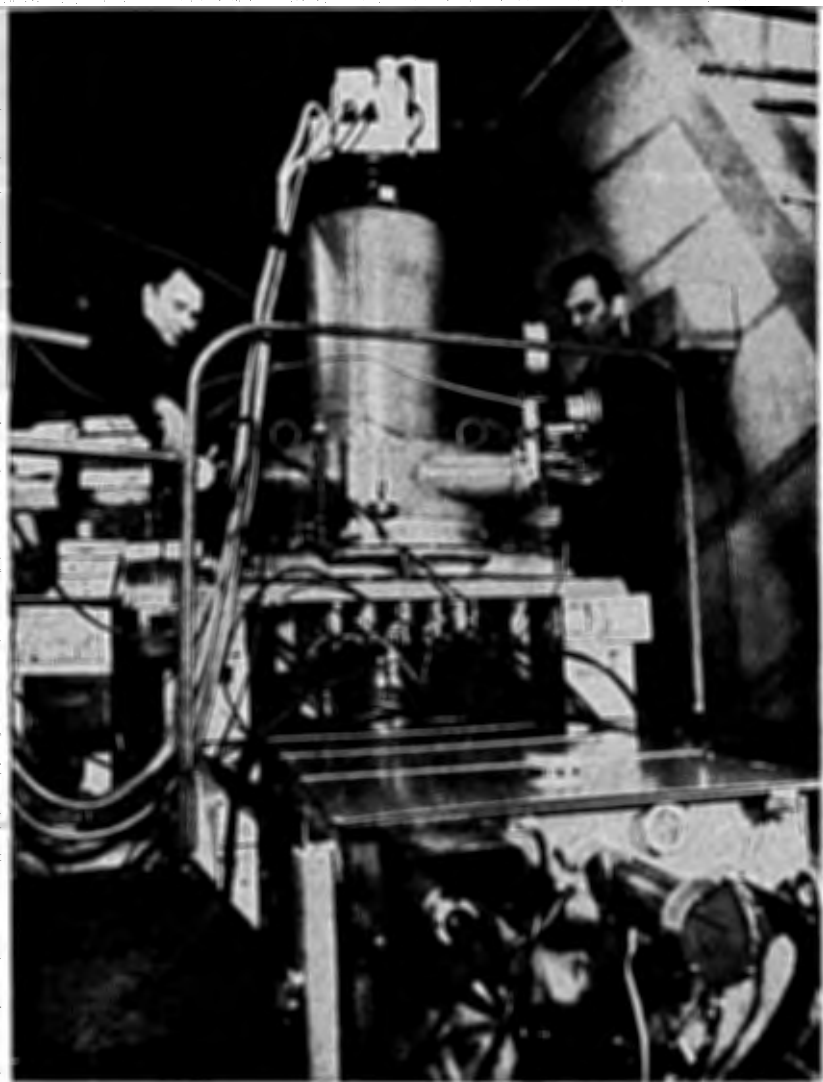


Рис. 3. Общий вид установки с гелиевой стримерной камерой-мишенью.

Был изучен также качественно отличный подход к созданию водородной камеры на основе применения техники импульсного голографирования^{/38/}.

На основе проведенных исследований был создан ряд конструкций гелиевых стримерных камер, работающих в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, Национальной лаборатории Фраскати^{/9/} как при атмосферном давлении в магнитном поле*, так и при повышенном давлении.

Для экспериментов по изучению рассеяния пионов на ядрах ^3He и ^4He была спроектирована гелиевая камера-мишень диаметром 0,5 м, глубиной 12 см, с рабочим давлением 4 атм, управлявшаяся сцинтилляционным годоскопом /рис. 3/. Конструкция камеры обеспечивала возможность работы с изотопом ^3He при минимальных потерях этого дефицитного газа. Фотографическая система и система высоковольтного питания /ГИН на 800 кВ/ позволяли производить стереофотографирование со скоростью 10^4 фото/час. Временное разрешение камеры составляло 2-3 мкс. Было исследовано регулирование памяти с помощью различных добавок: CCl_4 , SF_6 , а также воздуха /уровень добавок $\approx 0,01\%$ /.

В третьей главе описана постановка экспериментов по изучению упругого рассеяния пионов на ядрах ^3He и ^4He ^{/11/}. Эксперименты проводились на мезонных пучках синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ /рис. 4/. Из мезонного канала были выведены пучки пионов с энергией 68, 98, 120, 135, 145, 156, 174, 198 и 208 МэВ. При всех этих энергиях получались π^- -мезоны. Положительные пионы возможно было получать с приемлемой интенсивностью только до энергии 156 МэВ. Энергия пучков определялась по пробегу, а также путем измерения импульсов в стримерной камере, помещенной в магнитном поле /магнит МС-4А/.

*Камеры, работающие на этом принципе, используются в ряде других лабораторий /например, в работе Ц.С.Ву и др.^{/10/} при поиске двойного β -распада/.

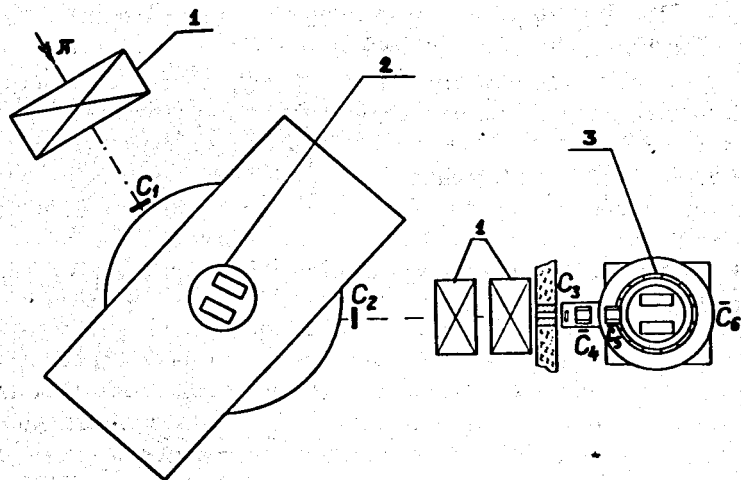


Рис. 4. Размещение аппаратуры на мезонных пучках синхротрона ОИЯИ /1 - фокусирующие линзы, 2 - магнит МС-4А с камерой, 3 - камера с годоскопом, $C_1 - C_6$ - счетчики/.

и контролировалась по пробегу ядер отдачи в самой стримерной камере-мишени. Состав пучка измерялся черенковским счетчиком полного поглощения с точностью $\approx 2\%$.

Стримерная камера как мишень имела малую эффективную толщину: $\approx 35 \text{ мг/см}^2$, поэтому детектирование взаимодействий пионов в ней представляло собой сложную задачу. Запуск камеры производился от годоскопа из 18 сцинтилляционных счетчиков, размещавшихся вокруг чувствительного объема /рис. 5/. Он захватывал диапазон углов рассеяния от 25 до 170° и обеспечивал достаточно большой телесный угол $\approx 0,12 \times 4\pi \text{ ср}$. Рассеянные мезоны от процессов упругого и неупругого взаимодействий детектировались годоскопом, от которого осуществлялся запуск ГИН и системы фотографирования.

Выделение событий упругого рассеяния /рис. 6/ производилось в процессе двукратного просмотра и обмера стереофотографий. Измерения проводились на просмотрных столах Лаборатории ядерных проблем, Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ

/БПС-3 на линии с ЭВМ ТРА/ и Туринского института физики. Отбор упругих событий осуществлялся путем проверки соответствия наблюдаемой и рассчитанной кинематики разлета пионов и ядер отдачи по специально созданным программам обработки гистограмм /программы LANT, GAUSS, SECEN и др./.

Вносились необходимые поправки, учитывающие геометрию годоскопа, а также эффективности отдельных счетчиков, вклад от неупругих процессов $/5 \div 15\%/$, состав пучка.

В приведенных экспозициях получено около 2 млн. стереофотографий, на которых отобрано около 18.10^3 событий упругого $\pi^{\pm} {}^4\text{He}$ - и $\pi^{\pm} {}^3\text{He}$ -рассеяния.

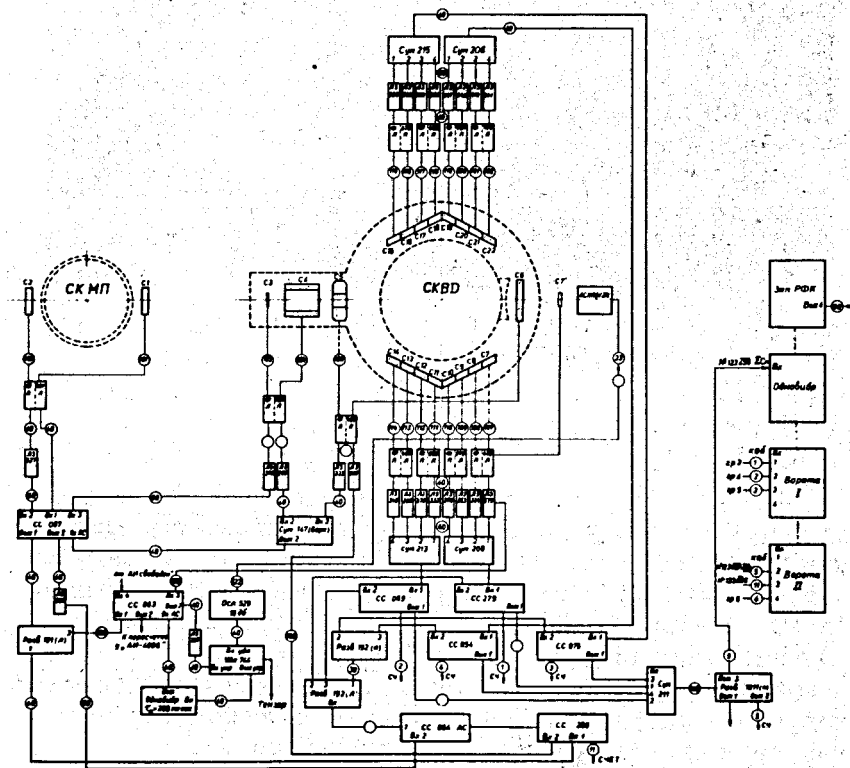


Рис. 5. Блок-схема электроники годоскопа, управляющей работой спектрометра из стримерных камер.

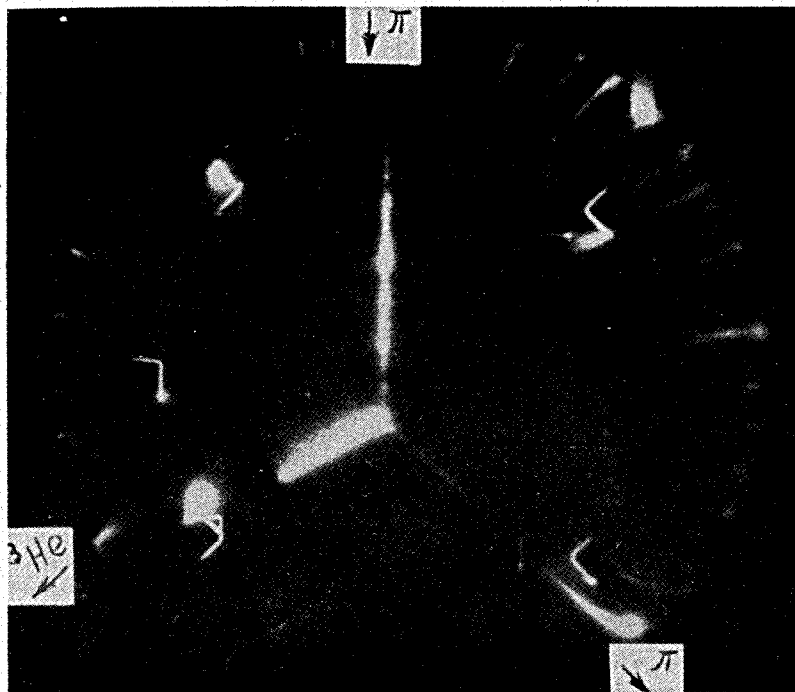


Рис. 6. Типичная фотография события упругого рассеяния π^+ -мезона на ядре ^3He .

В четвертой главе анализируется экспериментальный материал по исследованию угловых распределений упругого рассеяния пионов на ядрах ^4He в диапазоне энергий 68-208 МэВ/всего 13 угловых распределений - $15 \cdot 10^3$ событий/ - рис. 7. Такие систематические измерения упругого рассеяния как с π^+ - так и с π^- -мезонами на ядрах ^4He проведены впервые^{/12/}. Одновременно получены энергетические зависимости полных сечений упругого рассеяния - $\sigma_{el}^+(\Gamma)$ и $\sigma_{el}^-(\Gamma)$ /рис. 8/.

Эксперименты позволили установить, что первый минимум в дифференциальных сечениях упругого $\pi^{\pm 4}\text{He}$ -рассеяния находится при $\theta \approx 70 \div 80^\circ$ и практически не смещается.

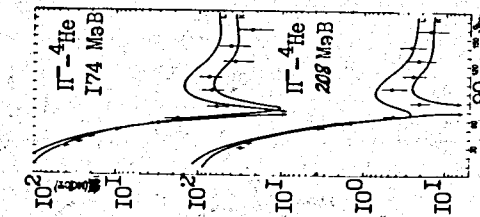
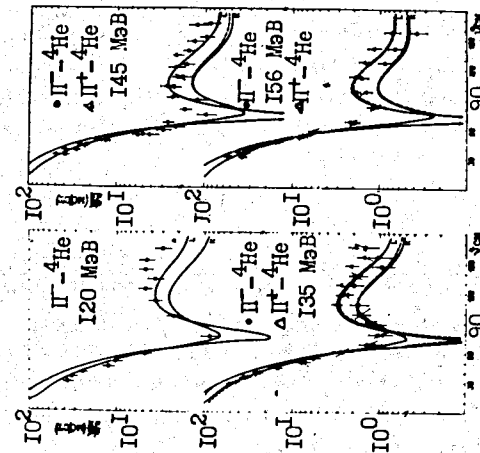
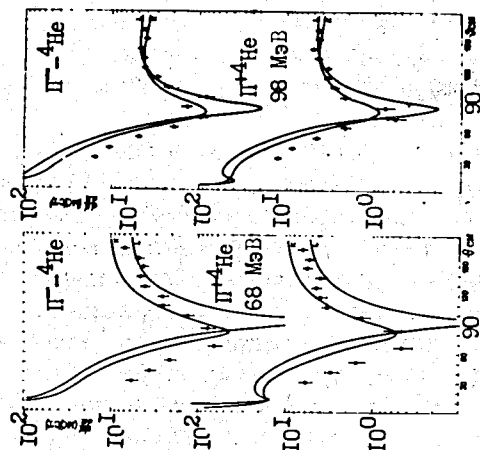


Рис. 7. Угловые распределения упругого рассеяния пионов на ядрах ^4He . Индексами К и Л обозначены кривые, полученные из расчетов по оптической модели с потенциалом Кисслингера и нелокальным потенциалом с лассаном.

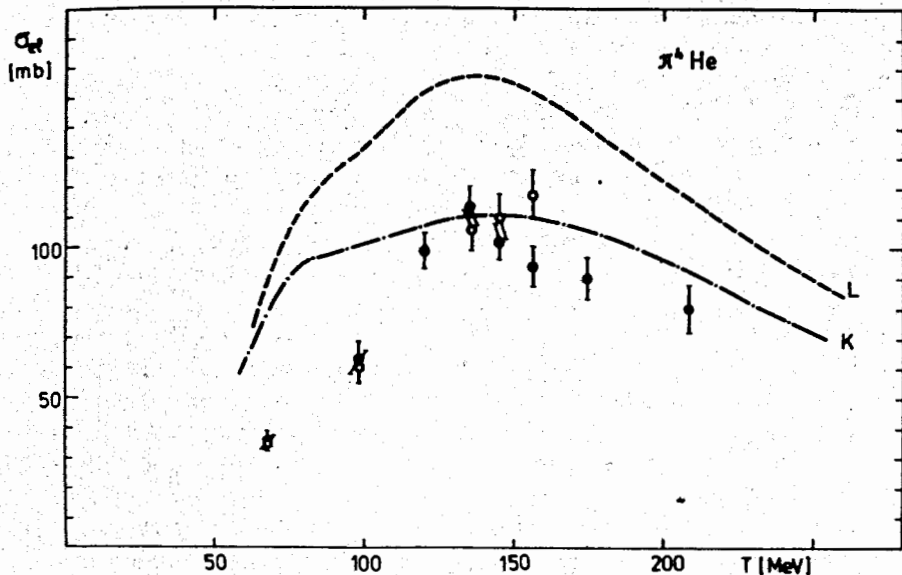


Рис. 8. Энергетическая зависимость полных сечений упругого рассеяния заряженных пионов на ядрах ${}^4\text{He}$ / π^- - π^+ , π^- - π^- /. Кривые получены по оптической модели.

ется с энергией. Это качественно отличается от поведения минимума в $\pi^{12}\text{C}$ -рассеянии /минимум находится при фиксированном значении передаваемого импульса $q = 0,1 \text{ ГэВ}/c$ /. При энергии 120 МэВ в области углов $\theta_\pi \approx 150-160^\circ$ начинает проявляться второй минимум в дифференциальных сечениях.

Полное сечение упругого рассеяния /рис. 8/ для π^- имеет максимум при энергии около 140 МэВ , и, таким образом, наблюдается его смещение по сравнению с резонансной энергией в π -N-взаимодействии / 190 МэВ /.

Характер угловых распределений позволяет заключить, что упругое рассеяние пионов в рассматриваемом диапазоне энергий имеет на ядре гелия, по-видимому, качественно другую природу, чем на ядре ${}^{12}\text{C}$. А именно, в первом случае резко проявляется P-доминантный характер элементарного π -N-взаимодействия /фиксированное положение минимума при углах, близких к 90° ,

определяется нулями амплитуды, содержащей ряд по полиномам Лежандра, которые дают наиболее точное представление амплитуды;/ во втором - имеет место обычная дифракционная картина /минимум подвижен и определяется корнями функции Бесселя, используемой для приближенного представления полиномов Лежандра/. Появляющийся на гелии второй минимум в $d\sigma(\theta)/d\Omega$, по-видимому, имеет уже дифракционную природу. Таким образом, в рассеянии на гелии резко проявляется нарушение условия $\lambda < R$, выполнение которого необходимо для проявления дифракционного характера в рассеянии.

С привлечением полученных данных впервые был выполнен фазовый анализ упругого $\pi^4\text{He}$ -рассеяния в диапазоне от 24 до 156 МэВ ^{9/}/применялась программа минимизации "Fumili" /. При его проведении использовалась также новая методика анализа - метод разложения с ускоренной сходимостью^{14/}, позволившая в ряде случаев получить большую надежность в определении значений комплексных фазовых сдвигов (δ_ℓ, η_ℓ). Были получены энергетические зависимости фазовых сдвигов S-, P- и D-волн /рис. 9/.

Анализ выявил серьезные трудности, связанные с неоднозначностями при выборе решений в $\pi^4\text{He}$ -рассеянии, и дал возможность сделать выбор наиболее вероятных решений^{15/}. Это, в свою очередь, объяснило причины получения anomalously больших значений величины электромагнитного радиуса пиона в некоторых из опытов по π - α -рассеянию^{2/}. Использование оптимального решения позволило найти значение $\langle r_\pi^2 \rangle^{1/2} = 0,8 \pm 0,4 \text{ Фм}$, удовлетворительно согласующееся с результатом, полученным из анализа мировых данных^{16/}.

Впервые проведенный фазовый анализ, зависящий от энергии^{17/}, показал, что параметризация вида

$$k^{2\ell+1} \text{ctg} \Delta_\ell = -\frac{1}{a_\ell} + b_\ell T + c_\ell T^2 + d_\ell T^3$$

дает наилучшее описание имеющихся мировых данных по $\pi^4\text{He}$ упругому рассеянию /393 точки, включая данные по $\sigma_t(T)$ из работы^{18/}, использовался 51 параметр/. В результате этого анализа установлено, что наиболее оптимальная величина для

$$\langle r_\pi^2 \rangle^{1/2} = 0,80 \pm 0,20 \text{ Фм},$$

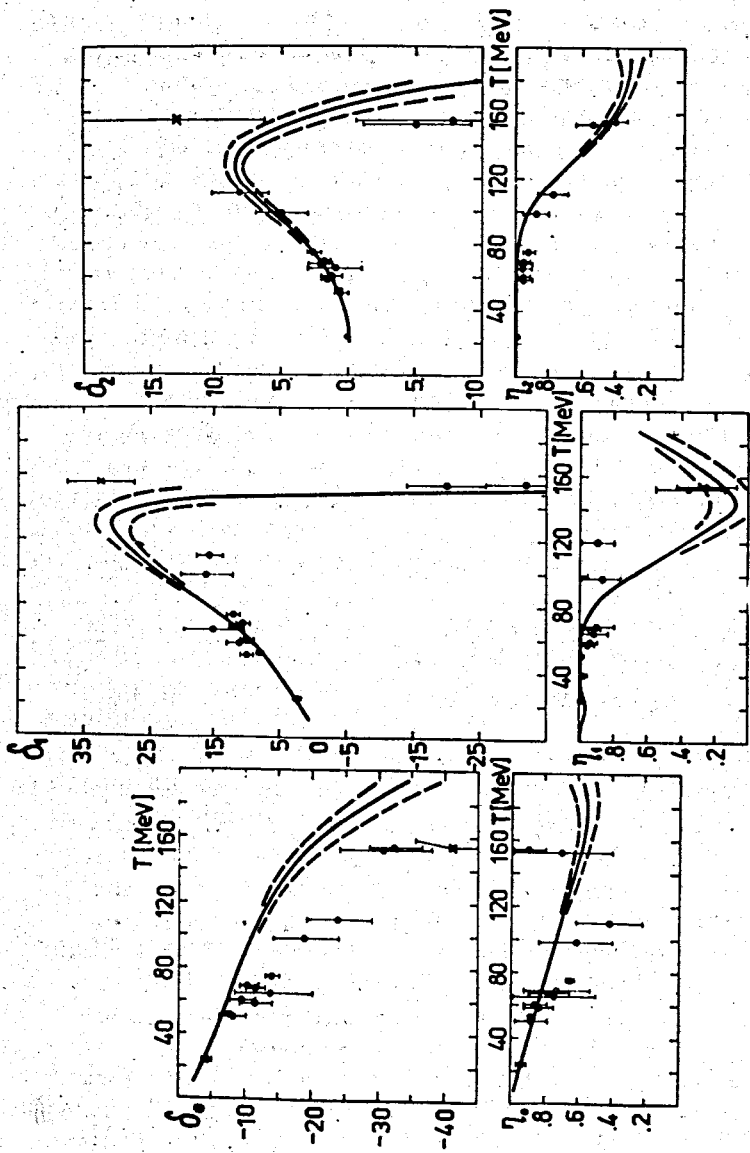


Рис. 9. Фазовые сдвиги δ_l и коэффициенты неупругости η_l для S-, P- и D-волн в упругом π^\pm He-рассеянии. Сплошные кривые - из фазового анализа, зависящего от энергии /пунктир показывает масштаб возможных неопределенностей при отклонении на одну стандартную ошибку в χ^2 /.

а значения длин рассеяния $\text{Re} a_0 = /-0,160 \pm 0,010/$ Фм и $\text{Im} a_0 = /0,055 \pm 0,07/$ Фм хорошо согласуются с данными, полученными из исследования $\pi^4\text{He}$ -мезоатомов/19/

Найденная энергетическая зависимость для мнимой части амплитуды $\pi^4\text{He}$ -рассеяния вперед $\text{Im} f(0, \omega)$ обнаруживает немонотонное изменение в районе 20-30 МэВ /у порога неупругих процессов/ и вне физической области имеет гораздо меньшие /даже и отрицательные/ значения, чем это принимается при вычислении дисперсионных интегралов/20/. Найденная из фазового анализа энергетическая зависимость для $\text{Re} f(0, \omega)$ -действительной части амплитуды вперед в $\pi^4\text{He}$ -рассеянии - расходится с предсказаниями расчетов, использующих дисперсионные соотношения /21/ /Эксперимент - $\text{Re} f(0, \omega) \approx 0$ при 140 МэВ, теория - при 180 МэВ/. Причины этого расхождения могут быть, вероятно, объяснены, с одной стороны, плохим знанием $\sigma_i(T)$, а с другой - обнаруженным поведением $\text{Im} f(0, \omega)$ в нефизической области.

Значительное количество полученной информации по упругому рассеянию $\pi^\pm 4\text{He}$ позволило произвести ее сопоставление с распространенными модельными представлениями, используемыми для описания взаимодействия пионов с легкими ядрами.

1. В рамках модели импульсного приближения/22/ оказалось возможным лучше, чем в работе/1/, феноменологически описать экспериментальные угловые распределения упругого рассеяния во всем диапазоне Δ_{33} -резонанса при использовании фаз свободного π -N-рассеяния и путем введения только трех параметров: R_a - радиуса ядра 4He , фазы P-волны - δ_{33}^I и $\rho(T)$ - мнимой добавки в S-волну, связанной с поглощением. В результате подгонки параметров методом наименьших квадратов оказалось, что оптимальные величины R_a и $\rho(T)$ хорошо соответствуют известным опытным значениям: радиусу заряда ядра 4He из e - α -рассеяния /1,65 Фм/; сечению неупругого рассеяния $\sigma_i(T)$ /приближенно свя-

занному с $\rho(T)$ соотношением $\sigma_i(T) = \frac{4\pi A}{p^2} \rho(T)$ /. Опти-

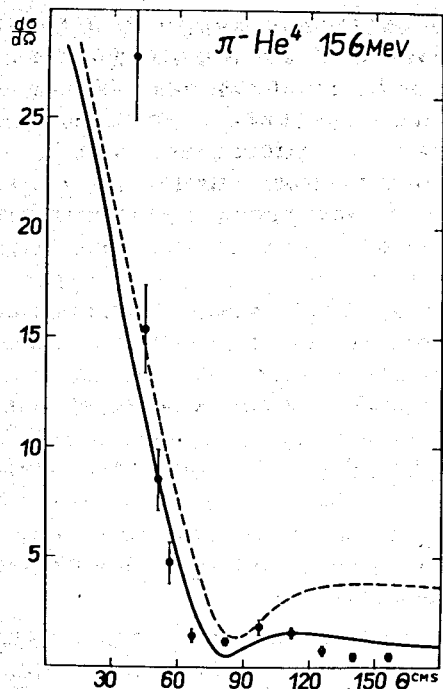


Рис. 10. Угловое распределение упругого $\pi^- \text{He}^4$ -рассеяния в модели Глаубера-Ситенко /сплошная кривая/.

мальные значения фазы δ_{33}^1 при каждой энергии примерно на 20-30% ниже, чем фактические величины δ_{33}^1 для свободного π -N-рассеяния.

2. Модель многократного дифракционного рассеяния оказывается применимой^{/23/} для полуколичественного описания данных по $\pi^4\text{He}$ упругому рассеянию при условии учета в расчетах релятивистской кинематики. Учитывались пион-нуклонные фазовые сдвиги только S- и P-волн, ядерный формфактор фиксировался исходя из опытов по $e^- \text{He}$ -рассеянию. Сопоставление проведенных расчетов с опытными данными показывает, что нижняя граница применимости приближения Глаубера-Ситенко в $\pi^4\text{He}$ -рассеянии находится при энергии около 100 МэВ.

Экспериментальные данные при 98 и 156 МэВ удовлетворительно согласуются с расчетами, исключая область малых углов $< 40^\circ$, где имеет место сильная интерференция кулоновского взаимодействия с ядерным. Обращает на себя внимание достаточно хорошее соответствие расчетов и опытных данных по $d\sigma(\theta)/d\Omega$ при 156 МэВ даже при больших углах $\approx 90^\circ$ и выше/.

3. Оптическая модель. Расчеты, выполненные с использованием потенциалов первого порядка^{/24/} Кисслингера:

$$V_k(r) = 2mV_c(r) + (A-1) \{ B\rho(r) + C(-\nabla^2\rho(r)\nabla^2) + \frac{A-1}{A} \frac{m}{2m_N} (\nabla^2\rho(r)) \},$$

и нелокального потенциала с лапласианом:

$$V_L(r) = 2mV_c(r) + (A-1) \{ (B+p^2C)\rho(r) + \frac{1}{2} \frac{m^2}{\mu^2} C(\nabla^2\rho(r)) \}$$

/в формулах m и μ - приведенные массы, B и C - константы, связанные с фазами π -N-взаимодействия/, показывают, что оба потенциала воспроизводят положение первого минимума в $d\sigma(\theta)/d\Omega$ при $70-80^\circ$ с.ц.м. /это может свидетельствовать о достаточно хорошем учете P-волнового характера π -N-рассеяния/. Несколько более хорошее описание дифференциальных и полных сечений дает использование потенциала Кисслингера /рис. 7,8/. Однако наблюдаемое расхождение между расчетами и экспериментами в диапазоне углов $25-60^\circ$ /при $T_\pi < 120$ МэВ/ не удается объяснить, сохраняя значения фазовых сдвигов свободного π -N-рассеяния, а также выбирая $\rho(r)$ из опытов по рассеянию электронов на ядре ^4He . В расчетах не имелось каких-либо свободных параметров/. Возможно, применение более реалистичных сепарабельных потенциалов^{/25/}, использованных в последнее время для описания $\pi^4\text{He}$ -рассеяния, позволит получить лучшее согласие между теорией и экспериментом.

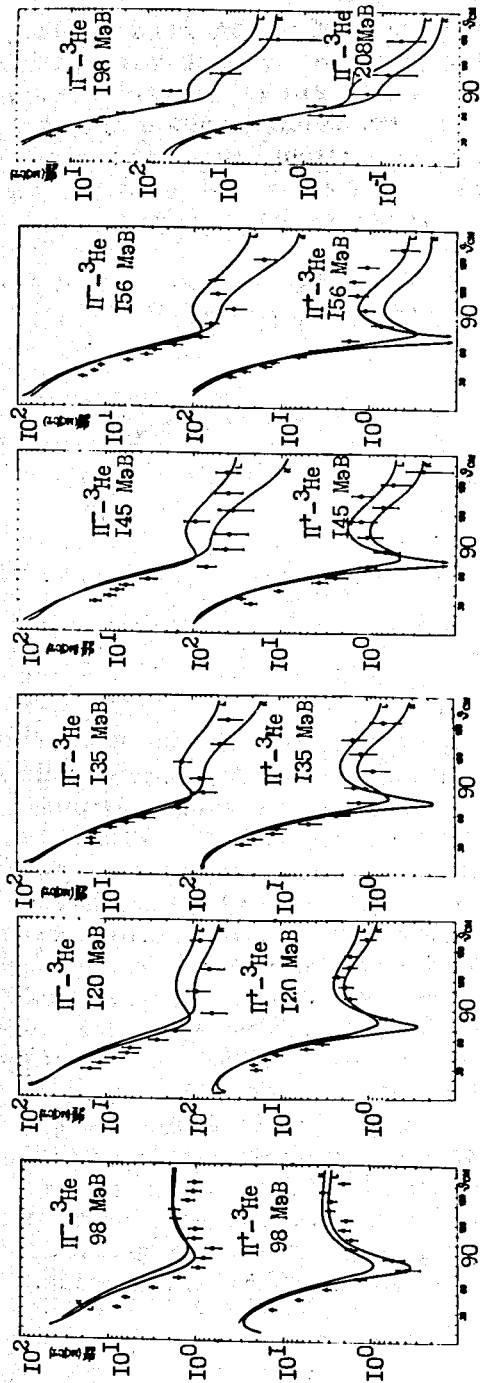
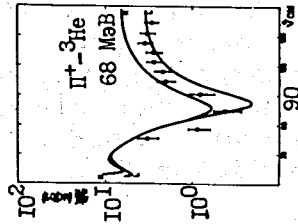


Рис. 11. Угловые распределения, упругого рассеяния π^{\pm} -мезонов на ядрах ${}^3\text{He}$. Кривые получены по оптической модели с потенциалом Кисслингера (К) и локальным потенциалом с лапласианом (Л).



Глава пятая посвящена изложению результатов исследования упругого рассеяния π^{\pm} -мезонов на ядрах ${}^3\text{He}$ при энергиях 68, 98, 120, 145, 156, 198, 208 МэВ. Экспериментальный материал ^{26/} содержит 13 угловых распределений $/5 \cdot 10^3$ событий/ - рис. 11. Это пока единственные данные по упругому рассеянию пионов на ядрах ${}^3\text{He}$. Так же, как в $\pi^4\text{He}$ -рассеянии, в угловых распределениях обнаруживается минимум при $\theta_{\pi} \approx 70-80^{\circ}$ с.ц.и., положение которого не меняется с энергией. При энергии около 120 МэВ в угловых распределениях появляется второй минимум при $\theta_{\pi} \approx 140-150^{\circ}$ с.ц.и. Это подтверждает аргументы, изложенные ранее при интерпретации результатов по $\pi^4\text{He}$ -рассеянию. Глубина первого минимума в угловых распределениях $\pi^3\text{He}$ значительно превышает глубину минимума в распределениях $d\sigma/d\Omega$ для π^- -мезонов при соответствующих энергиях. Интегрирование угловых распределений дало возможность установить энергетические зависимости величин полных сечений упругого рассеяния π^+ - и π^- -мезонов на ядрах ${}^3\text{He}$ /рис. 12/. Данные, полученные с π^- -мезонами, позволяют предполагать наличие слабо выраженного максимума в $\sigma_{el}^-(T)$ при энергии мезонов 150-180 МэВ. К сожалению, не имелось возможности проследить поведение $\sigma_{el}^+(T)$ при энергиях выше 156 МэВ.

При энергии 156 МэВ наблюдаются следующие величины отношений полных сечений упругого рассеяния:

$$\frac{\sigma_{el}^+({}^4\text{He})}{\sigma_{el}^+({}^3\text{He})} = 1,4 \pm 0,2, \quad \frac{\sigma_{el}^-({}^4\text{He})}{\sigma_{el}^-({}^3\text{He})} = 2,14 \pm 0,25,$$

$$\frac{\sigma_{el}^+({}^3\text{He})}{\sigma_{el}^-({}^3\text{He})} = 1,90 \pm 0,27.$$

Из простых оценок этих отношений на основе зарядовой симметрии в π -N-взаимодействии могут быть получены соответственно следующие приближенные величины: 1,3; 2,5; 2,0. Это свидетельствует, с одной стороны, о внутренней согласованности экспериментальных данных, а с другой стороны - об отсутствии каких-либо сильных эффектов, которые бы проявлялись в отклонении

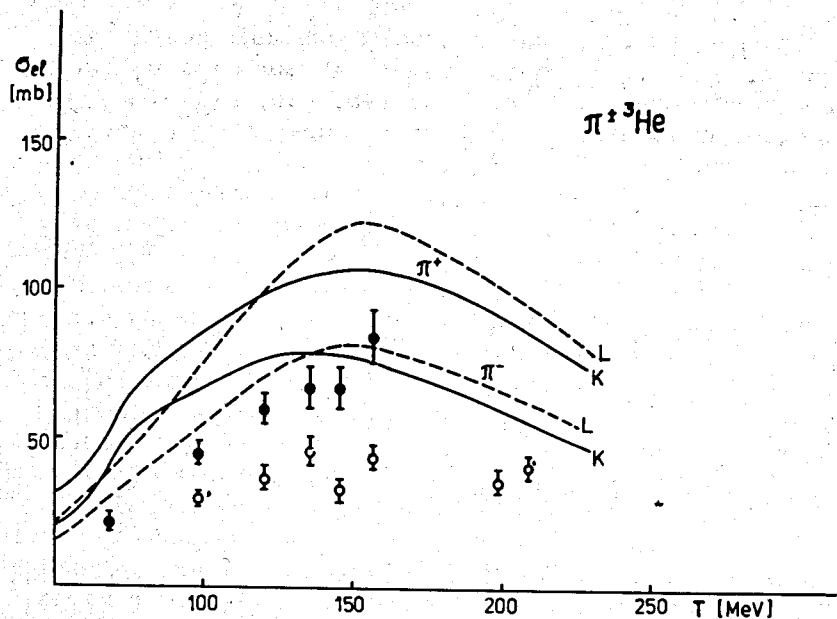


Рис. 12. Энергетические зависимости полных сечений упругого рассеяния π^{\pm} -мезонов на ядрах ${}^3\text{He}$ / π^+ , π^- /. Результаты вычислений по оптической модели с разными потенциалами показаны кривыми К и Л /.

от зарядовой симметрии при взаимодействии пионов с ядрами ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$.

Полученные экспериментальные данные по $\pi^{\pm}\text{He}$ -рассеянию были сопоставлены с рядом моделей, использованных в описании $\pi^{\pm}\text{He}$ упругого рассеяния.

1. Модель импульсного приближения в случае $\pi^{\pm}\text{He}$ -рассеяния не позволяет получить удовлетворительного описания экспериментальных данных без учета амплитуды с переворотом спина^{/27/}. Дифференциальные сечения представлялись следующим образом:

$$\frac{d\sigma^{\pm}(\theta)}{d\Omega} = \{ [A \cdot F_1(q^2) f_N^{\pm}(\theta) + f_c^{\pm}(\theta)]^2 + [A \cdot F_2(q^2) g_N^{\pm}(\theta)]^2 \}.$$

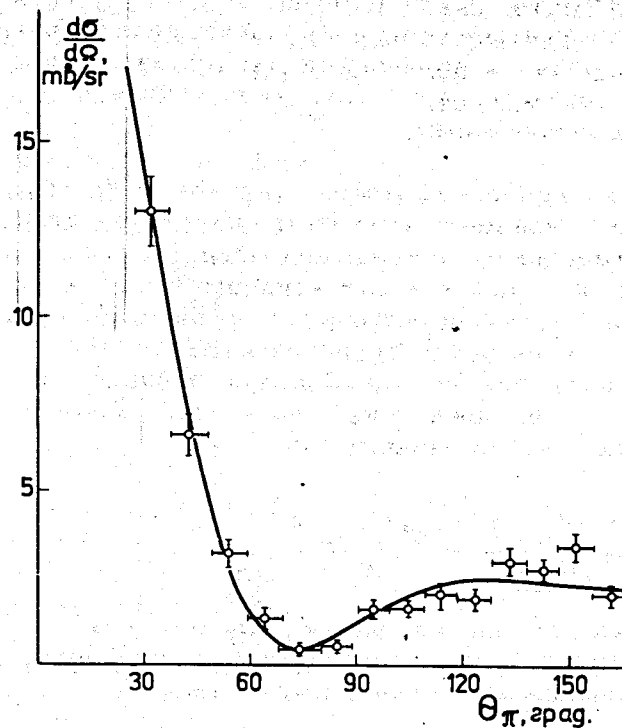


Рис. 13. Дифференциальное сечение упругого рассеяния $\pi^+{}^3\text{He}$ в импульсном приближении при $T_{\pi} = 98$ МэВ.

Проведенные расчеты показали, что для хорошего описания требуется по меньшей мере три свободных параметра /перенормировка фазы Р-волны δ_{33}^1 и формфакторы при амплитудах без переворота, $f_N(\theta)$, и с переворотом спина, $g_N(\theta)$, рис. 13/. Так же, как и в $\pi^{\pm}\text{He}$ -рассеянии, оптимальное значение фазы Р-волны оказывается примерно на /20-30/% меньше, чем свободная фаза в свободном π -N-рассеянии. Это как бы указывает на снижение эффективной энергии налетающего пиона за счет эффектов экранирования, фермиевского движения и т.д., что нужно

учитывать на основе более точных моделей. Если быть последовательными, то, как и в случае с $\pi^4\text{He}$ -рассеянием, необходимо учитывать наличие поглощения. Однако недостаточная точность полученных данных делает введение четвертого параметра, хотя физически и оправданного, не обоснованным.

2. В рамках оптической модели упругое $\pi^3\text{He}$ -рассеяние было рассчитано^{/26/} с учетом спина и изоспина ядра ^3He с применением двух потенциалов: Кислингера и нелокального потенциала с лапласианом. В выражения для потенциалов, в отличие от случая $\pi^4\text{He}$ -рассеяния, входили члены, зависящие от произведений $(J \cdot l)$ и $(T \cdot t)$.

Оба потенциала только качественно воспроизводят характер угловых распределений /рис. 11/. Различие в относительных глубинах минимумов

$$\left(\frac{d\sigma^-(\theta_{\min})}{d\Omega} \right) > \left(\frac{d\sigma^+(\theta_{\min})}{d\Omega} \right)$$

хорошо объясняется значительным вкладом в $\pi^3\text{He}$ -рассеяние от амплитуды с переворотом спина. Соответствующие выражения для сечений имеют вид^{/28/}:

$$\frac{d\sigma^+(\theta)}{d\Omega} = |f_{3/2}|^2 + \sin^2\theta |g_{3/2}|^2,$$

$$\frac{d\sigma^-(\theta)}{d\Omega} = \left| \frac{2}{3}f_{1/2} + \frac{1}{3}f_{3/2} \right|^2 + \sin^2\theta \left| \frac{2}{3}g_{1/2} + \frac{1}{3}g_{3/2} \right|^2,$$

где g_r и f_r - соответственно амплитуды с переворотом и без переворота спина.

Энергетическая зависимость полных сечений упругого рассеяния воспроизводится расчетами очень плохо /рис. 12/. Несколько ближе к опыту расчеты с потенциалом Кислингера. Это расхождение, а также значительное превышение теоретически вычисленных дифференциальных сечений над опытными значениями, по-видимому, указывает на необходимость учета в расчетах по оптической модели вклада от неупругих каналов.

3. Константа связи $f_{\pi^3\text{He}^3\text{H}}^2$. Полученные экспериментальные данные по $\pi^3\text{He}$ неупругому рассеянию позволяют предпринять попытки по извлечению константы связи $f_{\pi^3\text{He}^3\text{H}}^2$. Эта константа характеризует перенормировку элементарного π -N-взаимодействия из-за эффекта взаимного влияния нуклонов в ядре. Для оценки константы исследовались две разные процедуры: метод Чу^{/29/}, экстраполяция дифференциальных сечений упругого рассеяния в полосу ^3H через нефизическую область, и метод Чу и Лоу^{/30/}, в котором экстраполяция производится по переменной $x = s - M^2$ в $x=0$ /рис. 14/. Как показал анализ^{/26/}, точность полу-

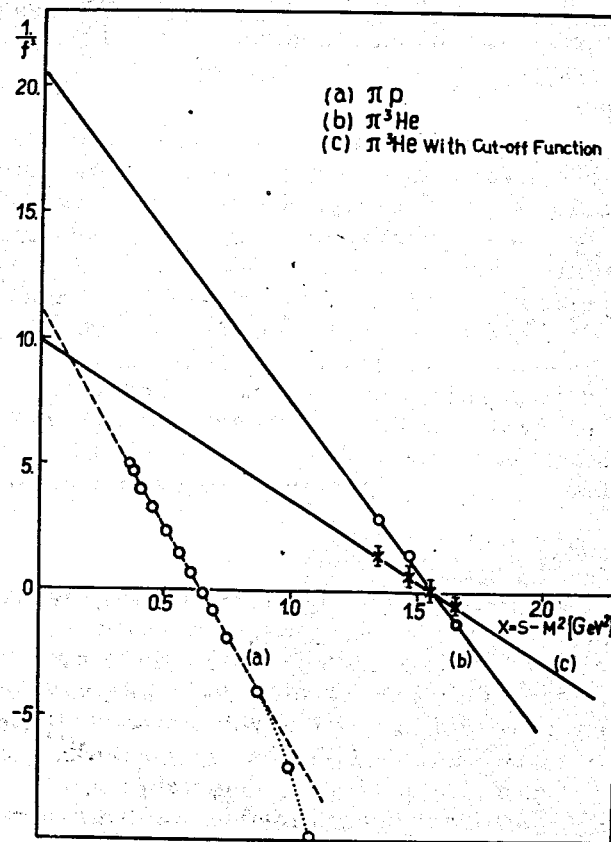


Рис. 14. Экстраполяция по теории Чу и Лоу для оценки псевдоскалярной константы связи $f_{\pi^3\text{He}^3\text{H}}^2$.

ченых данных позволяет найти достаточно достоверные значения для $f_{\pi^3\text{He}^3\text{H}}^2$ только вторым методом. Для экстраполяции использовалось следующее выражение /31/, которое фактически представляет собой прямую линию по переменной x и с параметром наклона β :

$$\frac{8}{3} \frac{M}{m^2} \cdot \frac{(V(k))^2 k^3}{\nu(s)(s-M^2)} \cdot \frac{\eta_{1+}^{3/2} + \sin 2\delta_{1+}^{3/2}}{1 - \eta_{1+}^{3/2} \cos 2\delta_{1+}^{3/2}} = \frac{1}{f_{\pi^3\text{He}^3\text{H}}^2} - (s-M^2)\beta,$$

где $V(k)$ учитывает формфактор ядра, $\nu(s) = \frac{\sigma_{el}}{\sigma_t}$, δ и

η - фазы Р-волны, s - полная энергия в системе центра масс. Величина $f_{\pi^3\text{He}^3\text{H}}^2$ константы оказывается близкой к величине ($f^2 = 0,08$) для свободного π -N - взаимодействия:

$$f_{\pi^3\text{He}^3\text{H}}^2 = 0,101 \pm 0,018.$$

Она заметно отличается от величин ($\approx 0,06$), полученных для более тяжелых ядер с привлечением дисперсионных соотношений /21/, но не противоречит оценке Б.З.Копелиовича /32/ непосредственно для ^3He ($\approx 0,16$), сделанной, по-видимому, более строго /учет формфактора ^3He , Ft из β -распада ^3H /. Для выяснения причин расхождения необходимо дальнейшее повышение точности экспериментальных данных по $d\sigma(\theta)/d\Omega$ или же измерение энергетической зависимости полных сечений рассеяния π^+ - и π^- -мезонов на ядрах ^3He в широком диапазоне энергий, чтобы можно было провести извлечение $f_{\pi^3\text{He}^3\text{H}}^2$ с помощью дисперсионных соотношений.

В главе шестой представлены результаты исследования /33/ одного из процессов неупругого взаимодействия пионов с ядрами ^4He , а именно, реакции $\pi^+ + ^4\text{He} \rightarrow \pi^- + 4p$. До настоящего времени реакции двойной перезарядки остаются слабо изученными /34/, особенно в случае легчайших ядер, где данных мало, и к тому же они в ряде случаев противоречат друг другу.

Особый интерес представляет двойная перезарядка на таких легких ядрах, как ^4He , т.к. в этом случае ядро имеет минимальное число нуклонов, чтобы процесс имел

место, и реакция может изучаться, так сказать, в "элементарном" виде.

Большая светосила установки позволяет эффективно регистрировать этот процесс, идущий с малым сечением, и наблюдать все частицы /в том числе с очень малыми энергиями, недоступными для наблюдения, например, в жидкогелиевой камере/, испускаемые в процессе двойной перезарядки пионов.

Эксперименты по изучению полного сечения реакции /1/ были выполнены при энергиях 98, 135, 145, 156 МэВ. Всего зарегистрировано 36 случаев взаимодействия /см. таблицу/.

Таблица

Энергия, МэВ	98	135	145	156
Число кадров	70.000	73.148	45.171	81.072
Число событий	9	7	4	3
$\sigma_{d.ex}(T)$				
Сечение, мб	0,30 \pm 0,15	0,29 \pm 0,10	0,34 \pm 0,17	0,13 \pm 0,07

Пятилучевая топология событий позволяла отделять случаи двойной перезарядки от фоновых процессов /рис. 15/. Контроль фона производился по экспозициям

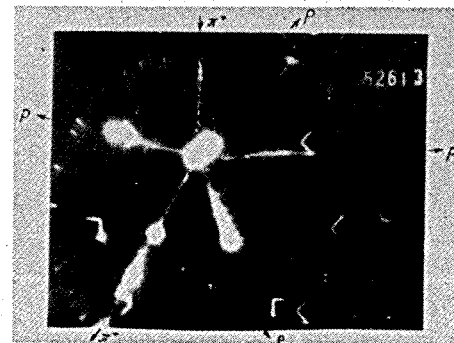


Рис. 15. Типичное событие двойной перезарядки положительного пиона на ядре ^4He .

с ${}^3\text{He}$ /где двойная перезарядка на π^+ не может идти/ - рис. 16. Соответствующие поправки вносились на возможный фон от пар Далитца. Методика просмотра и измерений была аналогична использованной при изучении упругого рассеяния. Каждое событие идентифицировалось путем проверки кинематики разлета частиц. Привлекались также ионизационные критерии.

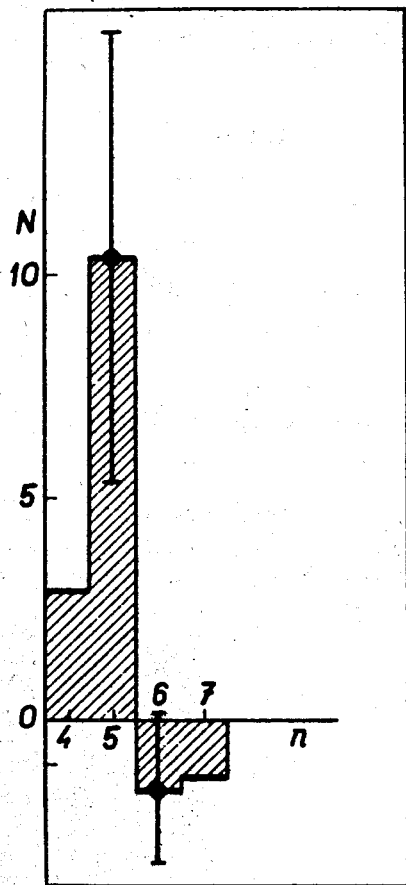


Рис. 16. Разность распределений звезд по числу лучей для экспозиций $\pi^+ {}^4\text{He}$ и $\pi^+ {}^3\text{He}$ /после соответствующей нормировки/.

Данные таблицы удовлетворительно согласуются с оценками $\sigma_{d,ex}(T)$, которые можно сделать путем измерения сечения реакции $\pi^+ + {}^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + \alpha + 4p + \pi^-$ при $T_\pi = 138 \text{ МэВ}$ /37/. Найденные величины $\sigma_{d,ex}(T)$ показывают, что расчеты по модели парных корреляций /35/ дают завышенные оценки для полного сечения и что, кроме того, предсказываемый теорией максимум в сечении при 250-300 МэВ имеет мало шансов проявиться, если он столь широк. В то же самое время характер углового распределения π^- -мезонов от двойной перезарядки качественно такой, как это следует из расчетов /нормировка на опыт/.

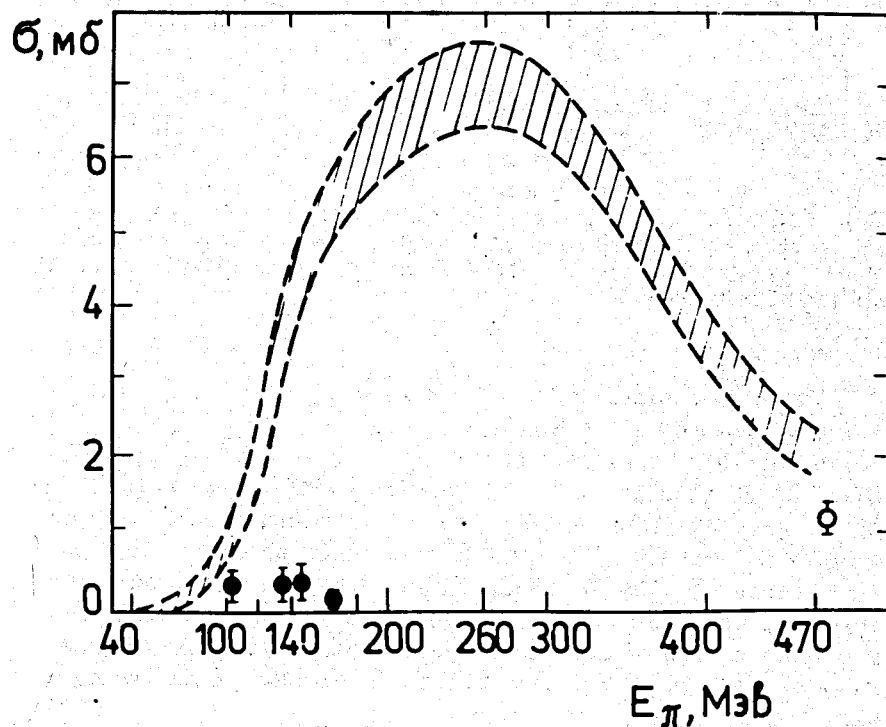


Рис. 17. Энергетическая зависимость полного сечения двойной перезарядки положительного пиона на ядре ${}^4\text{He}$. Черные кружки - данные настоящей работы. Штриховкой показаны результаты расчетов по модели парных корреляций.

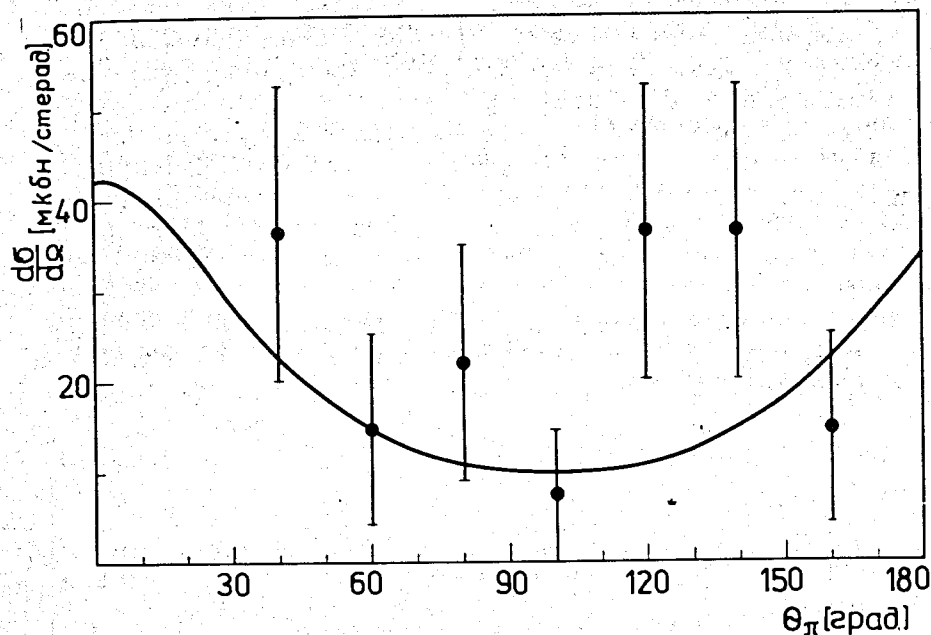


Рис. 18. Угловое распределение отрицательных пионов от процесса двойной перезарядки. /События суммированы во всем интервале 98-156 МэВ, нормировка теории по эксперименту/.

Расчеты, выполненные в последнее время на основе модели обменных мезонных токов /36/, дают для $\sigma_{d.ex}(\Gamma)$ монотонную зависимость без максимума при 250-300 МэВ. Совпадая с опытом при 485 МэВ, теория, тем не менее, предсказывает для нашего диапазона энергий величины сечений, меньшие опытных в несколько раз. По-видимому, необходимы более строгие теоретические модели, которые бы не использовали приближения, приводящие к столь большому разнобою в описании процесса двойной перезарядки даже на таком простом ядре, как ${}^4\text{He}$.

Основные результаты данной диссертационной работы могут быть сформулированы кратко следующим образом:

1. Предложен новый метод получения ярких и локализованных следов в гелии. Показана его эффективность для фотографирования треков в гелии при повышенном давлении, а также в водороде.

2. Впервые создана установка со стримерной камерой-мишенью, наполненной гелием-3, которая до настоящего времени является единственной из подобных установок. Таким образом, заложены основы оригинального направления в технике детекторов - стримерных камер-мишеней.

3. Впервые выполнены систематические исследования упругого рассеяния пионов обоих знаков на ядрах гелия-4 в диапазоне энергий 68-208 МэВ. Указывается на качественно различный характер πHe - и πC -рассеяния /в первом случае резкое проявление Р-доминантности в $\pi\text{-N}$ -взаимодействии, во втором - дифракционная картина/.

4. Впервые исследовано упругое рассеяние π^+ -мезонов на ядрах ${}^3\text{He}$. Отмечается значительный вклад в рассеяние амплитуды с переворотом спина.

5. Ряд новых данных получен в фазовом анализе упругого $\pi^4\text{He}$ -рассеяния /смещение положения резонанса, неподвижность первого минимума/, впервые выполнен фазовый анализ, зависящий от энергии. Установлена природа трудностей в оценке $\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ из $\pi\text{-a}$ -рассеяния. Показано наличие значительных осложнений в описании $\pi^4\text{He}$ и $\pi^3\text{He}$ упругого рассеяния /при малых углах и энергиях 100 МэВ/ в рамках оптической модели без произвольных параметров. Оценена нижняя граница применимости представления Глаубера-Ситенко для описания упругого $\pi^4\text{He}$ -рассеяния. Впервые получены данные о поведении мнимой части амплитуды рассеяния вперед, проанализированы возможные причины расхождения опытных данных по измерению $\text{Re}f(0, \omega)$ с расчетами по дисперсионным соотношениям.

Впервые выполнена оценка константы взаимодействия $f_{\pi^3\text{He}}^2$.

6. Показана эффективность гелиевой стримерной камеры-мишени для исследования одного из редких неупругих процессов в $\pi^4\text{He}$ -рассеянии - двойной перезарядки. Измерены величины сечений при энергиях 98, 135,

145 и 156 МэВ. Указывается на значительное расхождение опытных данных с предсказаниями теоретических моделей.

Основная часть результатов, изложенных в диссертации, представлялась на международные конференции и совещания: международные конференции по аппаратуре в физике высоких энергий /Дубна, 1964; Беркли, 1966; Версаль, 1968; Дубна, 1969; Чикаго, 1972; Фраскати, 1973/; международные конференции по физике высоких энергий и структуре ядра / Дубна, 1970; Экс-ан-Прованс, 1972; Лос-Анжелес, 1972; Уппсала, 1973; Санта-Фе, 1975/; всесоюзные совещания /Тбилиси, 1972; ИТЭФ, 1973/ и опубликована в работах /5-9, 11-15, 17, 22, 23, 26-29, 33, 38/

Литература

1. М.С.Козодаев, Р.М.Сулеев, А.И.Филиппов, Ю.А.Щербаков. ЖЭТФ, 31, 701 /1956/; 33, 1047 /1957/; 38, 708 /1960/; 39, 929 /1960/.
2. М.М. Block et al. Phys.Rev., 196, 1074 (1968).
3. К.М. Crowe et al. Phys.Rev., 180, 1349 /1969/.
4. Б.А.Долгошеин, Б.И.Лучков. Препринт ФИАН А-55 /1963/; ЖЭТФ, 46, 392 /1964/; 46, 1953 /1964/; В.А.Михайлов, В.И.Ройнишвили, Г.Е.Чиковани. ЖЭТФ, 45, 818, 45, 1282 /1963/; А.М.Алиханьян, Т.Л.Асатиани, Э.М.Матевосян. ЖЭТФ, 44, 773 /1963/.
5. М.М.Кулюкин, Д.Б.Понтекерво, И.В.Фаломкин, Ю.А.Щербаков. Труды XII Международной конференции по физике высоких энергий. 336, Дубна, 1964; ПТЭ, №6, 70 /1965/; Препринт ОИЯИ, P13-3123, Дубна, 1967; Proceed. Int. Conf. on Instrumentation, 72, Stanford /1966/.
6. Л.Буссо, Е.С.Годунова, М.М.Кулюкин, В.И.Ляшенко, Нгуен Минь Као, Г.Пираджино, Д.Б.Понтекерво, Р.Скримальо, Т.М.Трошев, И.В.Фаломкин, Ю.А.Щербаков. Препринт ОИЯИ, P13-8267, Дубна, 1974.
7. I.V.Falomkin, M.M.Kulyukin, G.V.Pontecorvo, Yu.A.Shcherbakov. Int. Symp. on Nucl. Electronics, 8-2, Versailles /1968/; В.М.Королев, М.М.Кулюкин, В.И.Ляшенко, Д.Б.Понтекерво, И.В.Фаломкин, Г.Пираджино, Ю.А.Щербаков. Препринт ОИЯИ, P13-6691, Дубна, 1972.

8. Л.Буссо, М.М.Кулюкин, В.И.Ляшенко, Т.М.Трошев, И.В.Фаломкин, Ю.А.Щербаков, Нгуен Минь Као, Д.Б.Понтекерво, Г.Пираджино. Препринт ОИЯИ, P13-8867, Дубна, 1975.
9. М.М.Кулюкин, Д.Б.Понтекерво, И.В.Фаломкин, Д.М.Хазинс, Ю.А.Щербаков. ПТЭ, №4, 48 /1967/; М.М.Кулюкин, Д.Б.Понтекерво, В.М.Сороко, И.В.Фаломкин, Ю.А.Щербаков. Препринт ОИЯИ, P13-6533, Дубна, 1972; I.V.Falomkin, M.M.Kulyukin, V.I.Lyashenko, G.Piragino, G.V.Pontecorvo, Yu.A.Shcherbakov. Bulletins SIF 79 /1970/, Italy; F.Balestra, R.Barbini, L.Busso, I.V.Falomkin, R.Garfagnini, C.Guaraldo, M.M.Kulyukin, G.Perno, G.Piragino, G.V.Pontecorvo, R.Scrimaglio, Yu.A.Shcherbakov. LNF-74/75 (P), Frascati /1974/.
10. R.H.Bardin, P.F.Gollan, F.D.Ullman, C.S.Wu. Phys.Lett., 26B, 112 /1967/.
11. М.М.Кулюкин, В.И.Ляшенко, Ф.Никитиу, Г.Пираджино, Д.Б.Понтекерво, И.Ф.Фаломкин, Ю.А.Щербаков. Препринт ОИЯИ, P1-6131, Дубна, 1971; Р.Гарфаньини, К.Георгеску, М.М.Кулюкин, В.И.Ляшенко, А.Михул, Ф.Никитиу, Г.Пираджино, Д.Б.Понтекерво, И.В.Фаломкин, Ю.А.Щербаков. Препринт ОИЯИ, P1-6692, Дубна, 1972; М.Альбу, Т.Бешлиу, I.V.Falomkin, C.Georgescu, A.Mihul, Yu.A.Shcherbakov. Preprint JINR, E1/7567, Dubna, 1973; М.Альбу, Т.Бешлиу, Р.Гарфаньини, М.М.Кулюкин, В.И.Ляшенко, А.Михул, Ф.Никитиу, Г.Пираджино, Д.Б.Понтекерво, И.В.Фаломкин, Ю.А.Щербаков. Препринт ОИЯИ, P1-7628, Дубна, 1973.
12. Ю.А.Щербаков, Л.Александров, Т.Ангелеску и др. Препринт ОИЯИ, P1-8954, Дубна, 1975.
13. I.V.Falomkin, M.M.Kulyukin, V.I.Lyashenko, A.Mihul, F.Nichitiu, G.Piragino, G.V.Pontecorvo, Yu.A.Shcherbakov. Lett. Nuovo Cimento, 5, 1125 (1972); Preprint JINR, E1-6534, Dubna, 1972.
14. О.В.Думбрайс, Ф.Никитиу, Ю.А.Щербаков. Препринт ОИЯИ, P2-6981, Дубна, 1973.
15. F.Nichitiu, Yu.A.Shcherbakov. Nucl.Phys., B61, 429 /1973/.
16. С.Дубничка, В.А.Мещеряков. Препринт ОИЯИ, E2-7982, Дубна, 1974.
17. Л.А.Александров, Т.Ангелеску, Ф.Никитиу, И.В.Фаломкин, Ю.А.Щербаков. Препринт ОИЯИ, P1-8328, Дубна, 1974.

18. C. Wilkin et al. Nucl. Phys., B62, 61 /1973/.
19. G. Backenstoss et al. Nucl. Phys., B66, 125 /1974/.
20. G. Alberi et al. IC/74/13 Preprint, Trieste /1974/.
21. T. E. O. Ericson, M. P. Locher. Nucl. Phys., A148, 1 /1970/.
22. К. Георгеску, А. Михул, И. В. Фаломкин, Ю. А. Щербаков. Препринт ОИЯИ, P1-8235, Дубна, 1974.
23. А. Атанасов, В. Великов, К. Георгеску, Ф. Никитиу, Ю. А. Щербаков. Препринт ОИЯИ, P2-8827, Дубна, 1975.
24. R. Mach. Nucl. Phys., A154, 56 /1973/.
25. R. Landau. Phys. Lett., 57B, 13 /1975/.
26. М. Альбу, Т. Бешлиу, Р. Гарфаньини, М. М. Кулюкин, В. И. Ляшенко, А. Михул, Ф. Никитиу, Г. Пираджино, Д. Б. Понтекорво, И. В. Фаломкин, Ю. А. Щербаков. Препринт ОИЯИ, P1-7742, Дубна, 1974; Ю. А. Щербаков, Т. Ангелеску, М. М. Кулюкин и др. Препринт ОИЯИ P1-8955, Дубна, 1975.
27. К. Георгеску, А. Михул, И. В. Фаломкин, Ю. А. Щербаков. Препринт ОИЯИ, P1-8236, Дубна, 1974.
28. F. Mach, F. Nichitiu, Yu. A. Shcherbakov. Preprint JINR, E4-8200, Dubna, 1974.
29. G. F. Chew. Phys. Rev., 112, 1380 /1956/;
O. V. Dumbrais, F. Nichitiu, Yu. A. Shcherbakov. Preprint JINR, E2-6992, Dubna, 1973.
30. G. F. Chew, I. Low. Phys. Rev., 101, 1570 /1956/.
31. R. Mach, F. Nichitiu. Preprint JINR, E1-9048, Dubna, 1975.
32. Б. З. Копелиович. ЯФ, 18, 1157 /1973/.
33. М. М. Кулюкин, В. И. Ляшенко, Д. Б. Понтекорво, И. В. Фаломкин, Ю. А. Щербаков, К. Георгеску, А. Михул, Ф. Никитиу, А. Сэрару, Г. Пираджино. Препринт ОИЯИ, P1-7231, Дубна, 1973.
34. F. Becker, Yu. A. Batusov. Revista del Nuovo Cimento, 1, 309 /1971/.
35. F. Becker, C. Schmidt. Nucl. Phys., B18, 607 (1970).
36. J. F. Jermond, C. Wilkin. Lett. Nuovo Cimento, 13, 605 /1975/.
37. J. P. Massue, Y. Sakamoto, Yu. A. Batusov, P. Cüer. Nucl. Phys., B29, 515 /1971/.
38. М. М. Кулюкин, М. В. Стабников, М. А. Томбак, Ю. А. Щербаков. Препринт ЛИЯФ, №36, Ленинград, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 декабря 1975 года.