

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ФИЗИКЕ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
НА СИНХРОЦИКЛОТРОНЕ ЛАБОРАТОРИИ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ*)****В. П. Джелепов, Б. М. Понтекорво**

ВВЕДЕНИЕ

За сорок лет существования Советского государства были достигнуты громадные успехи в различных областях отечественной науки и техники. Особенно быстрыми темпами развивалась за эти годы наука об атомном ядре. Последние пятнадцать лет ее развития в Советском Союзе и в наиболее экономически развитых зарубежных странах (США, Англия) привели к успешному решению ряда важнейших задач практического применения атомной энергии: созданию мощных атомных реакторов и электростанций и появлению новой области техники—ядерной энергетики. Основной научной базой для этой области техники явились физические исследования с частицами низких энергий.

Этот же период развития науки об атомном ядре характеризуется рождением новой области ядерной физики—физики частиц высоких и сверхвысоких энергий и мощных ускорителей. История ее почти не выходит за рамки последнего десятилетия, и она не связана пока с решением каких-либо практических проблем.

Основным предметом изучения этой новой области физики является исследование природы и свойств элементарных частиц—нуклонов, мезонов, гиперонов, античастиц, представляющих собой простейшие из известных в настоящее время структурных элементов вещества.

Разнообразные исследования, выполненные с космическими лучами и на мощных ускорителях, показали, что элементарные частицы могут создаваться при столкновениях частиц с энергиями в сотни миллионов и миллиардов электрон-вольт. Физика высоких и сверхвысоких энергий ставит своими главными целями возможно более полное определение всего набора элементарных частиц, установление законов взаимодействия их между собой, а также изучение процессов взаимных превращений одних частиц в другие.

Если учесть, что в настоящее время физикам уже известны 26 различных элементарных частиц, и принять во внимание тот факт, что, несмотря на титанический труд, затраченный учеными всего мира, до сих пор не установлен основной закон, определяющий взаимодействие между главными структурными элементами ядра—нуклонами, то можно ясно представить, насколько обширны неизведанные горизонты новой области физики. Вместе с тем многовековой опыт развития мировой науки показывает что обычно, входя в новую область познания, ученые извлекают из нее неожиданно много принципиально важного и полезного для человека. Всем этим определяется большая перспективность исследований с частицами высоких энергий.

*) «Атомная энергия» 3, 413 (1957).

В нашей статье мы попытаемся дать представление об основных научных исследованиях, выполненных советскими физиками с частицами высоких энергий на самом большом в мире синхроциклотроне Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований*).

ПУСК СИНХРОЦИКЛОТРОНА И ХАРАКТЕРИСТИКИ ПУЧКОВ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Начало систематическому и детальному изучению этой области физики в нашей стране было положено 14 декабря 1949 г., когда в Институте ядерных проблем АН СССР, ныне Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований, был введен в действие пятиметровый синхроциклотрон, и на нем получены дейтоны с энергией 280 $Mэв$ и α -частицы с энергией 560 $Mэв$ ¹. Практически в это же время в Физическом институте АН СССР был пущен синхротрон, ускоряющий электроны до энергии 250 $Mэв$ **). Создание мощных синхроциклотронов, являющихся большими и сложными инженерными сооружениями, оказалось под силу только наиболее развитым капиталистическим странам (США, Англия). Поэтому синхроциклотрон Объединенного института ядерных исследований является ярким свидетельством высокого уровня развития промышленности и культуры производства, достигнутого в СССР. Большие затраты, произведенные в связи с созданием мощных ускорителей в нашей стране, являются олицетворением исключительного внимания и заботы о развитии передовой науки со стороны Коммунистической партии, Советского правительства и народа.

В основе действия ускорителей на высокие энергии лежит принцип фазовой устойчивости движения частиц в циклических резонансных ускорителях, открытый В. И. Векслером (1944 г.) и Е. Мак-Милланом (1945 г.).

Сооружение мощного синхроциклотрона явилось результатом почти трехлетней интенсивной деятельности большого коллектива ученых и инженеров ряда научно-исследовательских институтов. В течение ряда лет эти работы находились в поле внимания и деятельности академика И. В. Курчатова, что весьма плодотворно сказалось на их успешном решении.

Основное оборудование для этого мощного ускорителя было изготовлено на заводах Министерства электропромышленности СССР.

В конце 1950 г. пятиметровый синхроциклотрон был переведен в режим ускорения протонов до энергии около 500 $Mэв$ ¹. Значительная часть первых физических исследований на ускорителе была посвящена определению параметров ускоряемых им пучков частиц высоких энергий (интенсивности, энергетические и угловые распределения и т. п.). В табл. 1 при-

*) Желая наиболее полно представить в этой статье результаты основных исследований, выполненных на шестиметровом синхроциклотроне со времени пуска ускорителя, а также учитывая, что статья рассчитана на более широкий, чем обычно, круг читателей, мы приняли за основу следующий порядок освещения материала: сжатый текст и снабженные подробными надписями рисунки, заимствованные из оригинальных работ. Мы не касаемся большого круга исследований, выполненных радиохимическими методами. Значительная часть результатов, полученных этими методами, доложена на сессии АН СССР по мирному использованию атомной энергии (см. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии (заседания отд. хим. наук), Изд. АН СССР, 1955). В связи с тем, что перед нами стояла цель осветить работы, выполненные на ускорителе советскими физиками, работы, проведенные на мощных ускорителях за границей, не обсуждаются и не цитируются.

***) В нашей статье мы касаемся научных исследований, выполненных только на синхроциклотроне.

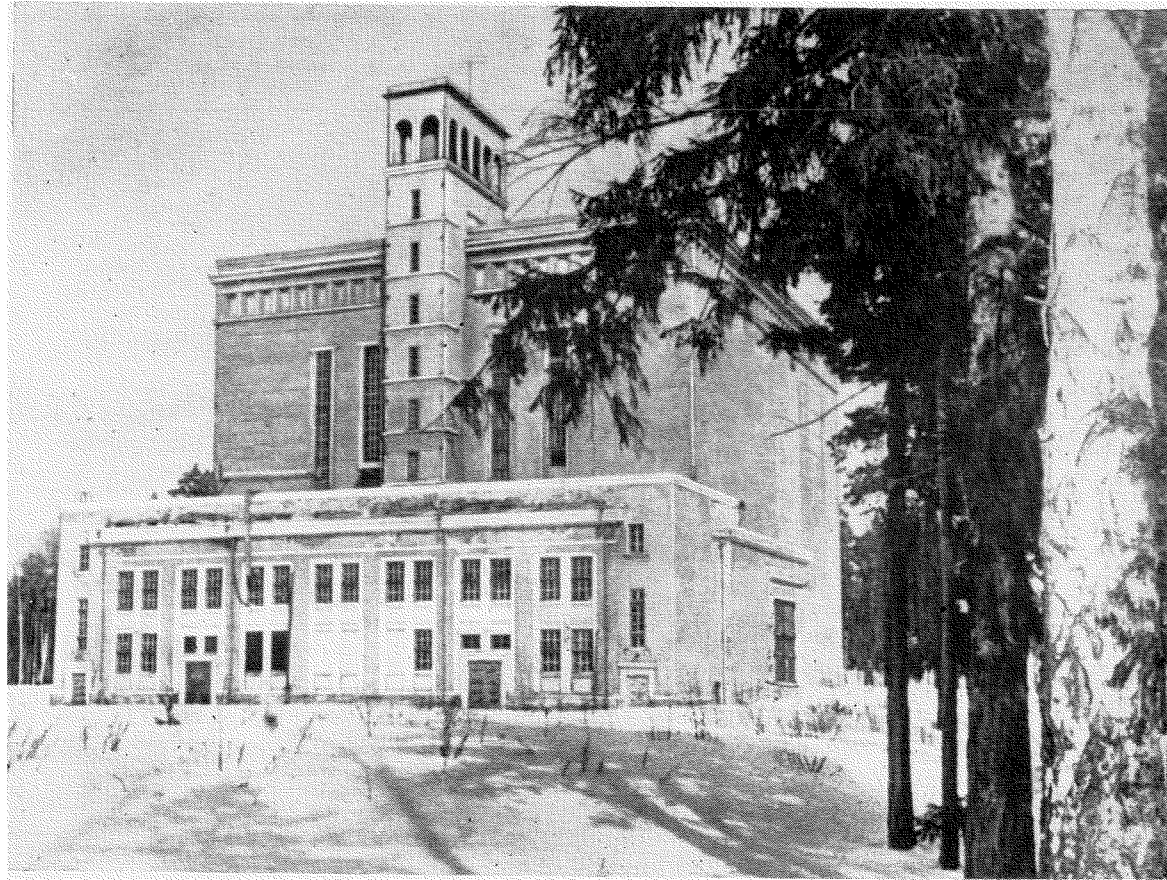


Рис. 1.



Таблица 1

Основные параметры пучков пятиметрового синхроциклотрона

	Ускоряемые частицы и их энергия		
	дейтоны 280 Мэв	α -частицы 560 Мэв	протоны 480 Мэв
Ток на внутреннюю мишень, <i>мкА</i>	1	0,025	0,2—0,3
Плотность выведенного пучка на расстоянии 10 м от магнитного канала, $\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$	—	—	$1 \cdot 10^6$ ($E_p=460 \text{ Мэв}$)
Плотность пучка нейтронов в максимуме углового распределения на расстоянии 2 м от внутренней мишени, $\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$	$8 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^6$
Энергия нейтронов в максимуме энергетического распределения, Мэв	120	120	380
Полуширина углового распределения нейтронов, рад	0,17	0,35	0,55
Процесс, в результате которого образуются нейтроны	Стриппинг	Расщепление α -частиц	Обменное взаимодействие

водятся основные результаты этих опытов, выполненных при работе ускорителя в разных режимах.

Ядерные исследования, проведенные на пятиметровом синхроциклотроне, будут освещены несколько ниже.

РЕКОНСТРУКЦИЯ УСКОРИТЕЛЯ И ЕГО СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ

В 1953 г. после выполнения значительной программы ядерных исследований с дейтонами, α -частицами и протонами с энергией 500 Мэв была проведена реконструкция ускорителя, при которой диаметр полюсов электромагнита был увеличен до 6 м и энергия ускоренных протонов доведена до 680 Мэв¹. Вид здания, в котором размещен ускоритель, и общий вид шестиметрового синхроциклотрона приведены на рис. 1 и 2*).

Во время реконструкции в зале синхроциклотрона были сооружены измерительный павильон, хорошо защищенный монолитным бетоном от сопутствующих излучений, мезонная лаборатория и кабина для опытов с поляризованным пучком протонов (рис. 3). В защитной стене павильона имеется амбразура для установки коллиматоров и вывода пучков.

Улучшение условий ускорения частиц в центральной области камеры, произведенное в этом году, позволило увеличить ток ускоренных протонов на выходе ускорителя почти в два раза и довести его от 0,3 *мкА*¹ до 0,5 *мкА*⁴.

Из камеры ускорителя выводится в атмосферу 14 различных пучков частиц^{5, 6}: протонов, нейтронов, π^\pm - и μ^\pm -мезонов, γ -квантов и т. п. (рис. 3). Вывод пучка протонов в атмосферу осуществлен по методу возбуждения радиальных колебаний, детально разработанному в нашей лаборатории⁷. Плотность пучка протонов, выведенного в измерительный па-

*) Детали устройства шестиметрового синхроциклотрона описаны, ранее в ряде специальных статей¹⁻³, и поэтому мы не останавливаемся на них в данной работе. Все фотографии к данной статье (рисунки 1, 2, 30, 32—42) вынесены на вклейки.

вильон, дополнительно повышается в результате фокусировки его при помощи квадрупольных линз⁸ и составляет на расстоянии 15 м от выпускного окна камеры ускорителя $1,5 \cdot 10^9$ протонов/см²·сек.

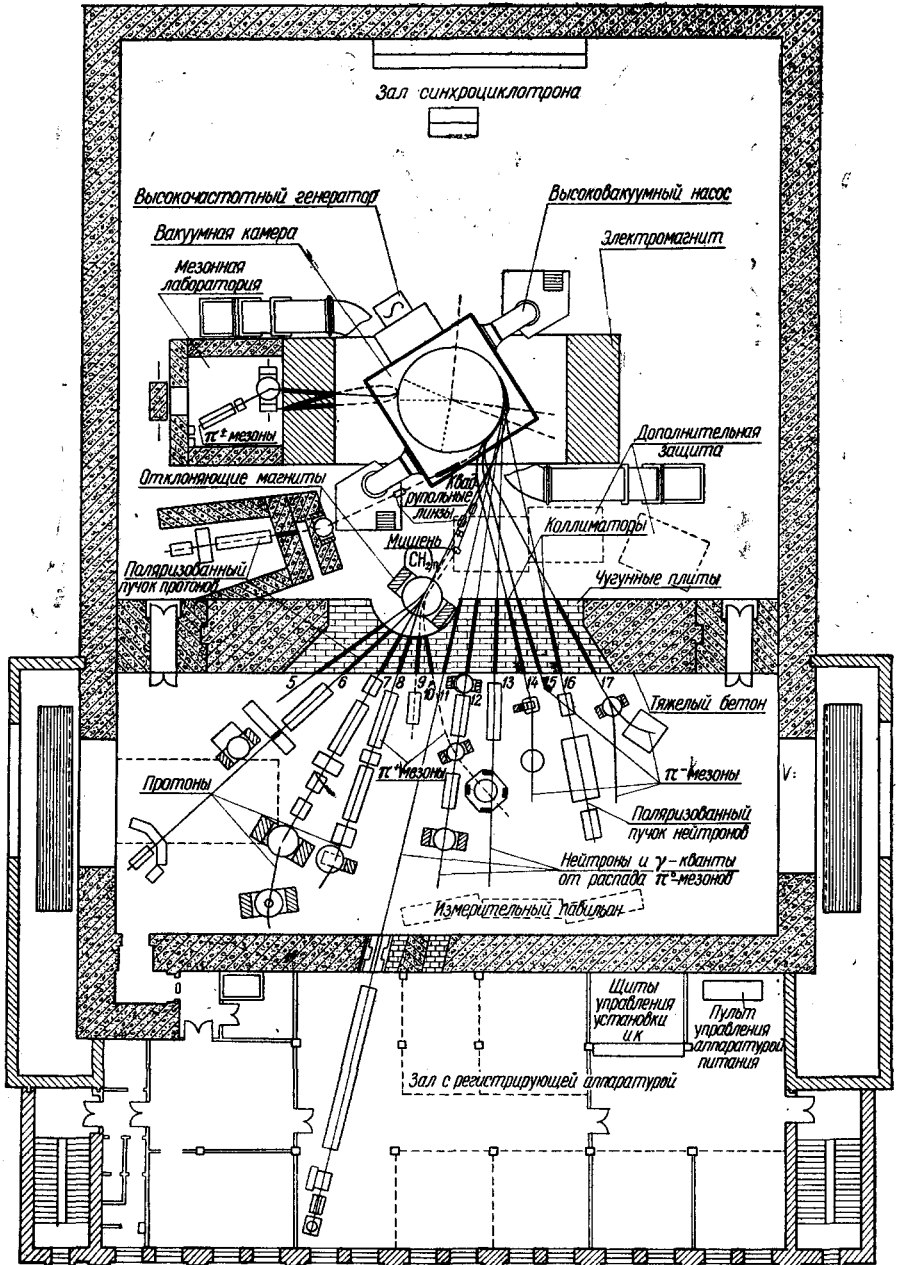


Рис. 3. План здания и схема пучков частиц от шестиметрового синхроциклотрона.

Высокая плотность выведенного пучка протонов позволила создать еще несколько пучков частиц высоких энергий от внешней мишени: три пучка π -мезонов (коллиматоры 8, 9 и 10) и один пучок поларизованных

протонов (коллиматор 6) (рис. 3). Для повышения плотности пучков заряженных частиц в настоящее время наряду с квадрупольными линзами широко используются также специальные фокусирующие устройства, предложенные в нашей лаборатории⁹ и устанавливаемые в зазорах отклоняющих электромагнитов.

В табл. 2 приводятся данные о плотностях и энергиях частиц в различных выведенных пучках на июль 1957 г.

Таблица 2

Интенсивности пучков частиц высоких энергий от шестиметрового синхротронного павильона в измерительном павильоне, а также в мезонной и поляризационной лабораториях

Частицы	Энергия, Мэв	Номер коллиматора	Плотность пучка, см ⁻² ·сек ⁻¹
Протоны	675±6	7, а также 6 или 8	1,5·10 ⁹
Поляризованные протоны	{640±10 610	4 6	4·10 ⁵ 6·10 ⁵
Нейтроны	На всю область спектра 500 ≤ E _n ≤ 650	11, 12, 13	(3÷4)·10 ⁴
Поляризованные нейтроны	На всю область спектра 450 ≤ E _n ≤ 600	16	10 ⁴
π ⁺ -мезоны	150 300 310	8 8 9	450 1000 1600
π ⁻ -мезоны	360 300 330 370	8 1 1 3	150 500 200 70
μ ⁺ -мезоны	90	8	20÷30
μ ⁻ -мезоны	25	17	60
γ-кванты от распада			
π ⁰ -мезонов	10 ≤ E _γ ≤ 600	12	3·10 ³

В начале 1957 г. рабочее время ускорителя было увеличено от 100 час¹ до 140 час. в неделю.

Увеличение интенсивности пучков частиц и рабочего времени синхротронного павильона весьма значительно расширило экспериментальные возможности и позволило перейти к изучению таких маловероятных эффектов, как рождение мезонов мезонами вблизи порога.

Прежде чем перейти к изложению результатов исследований, выполненных на синхротронном павильоне со времени его пуска, укажем, что часть из них уже освещалась в обзорных докладах на сессии АН СССР по мирному использованию атомной энергии в 1955 г.¹⁰

НЕКОТОРЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ, ВЫПОЛНЕННЫЕ НА ДЕЙТОНАХ С ЭНЕРГИЕЙ 280 Мэв И α-ЧАСТИЦАХ С ЭНЕРГИЕЙ 560 Мэв

Получение на пятиметровом синхротронном павильоне дейтонов и α-частиц с энергиями, в полтора раза превышающими энергии, достигнутые на американских ускорителях, позволило продолжить изучение ядерных

процессов, вызываемых этими частицами, в сторону больших энергий, а также произвести ряд поисковых экспериментов.

В этом параграфе мы очень кратко охарактеризуем основные работы, выполненные в период работы ускорителя в режиме ускорения дейтронов и α -частиц (первая половина 1950 г.).

Определение масс мезонов, возникающих под действием частиц с энергией 500 Мэв

В 1949—1950 гг. особенно много дискутировался вопрос о существовании в космических лучах мезонов различных масс. В связи с этим на пятиметровом синхротроклотроне были поставлены опыты по анализу масс мезонов, рождаемых частицами с энергией около 500 Мэв.

Эксперименты, выполненные двумя группами исследователей различными методами, показали, что α -частицы с энергией 560 Мэв^{11,12} и протоны с энергией 480 Мэв¹³ производят лишь π -мезоны. Выход мезонов других масс, если бы таковые и рождались, оценивался в работе¹³ величиной, по крайней мере, в 200 раз меньшей, чем выход отрицательных π -мезонов.

Деление ядер под действием π -мезонов

Другим также поисковым опытом явилась попытка наблюдать деление ядер тяжелых элементов под действием отрицательных π -мезонов, остановившихся в фотоэмульсии, содержащей уран и вольфрам. Впервые это явление было обнаружено в опытах^{14,15} и в дальнейшем изучалось в работах¹⁶.

Расщепление α -частиц с энергией 560 Мэв на отдельные нуклоны

В работе¹⁷ при облучении пучком α -частиц с энергией 560 Мэв внутренних мишеней из различных веществ было обнаружено появление интенсивных потоков нейтронов и протонов со средней энергией около 120 Мэв, направленных в относительно узком конусе вперед по направлению движения α -частиц. Часть результатов этих опытов, касающаяся потока нейтронов, углового распределения и энергии нейтронов, приведена в табл. 1 (столбец 2). В одновременно проводившихся экспериментах по облучению α -частицами фотоэмульсий был установлен относительно высокий выход ядерных расщеплений, сопровождающихся испусканием в одном акте одного или пары протонов в направлении, близком к направлению движения налетающей α -частицы с энергией, равной в среднем $\frac{1}{4}$ энергии α -частицы¹⁸.

Все эти факты позволяют заключить, что в результате соударения налетающая на ядро α -частица с большой вероятностью полностью разрушается и ее нуклоны испускаются в направлении движения α -частицы в виде относительно узкого пучка. По полному выходу нейтронов установлено¹⁷, что процесс развала α -частиц с энергией 560 Мэв почти не уступает процессу стриппинга дейтронов с энергией 280 Мэв (см. табл. 1).

Стриппинг дейтронов

Это явление было обнаружено в Беркли и исследовалось там при энергии дейтронов 190 Мэв. В работе¹⁹ явление отщепления частиц от дейтона изучалось при энергии 280 Мэв с различными мишенями. Часть данных, полученных в этой работе, приведена в табл. 1 (столбец 1). Показано, что

угловое распределение образующихся в этом процессе нейтронов, а также полное сечение реакции находятся в удовлетворительном количественном согласии с расчетами, выполненными на основе представлений о механизме явления, развитых Р. Сербером.

Обнаружение жесткого γ -излучения от мишени синхроциклотрона

В опытах²⁰ при бомбардировке внутренней мишени ускорителя α -частицами с энергией 560 Мэв было обнаружено жесткое γ -излучение, по-видимому, обязанное своим происхождением распаду образовавшихся при этом π^0 -мезонов.

Деление ядер под действием нейтронов

Новым фактом, обнаруженным в опытах с нейтронами, имеющими энергию 120 Мэв, явилось наблюдение деления ядер элементов средней части периодической системы, таких, как диспрозий, эрбий и родий²¹. Уместно заметить, что в этот же период радиохимическими методами было установлено деление серебра при бомбардировке его α -частицами с энергией 560 Мэв²². Так как согласно теоретическим представлениям²³ деление ядер этой части периодической системы должно происходить преимущественно из возбужденного состояния, то результаты указанных экспериментов явились первым подтверждением существования такого механизма деления ядер. Деление ядер более тяжелых элементов (с $Z \geq 73$) под действием нейтронов высоких энергий изучалось в работах^{21,24}.

Искусственная α -радиоактивность

В работе²⁵ изучалось образование α -активных ядер при бомбардировке мишеней из различных веществ α -частицами с энергией 560 Мэв. Результатом исследований является обнаружение неизвестных до этого α -активных ядер гадолиния, тербия, диспрозия, образующихся из гольмия, иттербия, тербия и эрбия.

Ряд работ был посвящен исследованию ядерных расщеплений, вызываемых π -мезонами²⁶ и дейтонами высоких энергий²⁷. Изучалось также неупругое взаимодействие нейтронов высоких энергий с ядрами²⁸. В работе²⁹ было исследовано испускание вторичных нейтронов ядрами (от бериллия до свинца) под действием нейтронов со средней энергией 120 и 380 Мэв.

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НУКЛОНОВ НУКЛОНАМИ

Одно из центральных мест среди проблем, изучаемых современной ядерной физикой, занимает проблема ядерных сил—сил, действующих между нуклонами.

Результаты экспериментов по рассеянию нуклонов, выполненных с частицами малых энергий, позволили установить, что по своей природе ядерные силы не являются электромагнитными, отличаются от последних высокой интенсивностью, очень малым радиусом действия и сложным образом зависят от спинов частиц.

Ряд других опытных факторов указывает еще на одно важное свойство этих сил—их симметрию (приблизительное равенство ядерных взаимодействий между двумя протонами и между двумя нейтронами)—и позволяет высказать далеко идущую гипотезу о зарядовой независимости ядерного взаимодействия нуклонов. В основе этой гипотезы лежит предположение

о равенстве ядерных взаимодействий между двумя любыми парами нуклонов в состояниях с одинаковыми полными спинами и орбитальными моментами.

Принципиально новые сведения о ядерных силах удается получить из опытов по рассеянию нуклонов на нуклонах при энергиях частиц в сотни $Mэв$, когда длина волны налетающей частицы становится существенно меньше радиуса действия ядерных сил ($\lambda < \hbar/\mu c = 1,4 \cdot 10^{-13}$ см) и возникает

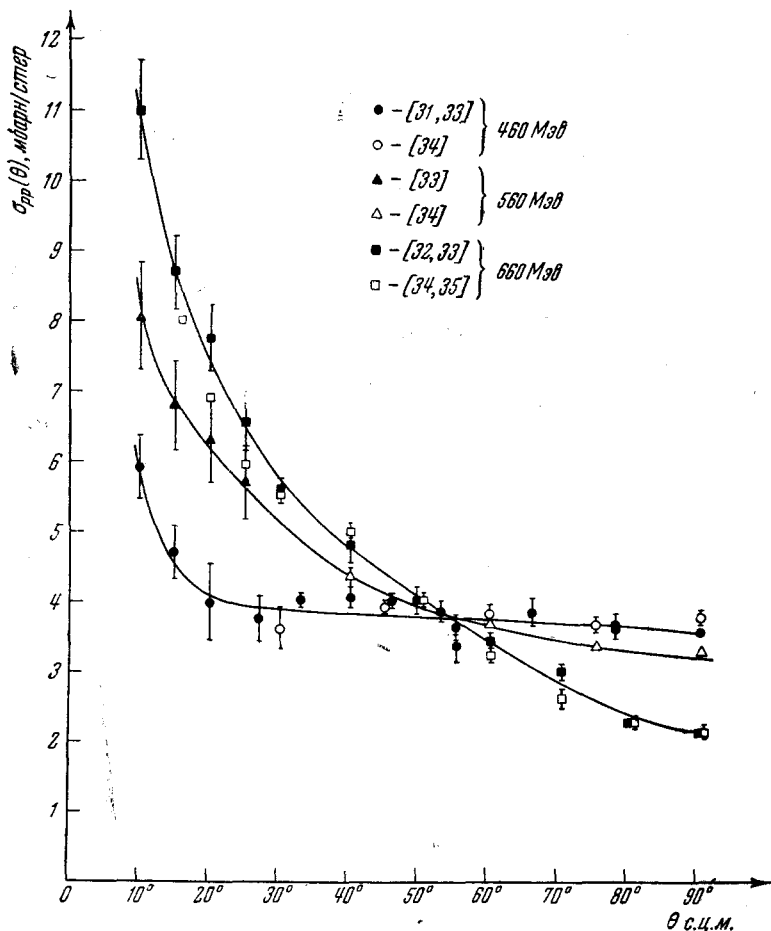


Рис. 4. Упругое рассеяние протонов протонами при энергиях 460, 560 и 660 $Mэв$.

возможность исследовать наиболее глубоко лежащие области силового поля нуклонов. При этом для выяснения влияния сил, зависящих от спина, на характер рассеяния наряду с опытами с неполяризованными пучками частиц необходимо исследовать также рассеяние поляризованных пучков нуклонов на нуклонах.

Следует подчеркнуть, что методы, применявшиеся для теоретического анализа опытного материала, полученного при малых энергиях, оказываются совершенно непригодными в новой области энергий. Поэтому, а также в связи с отсутствием строгой теории ядерных сил следствия, получаемые на основе гипотезы зарядовой независимости ядерных сил, оказываются плодотворными. Использование аппарата изотопического спина

позволяет несколько продвинуться в анализе результатов экспериментов с частицами высоких энергий и выявить некоторые новые закономерности в ядерном взаимодействии нуклонов³⁰. Применение этого аппарата позволяет разбить весь комплекс возможных состояний, в которых может находиться система из двух нуклонов при высокой энергии столкновения, на две группы со значениями полного изотопического спина $T = 1$ и $T = 0$ и проводить изучение взаимодействия в этих группах состояний отдельно. Сведения о взаимодействии двух нуклонов в состояниях с $T = 1$ можно получить, изучая рассеяние любой пары нуклонов ($p-p$, $n-n$, $n-p$), исследование же взаимодействия нуклонов в состояниях с $T = 0$ требует постановки опытов по рассеянию различных нуклонов ($n-p$).

В связи с большой принципиальной важностью исследований рассеяния нуклонов нуклонами они проводились на синхроциклотроне Лаборатории ядерных проблем широким фронтом с осени 1950 г. Опыты были выполнены с нуклонами, имеющими энергии от 380 до 660 $Mэв$, т. е. в области энергий, которая в то время не была изучена.

Упругое рассеяние протонов протонами и поляризация при упругом ($p-p$)-рассеянии

В исследованиях, выполненных Э. Сегре, О. Чемберленом и др. (США) в 1949 г., было установлено, что в области энергий 150—340 $Mэв$ сечение упругого рассеяния протонов протонами не зависит от угла и энергии. Это свидетельствовало об очень высокой интенсивности ядерного взаимодействия между двумя протонами при энергиях в сотни $Mэв$.

На синхроциклотроне Лаборатории ядерных проблем это явление изучалось с 1952 г. при энергиях протонов от 460 до 660 $Mэв$ ³¹⁻³³. В этих работах впервые была обнаружена резкая анизотропия в рассеянии протонов высокой энергии протонами и возрастание дифференциальных сечений с уменьшением угла рассеяния. Аналогичные результаты были получены второй группой исследователей^{34,35}, применявших в своих опытах другую методику.

Данные опытов, полученные в работах³¹⁻³⁵ для трех энергий налетающих протонов, приведены на рис. 4. Наряду с резкой анизотропией следует отметить постоянство полного сечения упругого рассеяния протонов протонами в изученном интервале энергий^{31,33}.

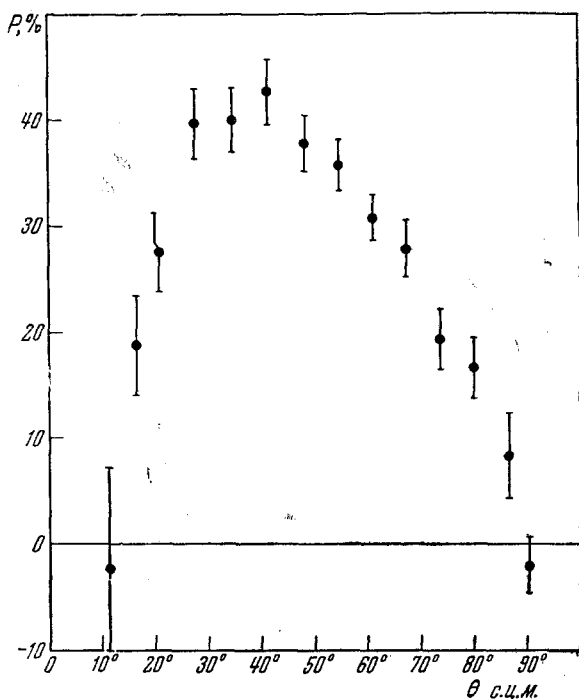


Рис. 5. Зависимость поляризации $P(\theta)$ при упругом рассеянии протонов с энергией 635 $Mэв$ протонами от угла рассеяния.

Анализ данных позволяет сделать заключение о заметном вкладе в рассеяние триплетных F -состояний.

Для осуществления однозначного фазового анализа опытных данных по упругому рассеянию нуклонов необходимо, кроме результатов опытов с неполяризованными нуклонами, иметь сведения о рассеянии поляризованных частиц. На рис. 5 приведены результаты исследования углового распределения поляризации³⁶, возникающей при упругом рассеянии протонов с энергией 635 Мэв протонами.

Упругое рассеяние нейтронов нейтронами

Благодаря применению оригинальной методики в работах^{37, 38}, выполненных в Лаборатории ядерных проблем в 1952 и 1955—1956 гг., были впервые получены данные о рассеянии нейтронов нейтронами. Измерения дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов нейтронами были выполнены при энергиях 300 и 590 Мэв.

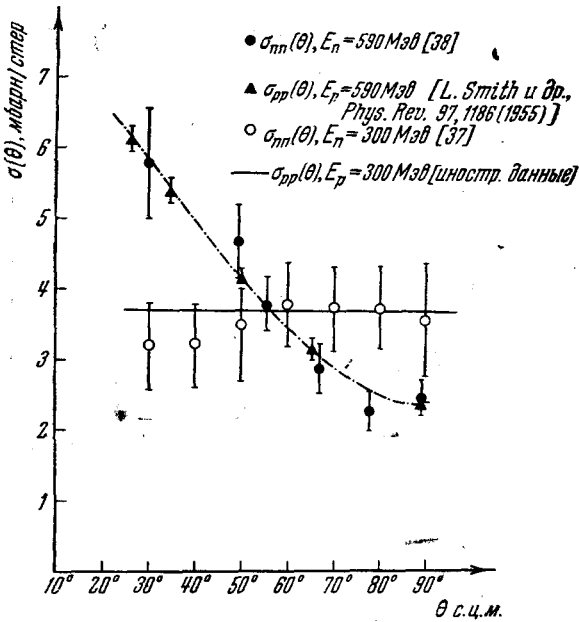


рис. 6. Упругое рассеяние нейтронов нейтронами при энергиях 300 и 590 Мэв.

Равными оказались и полные сечения (n—n)- и (p—p)-взаимодействий^{39, 40}. Этот результат наиболее непосредственно подтверждает справедливость гипотезы зарядовой симметрии ядерных сил в области высоких энергий и позволяет считать все основные выводы, касающиеся ядерного взаимодействия двух протонов, справедливыми для взаимодействия двух нейтронов.

Упругое рассеяние нейтронов протонами

Главное значение опытов по рассеянию нейтронов протонами состоит в том, что при помощи их удается получить сведения о ядерном взаимодействии между неодинаковыми нуклонами. Первые опыты по рассеянию нейтронов высоких энергий протонами, выполненные Э. Сегре и др. в 1948 г. в Беркли на нейтронах с энергиями 40 и 90 Мэв, показали, что происходит интенсивное рассеяние нейтронов назад (в системе центра масс), и явились, таким образом, непосредственным доказательством того, что ядерные силы, действующие между нейтроном и протоном, имеют обменный характер.

На синхротронной Лаборатории ядерных проблем рассеяние нейтронов протонами систематически изучалось в области энергий нейтронов 380—580 Мэв^{41—44}. Результаты этих исследований приведены на рис. 7.

Данные опытов на нейтронах с энергией 380 *Мэв*, выполненных в 1950—1951 гг., показывают, что дифференциальные сечения (n-p)-рассеяния практически не меняются в широкой области углов, прилегающих к 90°, и имеют относительно большую величину. Это позволило сделать вывод о том, что при высоких энергиях интенсивность взаимодействия

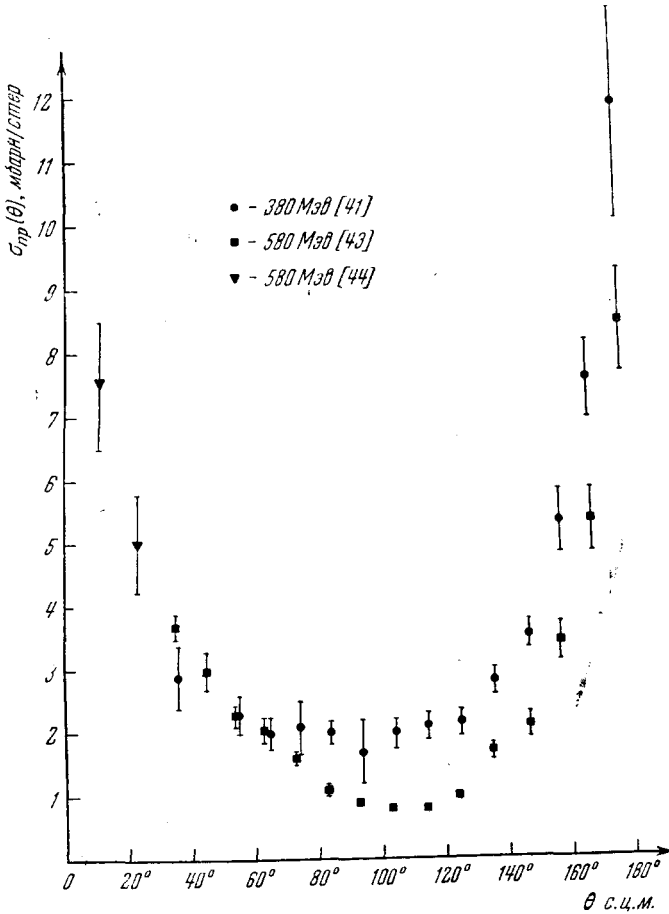


Рис. 7. Упругое рассеяние нейтронов протонами при энергиях 380 и 580 *Мэв*.

Анализ данных при энергии 580 *Мэв* свидетельствует об участии в рассеянии состояний с орбитальным моментом до $l \sim 5$. Резкое возрастание сечений (n-p)-рассеяния в области малых углов при энергии 580 *Мэв* связано, по-видимому, с увеличением вероятности неупругих процессов (образование мезонов) в интервале энергий 380—590 *Мэв*, которое придает рассеянию дифракционный характер.

в системе нейтрон—протон очень велика, так же как это имеет место в системе протон—протон. Таким образом, на основании опытов по рассеянию нуклонов было установлено, что ядерное взаимодействие при высокой энергии между любыми парами нуклонов характеризуется очень большой интенсивностью.

Данные опытов при энергии 580 *Мэв*^{43, 44}, так же как и при энергии 380 *Мэв*, показывают, что и в этой области энергий резко проявляется обменный характер ядерного взаимодействия между нейтроном и прото-

ном и что вклад обменных сил во взаимодействие нуклонов остается большим вплоть до энергии 600 $Mэв$.

Необходимо отметить, что вся совокупность имеющихся опытных данных по упругому рассеянию нуклонов высоких энергий нуклонами не противоречит гипотезе о зарядовой независимости ядерных сил. Результаты анализа данных по нуклонному рассеянию, выполненного в работах ^{30,42}, на основе представлений, лежащих в основе этой гипотезы, свидетельствуют о резком различии в характере изменения угловой и энергетической зависимостей сечений взаимодействия нуклонов в состояниях с различными изотопическими спинами ($T=0$, и $T=1$) и тем самым указывают на различие в характере взаимодействия нуклонов в этих состояниях.

Обменное рассеяние нейтронов дейтонами при энергии 380 $Mэв$

Результаты всех опытов по рассеянию неполяризованных нейтронов протонами, указывая на большую роль во взаимодействии нуклонов сил

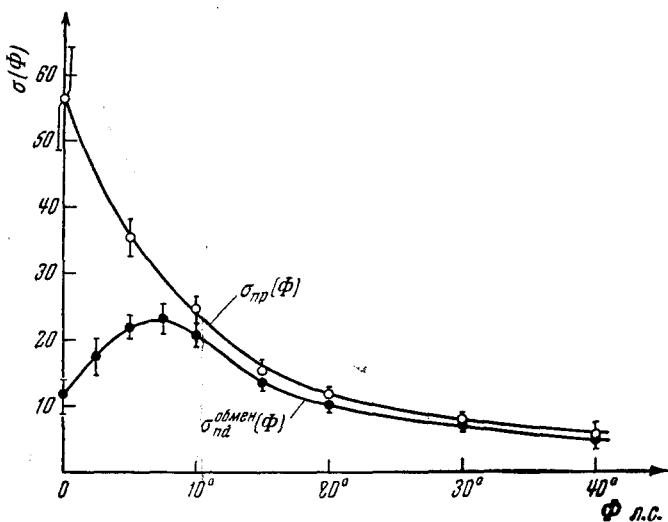


Рис. 8. Обменное рассеяние нейтронов протонами и дейтонами при энергии 380 $Mэв$.

обменного характера, не позволяли сделать каких-либо заключений о зависимости этих сил от спина. Оригинальный путь для выяснения этого вопроса был указан в работе ⁴⁵, в которой предлагалось выполнить сравнительные опыты по наблюдению быстрых протонов от обменных столкновений нейтронов высоких энергий с дейтонами и свободными протонами.

В экспериментах такого рода ⁴⁶ было обнаружено, что в области малых углов рассеяния сечения испускания протонов высоких энергий при обменном рассеянии нейтронов дейтонами значительно меньше сечений рассеяния нейтронов на свободных протонах (рис. 8). Этот факт позволил сделать вывод о том, что при обменных ($n-p$)-столкновениях со значительной вероятностью происходит одновременно и обмен спинами или, иными словами, что вклады, вносимые спиново-обменными и спиново-необменными силами в обменное взаимодействие нейтрона с протоном, одного порядка.

Упругое рассеяние протонов дейтонами и прямое выбивание дейтонов протонами из легких ядер

Уже в опытах⁴⁷, выполненных в 1952 г. при энергии протонов 460 Мэв, было установлено, что упругое рассеяние протонов дейтонами на большие углы сопровождается передачей дейтону энергии до 300 Мэв. Наиболее полные данные об угловой зависимости дифференциальных сечений (p-d)-рассеяния были получены для энергии протонов 660 Мэв⁴⁸ (рис. 9).

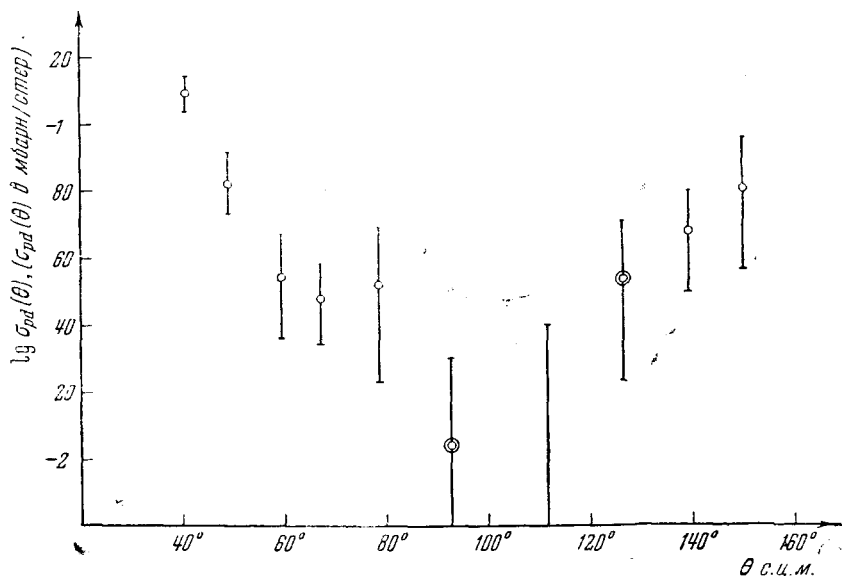


Рис. 9. Упругое рассеяние протонов дейтонами при энергии 660 Мэв. Полное сечение упругого (p-d)-рассеяния при этой энергии составляет около 2—3% от полного сечения (p-d)-взаимодействия.

Особого внимания заслуживает найденное в этих опытах рассеяние протонов на углы порядка 130—150° (в системе центра масс), когда дейтону, улетающему вперед как целое, передаются энергии до 500—600 Мэв, в сотни раз превышающие энергию связи дейтона. Наблюдаемые факты для своей интерпретации требуют привлечения механизма коллективного трехчастичного взаимодействия нуклонов.

С целью изучения соударений протонов высоких энергий с квазидейтонными группами в ядрах на шестиметровом синхроциклотроне были поставлены специальные опыты.

В работе⁴⁹ при бомбардировке протонами с энергией 675 Мэв ядер легких элементов было обнаружено испускание дейтонов с энергией около 600 Мэв вперед под малым углом к направлению пучка протонов, так же как это имело место в случае наблюдавшихся в этих же опытах упругих (p-d)-соударений при той же энергии частиц и угле наблюдения (рис. 10).

Качественное объяснение наблюдаемому явлению можно дать, если опираться на представления о существовании в ядрах кратковременно сильно взаимодействующих групп нуклонов⁵⁰ или использовать предсказания высокоимпульсной модели ядра, развиваемой в последнее время К. Брюкнером.

Все эти опыты в совокупности с экспериментами (см., например, ⁵¹), в которых наблюдалось испускание под действием частиц высоких энер-

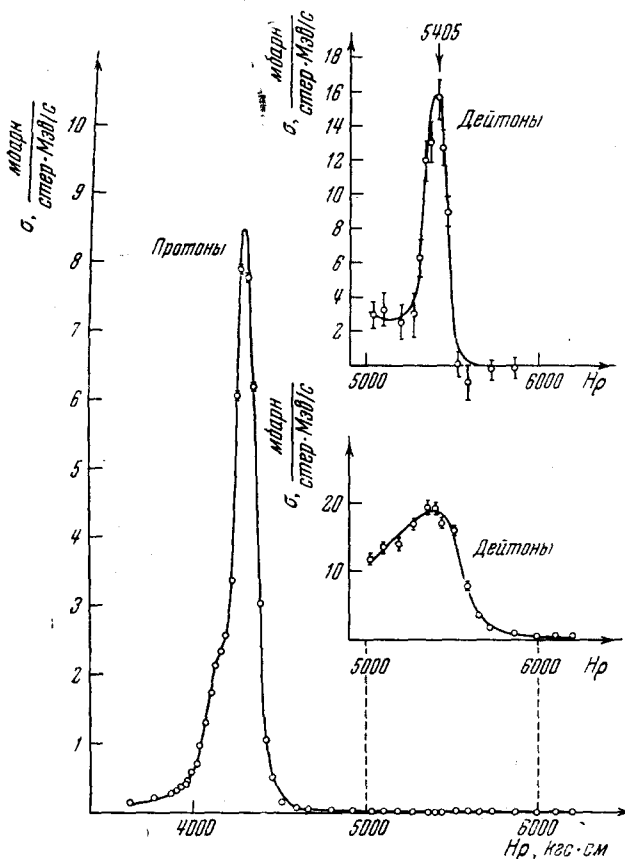


Рис. 10. Импульсный спектр протонов и дейтонов, испускаемых из лития под углом $7,6^\circ$ к направлению пучка протонов с энергией 675 Мэв .

Дейтоны испускаются в результате соударений налетающих протонов с квазидейтонными группами внутри ядер лития. Вверху справа приведен импульсный спектр дейтонов от упругих (p-d)-соударений для этого же угла наблюдения и той же энергии падающих протонов.

гий тяжелых фрагментов (третия, гелия, лития, бериллия и т. п.) с энергиями, превышающими потенциальный барьер, указывают путь для исследования непарных сил, действующих между нуклонами в ядрах.

Полные сечения ядерного взаимодействия нуклонов с нуклонами и дейтонами

Результаты основных опытов, проведенных на шестиметровом синхротроне различными исследователями ^{33, 39, 40, 42, 52} в связи с определением полных сечений ядерного взаимодействия и упругого рассеяния нуклонов, приведены на рис. 11. Полученные данные позволяют сделать следующие заключения:

1. В изученной области энергий $380\text{--}660 \text{ Мэв}$ наблюдается резкое увеличение сечений образования мезонов в соударениях как одинаковых, так и различных нуклонов.

2. Полные сечения упругого рассеяния нуклонов нуклонами в состояниях с различными изотопическими спинами, так же как и при меньших

энергиях, обнаруживают различную зависимость от энергии: при $T=1$ сечение упругого рассеяния нуклонов остается постоянным, при $T=0$ уменьшается с увеличением энергии⁴². Это может указывать на ослабление с ростом энергии полной интенсивности взаимодействия нуклонов в состояниях с $T=0$.

Резюмируя результаты экспериментальных исследований, выполненных в связи с изучением процессов упругого рассеяния нуклонов нуклонами и дейтонами, можно сказать, что они позволяют составить представ-

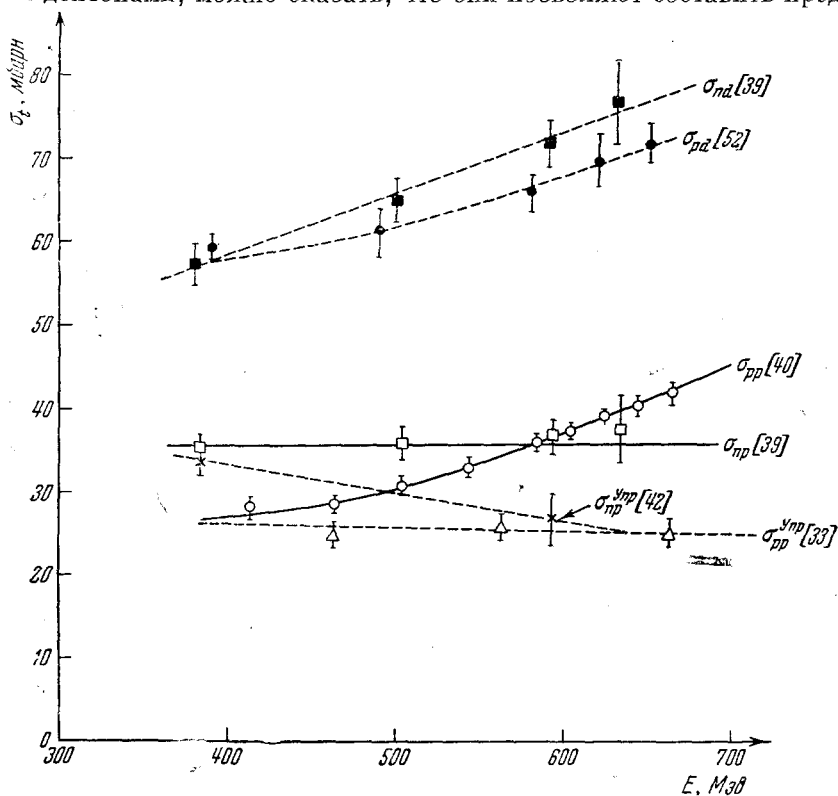


Рис. 11. Энергетическая зависимость полных сечений взаимодействия нуклонов с нуклонами и дейтонами, а также полных сечений упругих (n—p)- и (p—p)-рассеяний.

ление о главных особенностях нуклон-нуклонного взаимодействия в изученной области энергий (до 700 Мэв):

1. Во взаимодействии нуклонов при высоких энергиях участвуют очень интенсивные силы различного типа: центральные, тензорные, обменные, сложным образом зависящие от спина.

2. Вклады в ядерное взаимодействие нуклонов от сил разных типов соизмеримы.

3. Взаимодействие нуклонов является зарядово-независимым.

Несомненно, что будущая теория ядерных сил должна будет в качестве практического критерия использовать эти опытные факты.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕЗОНОВ И НУКЛОНОВ

Проблему ядерных сил нельзя полностью отделить от изучения свойств всех других элементарных частиц. Известно, что имеется связь между элементарными частицами и полями сил. Например, взаимодействие меж-

ду заряженными частицами осуществляется посредством фотонов, которые являются квантами электромагнитного поля. Поэтому свойства фотонов тесно связаны с характером электромагнитных сил, действующих между заряженными частицами.

Аналогично свойства π -мезонов, как сейчас установлено, тесно связаны с силами, действующими между нуклонами, т. е. с ядерными силами. Поэтому понятно, насколько важное место в физике элементарных частиц занимает изучение свойств π -мезонов.

Мезонная теория—формальная теория мезонных полей—исходит именно из предположения, впервые высказанного Х. Юкавой, что ядерные силы обусловлены мезонами. Эта идея правильна, но, к сожалению, мезонная теория находится еще на относительно ранней ступени развития.

В настоящее время, когда любая конкретная форма мезонной теории в лучшем случае дает только качественное согласие с экспериментами, основной задачей экспериментальной физики в области высоких энергий является получение данных для феноменологического описания взаимодействия разных частиц друг с другом. При отсутствии общей картины, объединяющей различные явления физики элементарных частиц, невозможно создать последовательную мезонную теорию. Таким образом, феноменологическое описание взаимодействия частиц, и прежде всего π -мезонов и нуклонов, является первым шагом к созданию мезонной теории ядерных сил.

Как в СССР, так и за границей исследования, на основании которых могли быть получены сведения об общей картине взаимодействия частиц, проводились по многим направлениям: кроме рассеяния нуклонов нуклонами при разных энергиях налетающих частиц и углах рассеяния, изучалось рассеяние мезонов нуклонами, а также рождение мезонов на нуклонах нуклонами, мезонами и γ -квантами.

Р а с с е я н и е π -мезонов на нуклонах и сложных ядрах

Большой шаг вперед в исследовании свойств π -мезонов был сделан в период 1950—1954 гг. в классических измерениях их четности и спина В. Пановским и Дж. Штайнбергером, а также в измерениях полных и дифференциальных сечений рассеяния π -мезонов на нуклонах в области энергий до ~ 200 Мэв Э. Ферми и др. Исследования рассеяния мезонов на нуклонах начались в Лаборатории ядерных проблем в 1954 г. после того, как были получены хорошо коллимированные пучки π -мезонов⁶. Исследования ставили целью получение сведений в области энергий π -мезонов больше 200 Мэв, где данные практически отсутствовали.

Ряд работ был посвящен изучению энергетической зависимости от полных сечений взаимодействия π^+ - и π^- -мезонов с водородом и дейтерием в области энергий 140—400 Мэв⁵³⁻⁵⁶ (рис. 12) и исследованию угловых распределений π -мезонов, рассеянных на водороде в реакциях $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p$, $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$, $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ при разных энергиях мезонов: 176, 200, 240, 270^{56, 57}, 307⁵⁸⁻⁶¹, 330⁶² и 360 Мэв⁶³.

Часть полученных результатов представлена на рис. 13 и 14. Опыты по угловому распределению π -мезонов на водороде были выполнены при помощи сцинтилляционных счетчиков и методом фотопластинок.

Совокупность данных, в частности равенство сечений взаимодействия π^+ - и π^- -мезонов с дейтерием, подтверждает принцип зарядовой симметрии для систем из мезонов и нуклонов, а также более строгий принцип заря-

довой независимости. Хотя принцип зарядовой независимости находит естественное место в мезонной теории ядерных сил, необходимо подчеркнуть, что выводы о справедливости этого принципа были сделаны без использования мезонной теории на основании феноменологического анализа данных по рассеянию мезонов нуклонами и обсуждаемых ниже данных по образованию мезонов нуклонами.

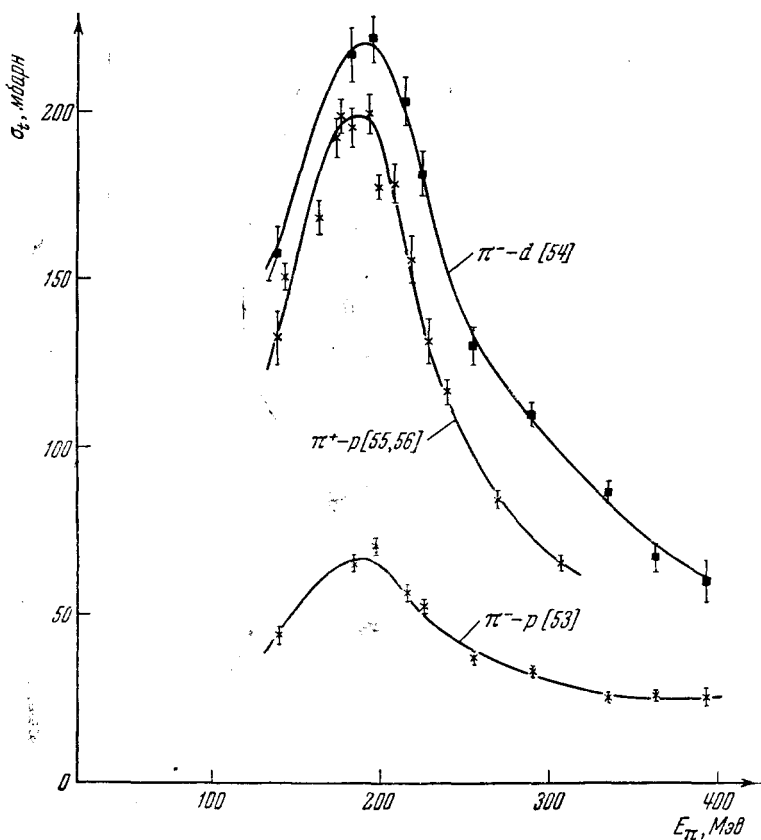


Рис. 12. Полные сечения взаимодействия π^+ - и π^- -мезонов с водородом и дейтерием.

«Резонансное» поведение сечения вблизи 190 Мэв характеризует мезон-нуклонное взаимодействие в состоянии с изотопическим спином и полным угловым моментом $3/2$. При энергии $E_{\text{лаб}} \geq 300$ Мэв вклад в рассеяние состояния с изотопическим спином $1/2$ становится заметным.

Опыты подтвердили, что в области энергий до 300 Мэв взаимодействие мезон-нуклон является особенно сильным в состоянии, изотопический спин и полный угловой момент которого равны $3/2$, причем величина сечения рассеяния в этом состоянии достигает максимально возможного значения при энергии π -мезонов около 190 Мэв. Поэтому часто говорят, что взаимодействие мезон-нуклон имеет «резонансный» характер. Возможно, что резонанс связан со структурой нуклона⁶⁴, хотя утверждать это в настоящее время никак нельзя. Исследование мезон-нуклонного взаимодействия в области высоких энергий позволило заключить^{53,55}, что вклад в рассеяние состояния с изотопическим спином $1/2$ становится заметным при $E_{\pi} \geq 300$ Мэв.

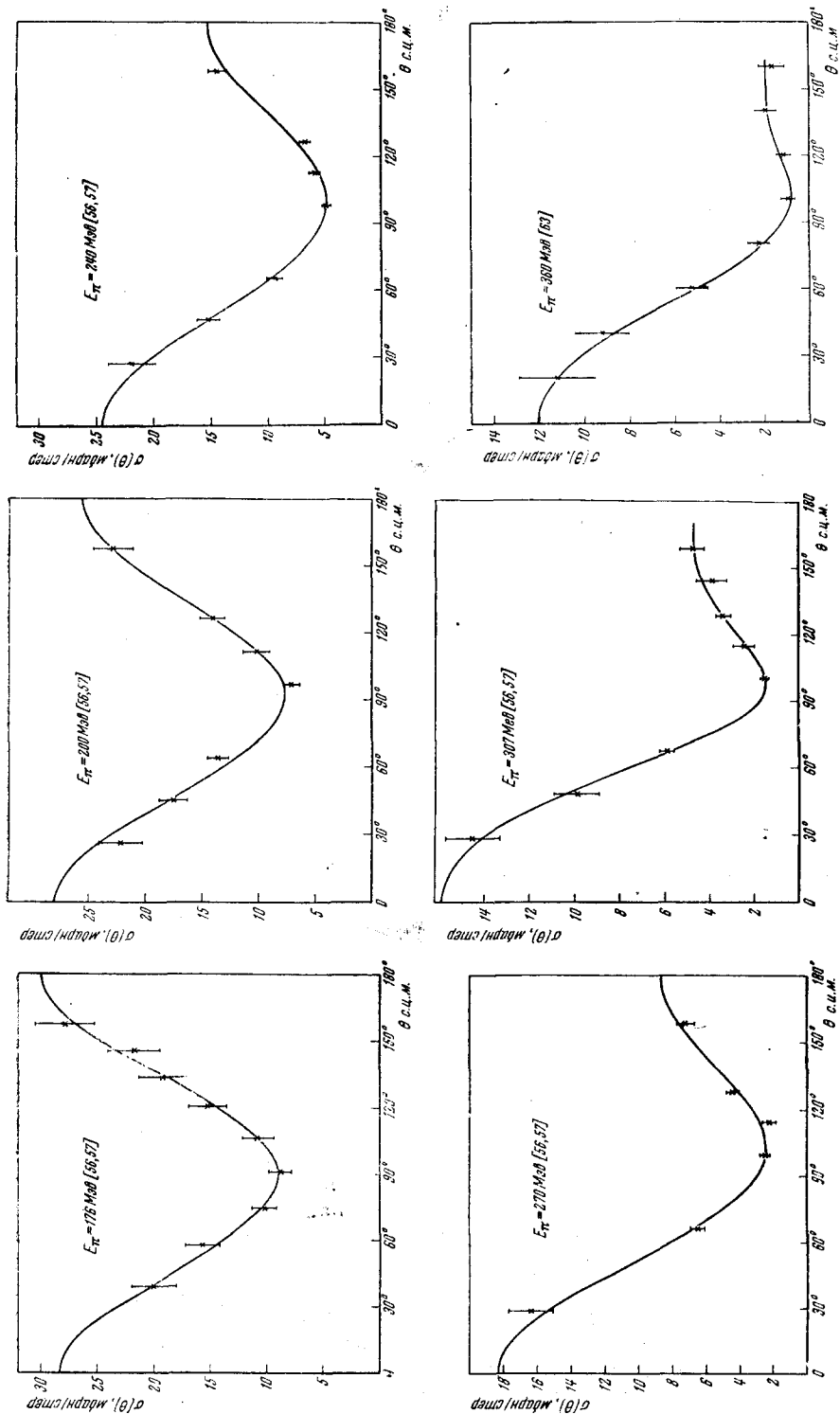


Рис. 13. Угловое распределение π^+ -мезонов, упруго рассеянных на водороде при различных энергиях.

Из рисунка видно, что угловое распределение является симметричным относительно 90° вблизи «резонансной» энергии (190 Мэв). При энергии больше «резонансной» преобладает рассеяние вперед.

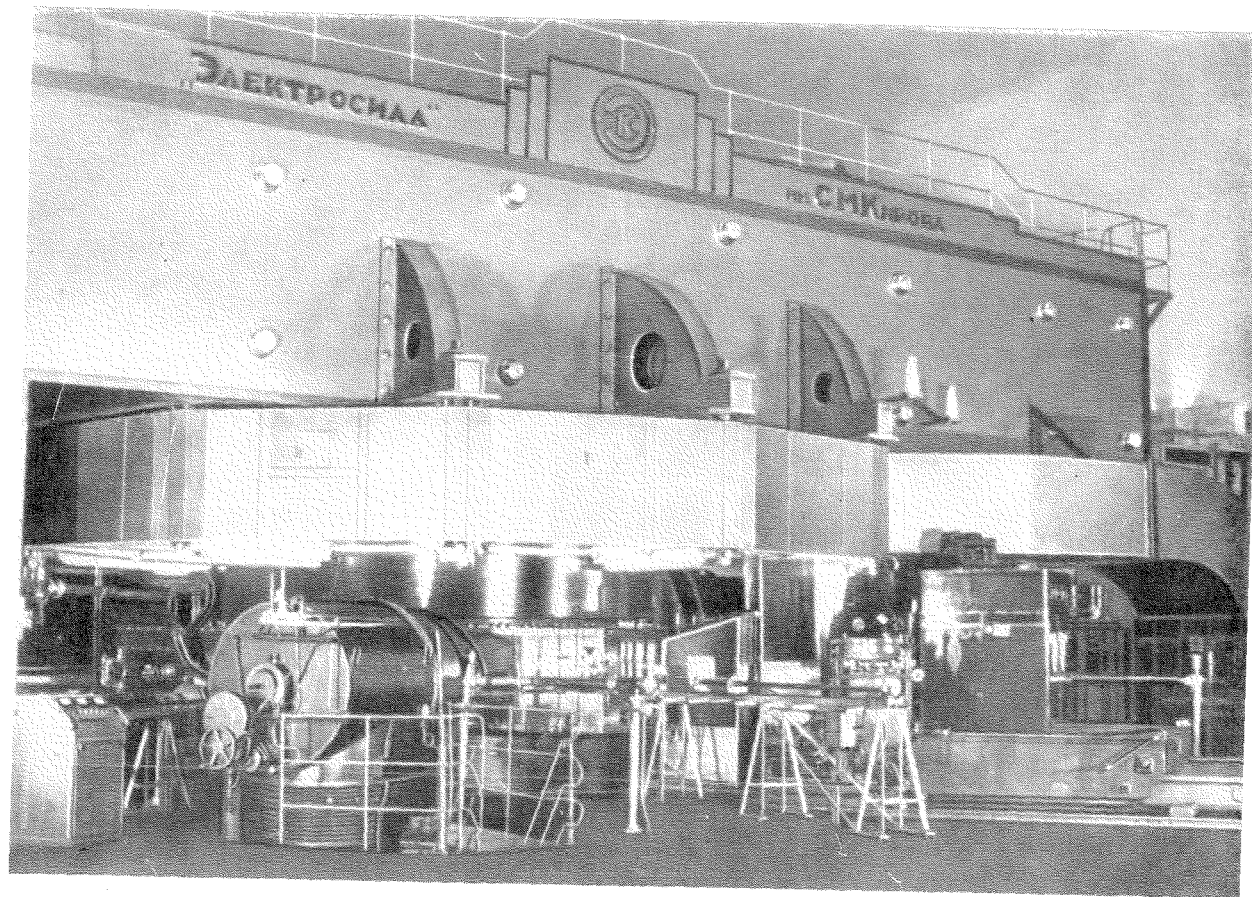


Рис. 2.

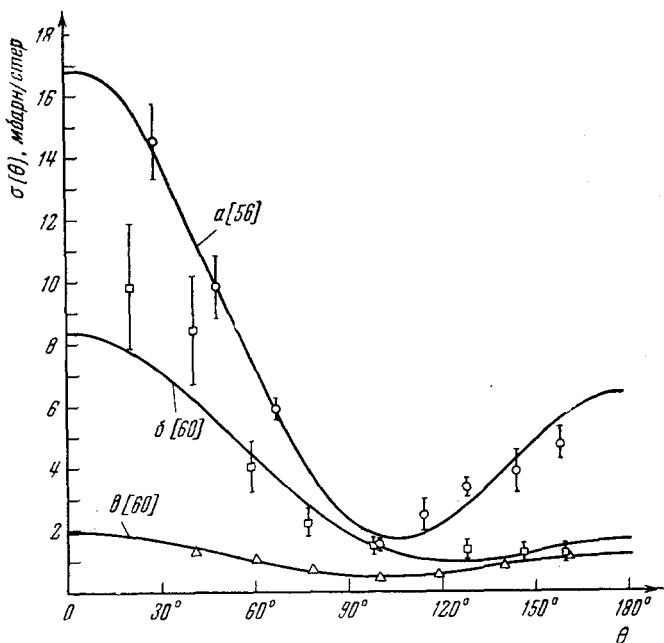


Рис. 14. Рассеяние π -мезонов на водороде при энергии 307 Мэв в процессах: а) $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p$, б) $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + p$, в) $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$.

На основании данных, приведенных на этом рисунке, а также на рис. 13, можно получить величину константы связи мезон-нуклонного взаимодействия f^2 , которая оказывается равной $\sim 0,1$.

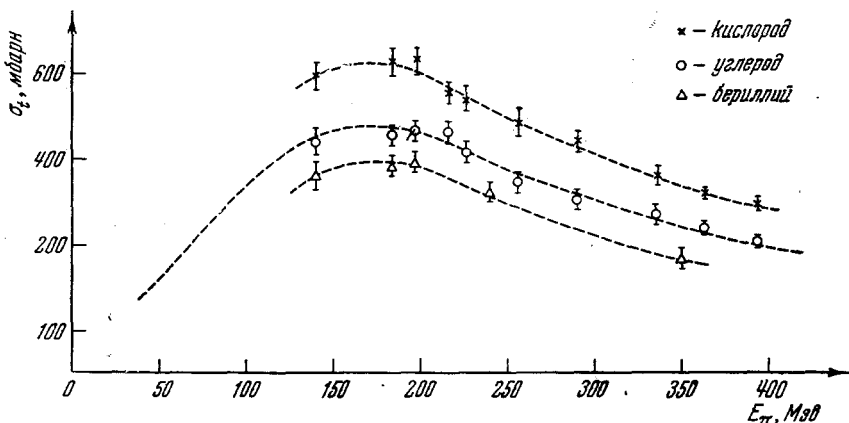


Рис. 15. Энергетическая зависимость полных сечений взаимодействия π -мезонов с легкими атомными ядрами ⁶⁵.

Кривые напоминают энергетическую зависимость полных сечений взаимодействия π^+ - и π^- -мезонов с нуклонами. Анализ показывает ⁶⁶, что взаимодействие π -мезонов в ядре происходит в основном с отдельными нуклонами ядра.

Высокая точность измерений угловых распределений рассеяния π^+ -мезонов на водороде при энергии больше чем 200 Мэв впервые позволила произвести фазовый анализ с учетом не только s - и p -состояний, но также и d -состояний. Из анализа следует⁵⁷, что радиус мезон—нуклонного взаимодействия составляет около $7 \cdot 10^{-14}$ см.

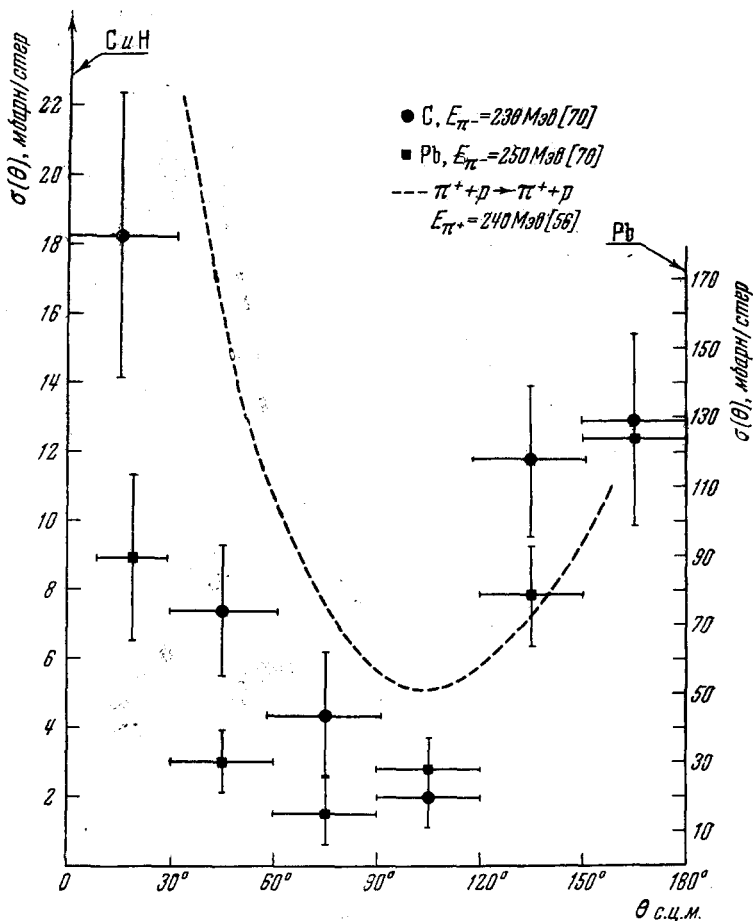


Рис. 16. Неупругое рассеяние π^- -мезонов на ядрах углерода и свинца.

Анализ результатов показал, что существует корреляция между сбросом энергии и углом рассеяния π -мезона, свидетельствующая о том, что неупругое рассеяние π -мезонов в угловой интервал $60-180^\circ$ происходит преимущественно за счет однократного рассеяния π -мезонов отдельными ядерными нуклонами. Пунктирная кривая, представляющая дифференциальное сечение упругого рассеяния π^+ -мезонов с энергией 240 Мэв на водороде, приведена для сравнения.

Все данные, полученные на синхротронном ускорителе Лаборатории ядерных проблем^{56, 57, 59, 60, 62, 63}, совместимы с одной величиной константы связи f^2 , примерно равной 0,1.

Взаимодействию мезонов со сложными ядрами посвящен ряд работ, выполненных при помощи самых разнообразных экспериментальных методов: сцинтилляционных счетчиков⁶⁵⁻⁶⁷, фотопластинок^{68, 69}, камеры Бильсона⁷⁰, диффузионной камеры^{71, 72}. Некоторые из полученных данных представлены на рис. 15—17.

Данные, полученные в работе ⁶⁹ по неупругому рассеянию π -мезонов на ядрах фотоэмульсии, показали, что между ядрами и π -мезонами с энергией 160 Мэв действуют силы притяжения, причем глубина соответствующей потенциальной ямы составляет примерно 25 Мэв.

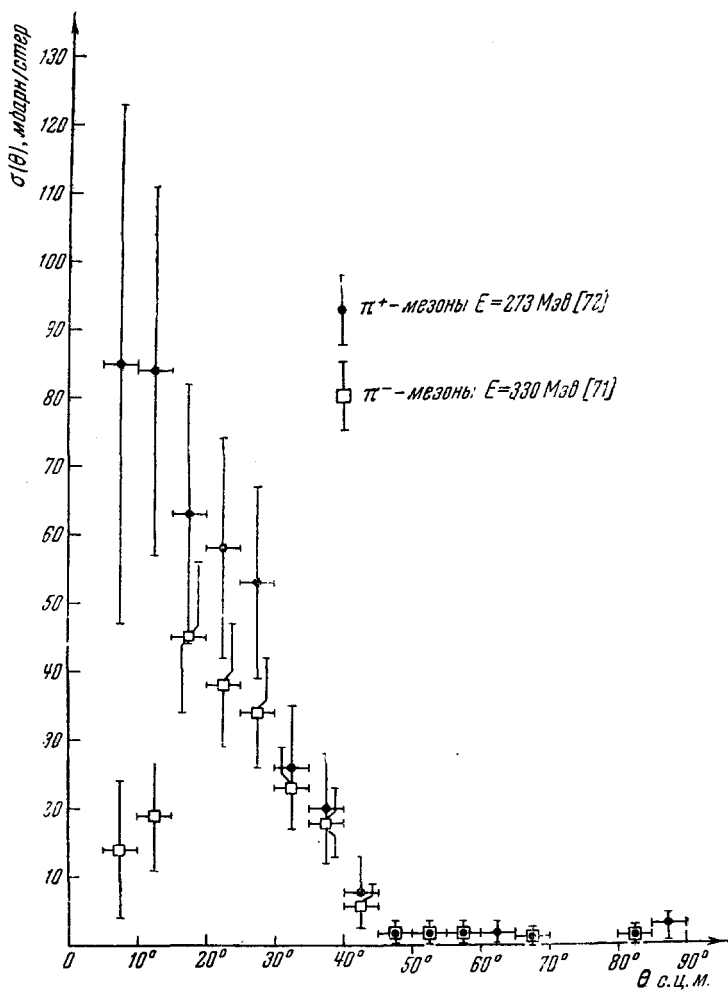


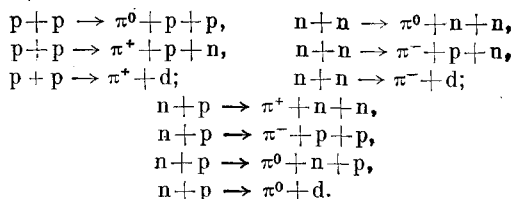
Рис. 17. Упругое рассеяние π^+ - и π^- -мезонов на ядрах гелия. Виден совершенно различный характер поведения дифференциальных сечений упругого рассеяния в области малых углов, который связан с разными знаками интерференции кулоновского и ядерного взаимодействий для π^+ - и π^- -мезонов.

Образование мезонов нуклонами

Ранние опыты. Многочисленные исследования на синхротронне были посвящены проблеме одиночного рождения заряженных и нейтральных π -мезонов при соударении нуклонов. Ясно, что процессы рождения заряженных мезонов в нуклон-нуклонных соударениях с теоретической точки зрения являются более сложными, чем процессы рассеяния мезонов нуклонами.

Чтобы составить достаточно полную картину явлений мезообразования в нуклон-нуклонных столкновениях, изучались различными методами качественные и количественные характеристики этих процессов.

При соударении двух нуклонов π -мезоны могут образовываться в следующих процессах:



В 1951—1952 гг. на пятиметровом варианте синхротронного ускорителя были получены сведения о реакциях рождения π^0 -мезонов в $(n-p)$ - и $(n-n)$ -соударениях⁷³ при энергии нейтронов 400 Мэв и о реакциях $p-p \rightarrow \pi^0 + p + p$ ⁷⁴⁻⁷⁶, $p+p \rightarrow \pi^+ + d$ ⁷⁷ с протонами, имеющими энергию 460 Мэв. Кроме того, изучались процессы образования π^0 -мезонов протонами^{78, 79} и нейтронами⁸⁰ на сложных ядрах. Итоги этих работ таковы:

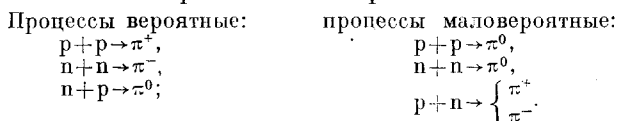
1. На основании результатов трудоемких и точных измерений спектров γ -квантов от распада π^0 -мезонов, образованных на сложных ядрах при бомбардировке их протонами с энергией 460 Мэв, был сделан вывод о том, что мезоны в основном рождаются в p -состоянии^{78, 79}.

2. Измерения вероятности образования π^0 -мезонов на ядрах разного атомного веса позволили оценить^{73, 74} длину свободного пробега мезонов в ядерном веществе.

3. Впервые были поставлены эксперименты, в которых исследовалось образование π^0 -мезонов нейтронами на нуклонах и на сложных ядрах⁸¹.

4. Было показано⁷³, что около порога мезообразования рождение π^0 -мезонов в столкновениях двух нейтронов запрещено, так же как запрещено рождение таких мезонов в столкновениях двух протонов (опыты, выполненные в Беркли). Это сходство $(n-n)$ - и $(p-p)$ -взаимодействий указывало на справедливость гипотезы зарядовой симметрии непосредственно для систем, состоящих из нуклонов и мезонов.

5. Опыты по образованию π^0 -мезонов в $(n-p)$ - и $(n-n)$ -столкновениях позволили дать⁷³ следующую качественную схему процессов образования π -мезонов около порога мезообразования:



Было указано⁸² впервые, что малая вероятность образования заряженных мезонов в $(n-p)$ -столкновениях связана с тем, что мезон-нуклонное взаимодействие особенно сильно в состоянии, изотопический спин и угловой момент которого равны $3/2$, т. е. в состоянии, которое ярко проявляется в опытах по взаимодействию π -мезонов с нуклонами.

6. При бомбардировке водорода протонами с энергией 460 Мэв было показано^{74, 76}, и это находится в согласии с данными, полученными Дж. Маршаллом и др. в Чикаго, что с повышением энергии снимается запрет, который имеет место для реакций $p+p \rightarrow \pi^0 + p + p$ при меньших энергиях. Аналогичный вывод о том, что запрет для образования π^0 -мезонов в $(n-n)$ -столкновениях снимается при высоких энергиях, был также получен в работе⁸³, когда после реконструкции синхротронного ускорителя был получен пучок нейтронов с энергией 580 Мэв.

7. Подробно исследовалась⁷⁷ реакция $p+p \rightarrow \pi^+ + d$ при энергии протонов 460 Мэв. Полученное угловое распределение указывает на то, что мезоны в этой реакции рождаются преимущественно в p -состоянии, при этом эффект от испускания мезонов в d -состоянии незначителен.

Энергетическая зависимость сечений процессов мезообразования и угловые распределения мезонов. После получения на синхротронном пучке протонов с энергией 680 Мэв прямыми или косвенными путями исследованы все процессы рождения мезонов, перечисленные выше.

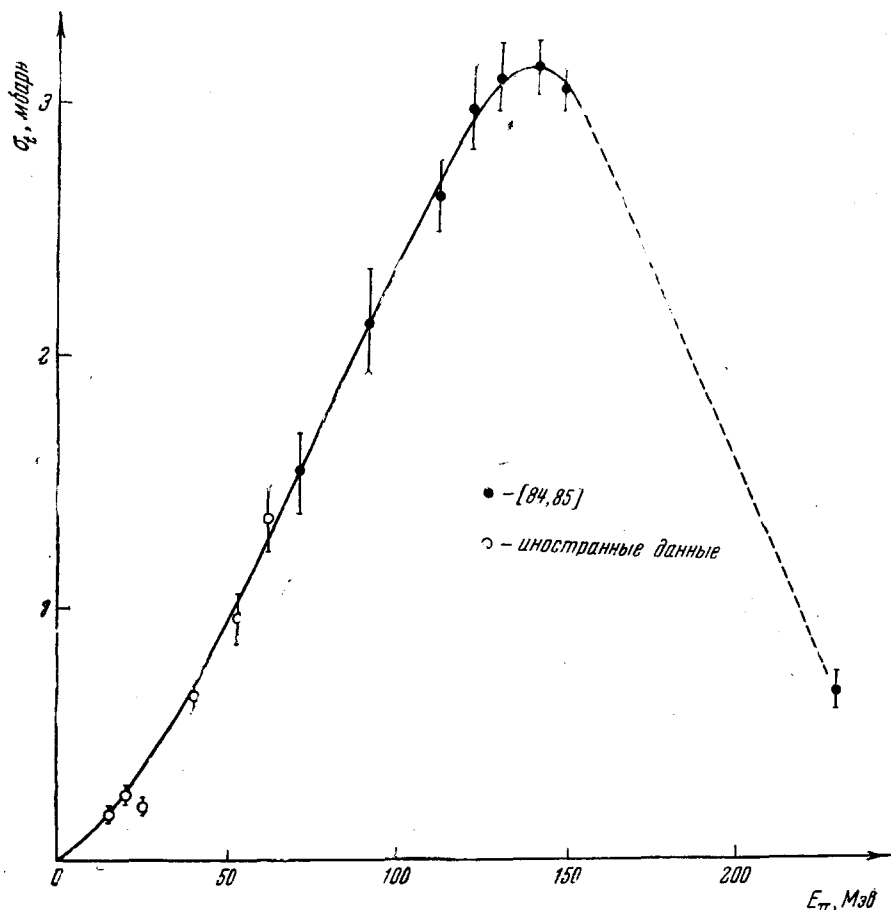


Рис. 18. Энергетическая зависимость полного сечения реакции $p+p \rightarrow \pi^+ + d$. E_π — кинетическая энергия рожденного мезона в системе центра масс. Обращает на себя внимание максимум, который связан с сильным «резонансным» взаимодействием мезона с нуклоном в состоянии с изотопическим спином и полным угловым моментом $3/2$.

Эксперименты⁸⁴ по изучению рождения π^- -мезонов при соударениях протонов с энергией 460—660 Мэв с протонами позволили впервые установить, что зависимость полного сечения реакции $p+p \rightarrow \pi^+ + d$ имеет резонансный характер (рис. 18). Из анализа угловых распределений мезонов, испускаемых в указанной реакции (рис. 19), следует, что в рассматриваемой области энергий мезоны в основном рождаются в p -состоянии. Этот вывод был сделан также на основании экспериментального изучения⁸⁶ углового распределения π^0 -мезонов, образующихся в реакции $n+p \rightarrow \pi^0 + d$ при энергии нейтронов около 600 Мэв (рис. 19), которая с точки зрения изотопической инвариантности тождественна с реакцией $p+p \rightarrow \pi^+ + d$. Наряду с двухчастичной реакцией, протекающей при соударении двух протонов, исследовалась также реакция $p+p \rightarrow \pi^+ + n + p$ при энергии протонов 657 Мэв⁸⁷ (рис. 20).

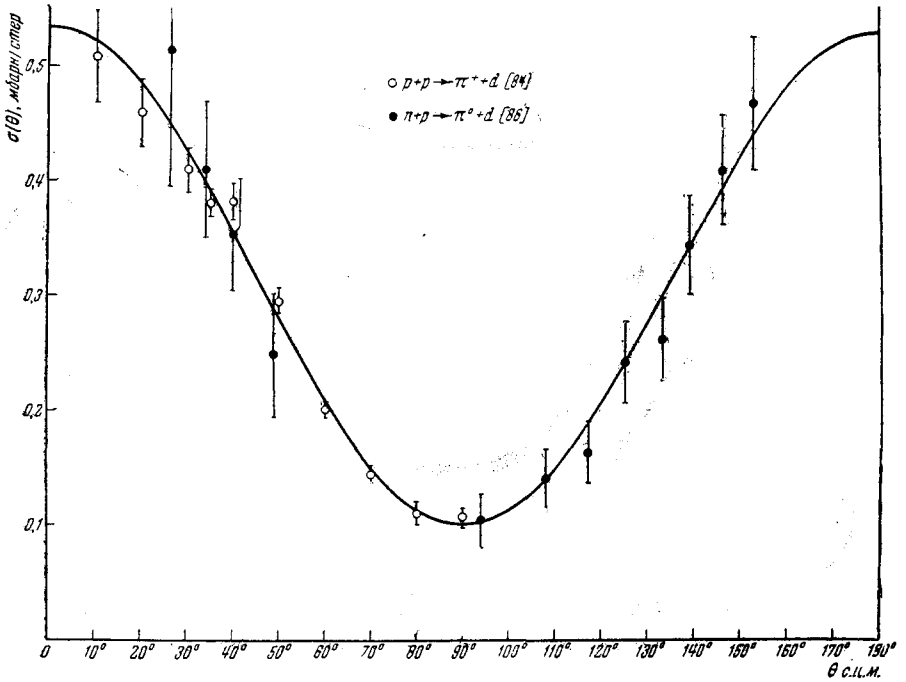


Рис. 19. Угловое распределение π -мезонов, испускаемых в реакциях $p+p \rightarrow \pi^+ + d$ и $n+p \rightarrow \pi^0 + d$ при энергии налетающих протонов 650 Мэв и нейтронов 600 Мэв.

Данные для второй реакции приведены в относительных единицах. Одинаковое поведение дифференциальных сечений для обеих реакций является следствием принципа зарядовой независимости процессов взаимодействия элементарных частиц и поэтому подтверждает этот принцип.

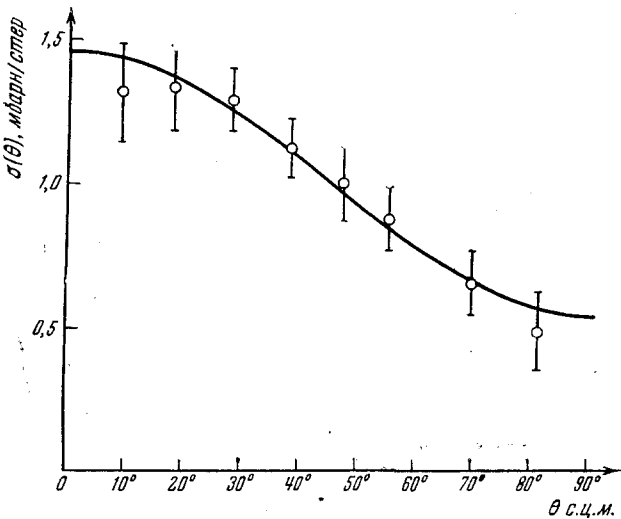


Рис. 20. Угловое распределение π^+ -мезонов от реакции $p+p \rightarrow \pi^+ + p + n$ при энергии протонов 657 Мэв.

Образование π^0 -мезонов на протонах и дейтонах было изучено в области энергий до 680 Мэв при бомбардировке их протонами⁸⁸⁻⁹¹ и нейтронами^{83, 92}.

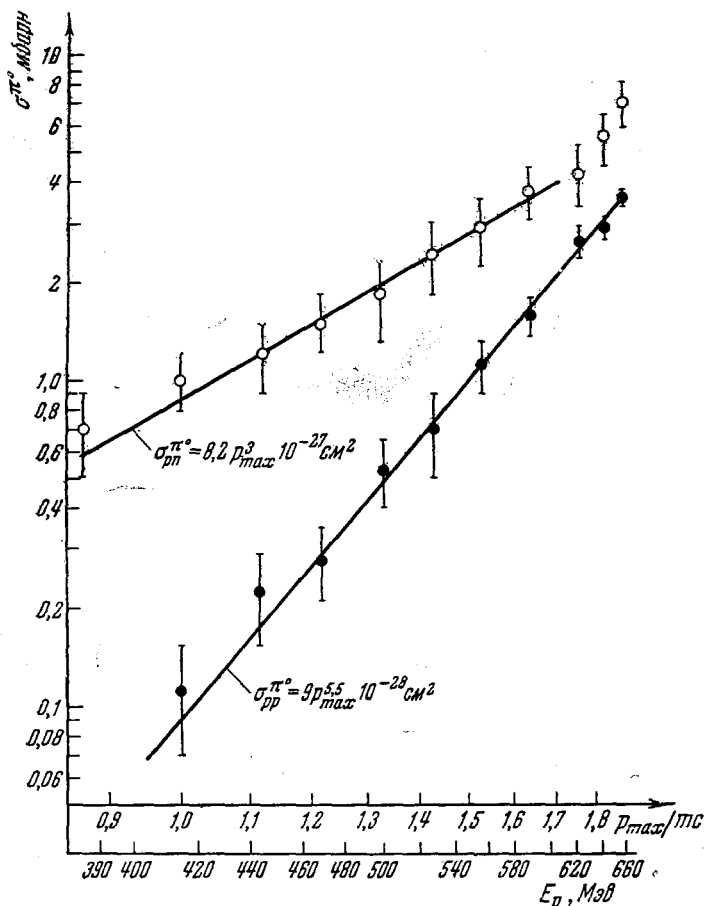


Рис. 21. Энергетическая зависимость полных сечений образования π^0 -мезонов в (p-p)- и (p-n)-столкновениях.

E_p — энергия протонов, p_{max} — максимальный импульс π^0 -мезонов в системе центра масс в единицах мс. Как видно из рисунка, $\sigma_{pp}^{\pi^0}$ растет с энергией протонов значительно быстрее, чем $\sigma_{pn}^{\pi^0}$, что связано с наличием «запрета» образования π^0 -мезонов в (p-p)-столкновениях вблизи порога.

Отношение сечений $\sigma_{pn}^{\pi^0}/\sigma_{pp}^{\pi^0}$ при 660 Мэв близко к двум^{88,90} — величине, которую предсказывает гипотеза зарядовой независимости в том случае, когда система мезон — нуклон в конечном состоянии имеет изотопический спин $3/2$ ⁹³.

Энергетическая зависимость сечений образования π^0 -мезонов протонами на протонах и дейтонах была исследована при помощи внутреннего^{89, 94} и выведенного^{90, 91} пучков протонов. На рис. 21 представлены данные наиболее точных измерений, в которых была установлена совершенно иная, чем предполагалось ранее, энергетическая зависимость полного сечения образования π^0 -мезонов в (p-p)-столкновениях⁸⁹.

Угловое распределение π^0 -мезонов, рождающихся в нуклон-нуклонных столкновениях, было изучено при энергиях 445, 500, 555 $Mэв$ ⁸⁸ и 660 $Mэв$ ^{88, 89, 93}. Было найдено, что угловое распределение, которое при малых энергиях анизотропно, становится практически изотропным с увеличением энергии до 660 $Mэв$. По-видимому, это связано с тем, что при энергии около 600 $Mэв$ начинает проявляться сильное взаимодействие в конечном состоянии между π^0 -мезоном и одним из нуклонов.

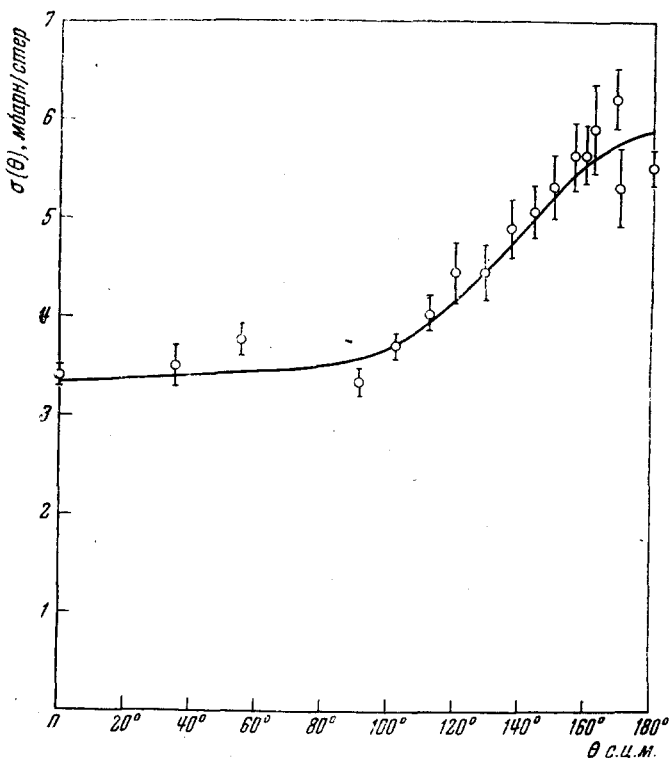


Рис. 22. Угловое распределение γ -квантов от распада π^0 -мезонов, образованных на угледе протонами с энергией 660 $Mэв$.

θ — эффективный угол в системе центра масс сталкивающихся нуклонов. Уменьшение интенсивности испускания γ -квантов под малыми углами обусловлено тем, что ядро является «толстым» поглотителем как для π^0 -мезонов, так и для налетающих нуклонов.

При исследовании углового распределения γ -квантов от распада π^0 -мезонов, образованных на ядрах, было обнаружено^{88, 90, 94} интересное явление асимметрии (рис. 22), связанное с тем, что длина пробега мезонов и протонов в ядерном веществе мала по сравнению с размерами ядра. Сведения о поглощении мезонов в ядерном веществе были получены также на основании измерений выходов π^0 -мезонов из разных ядер при бомбардировке их протонами⁸⁸ и нейтронами^{80, 83}.

Энергетические спектры частиц, испускаемых при неупругих соударениях двух нуклонов. Спектры частиц, испускаемых при неупругих соударениях нуклонов с нуклонами и ядрами, были исследованы различными экспериментальными методами: методом анализа при помощи парного магнитного спектрометра спектров γ -квантов от распада π^0 -мезонов, образованных в соударе-

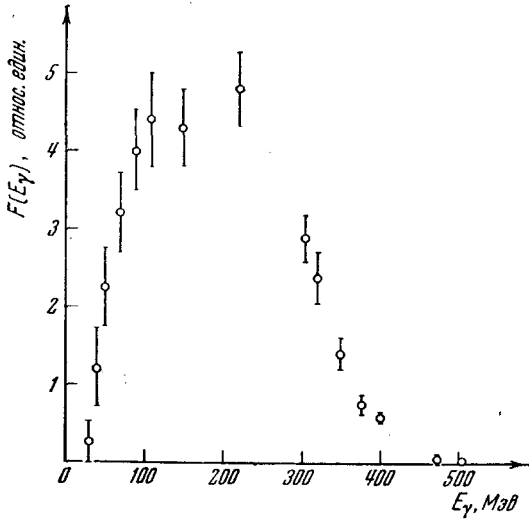


Рис. 23. Энергетический спектр γ -квантов под углом наблюдения 0° от распада π^0 -мезонов, образованных в (p-p)-столкновениях при энергиях протонов 660 Мэв.

Этот спектр характеризует угловое и энергетическое распределения π^0 -мезонов, которые прямым путем наблюдать невозможно, так как время жизни π^0 -мезонов очень мало ($\tau < 10^{-15}$ сек).

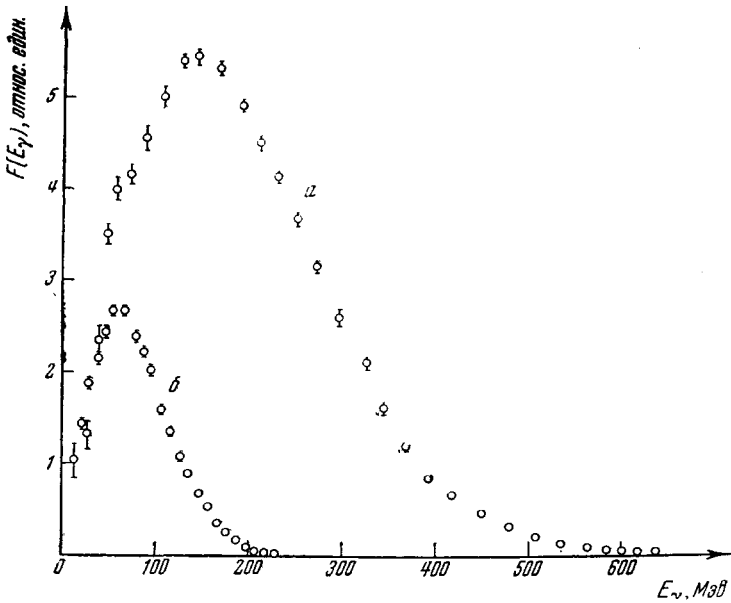


Рис. 24. Энергетический спектр γ -квантов от распада π^0 -мезонов, образованных протонами с энергией 660 Мэв на ядрах углерода: а—угол наблюдения 0° ; б—угол наблюдения 180° .

Максимум энергии спектра около 600 Мэв обусловлен теми из лобовых столкновений, которые соответствуют случаям, когда один из двух γ -квантов от распада π^0 -мезонов получает практически всю энергию.

ниях протонов с протонами 95 (рис. 23) и ядрами 96 , 97 (рис. 24); методом магнитного анализа вторичных протонов и дейтронов, испускаемых в процессе столкновения двух протонов 98 (рис. 25); методом магнитного анализа

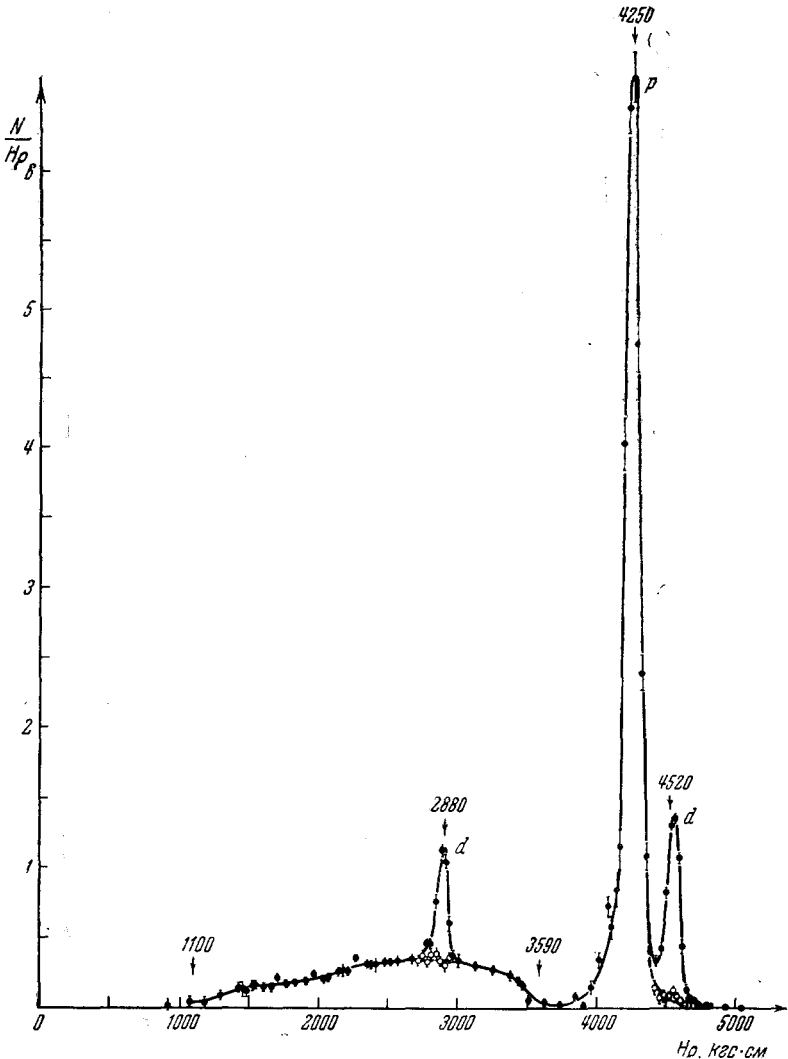


Рис. 25. Импульсный спектр вторичных частиц от (p—p)-соударений в лабораторной системе координат.

Спектр отражает наличие следующих реакций: 1) упругое (p—p)-рассеяние (пик протонов при 4260 кгс·см); 2) реакция $p+p \rightarrow \pi^+ + d$, приводящая к испусканию двух групп дейтронов с импульсами 2880 и 4520 кгс·см; 3) реакции $p+p \rightarrow \pi^+ + p + n$ и $p+p \rightarrow \pi^0 + p + p$, которым соответствует непрерывный спектр протонов.

заряженных мезонов от (p—p)-соударений 99 , 100 (рис. 26, 26а, 26б) и от соударений протонов с ядрами 101 , 102 (рис. 27); наконец, для анализа спектров заряженных мезонов, образованных в (n—p)-столкновениях, применялся метод фотопластинок 103 (рис. 28).

Анализ спектров γ -квантов от распада π^0 -мезонов, образуемых протонами на легких ядрах, показал, что с ростом энергии протонов от 470

до 660 $Mэв$ происходят смягчение спектра и уменьшение анизотропии углового распределения мезонов, образующихся в ($n-p$)-соударениях ⁹⁶. Причина этого, по-видимому, лежит также в появлении с ростом энергии сильного взаимодействия π^0 -мезонов с одним из нуклонов. При помощи той же методики впервые были получены сведения об угловом и энергетическом распределениях π^0 -мезонов, образующихся при столкновении протонов с энергией 660 $Mэв$ с водородом ⁹⁵.

В результате анализа спектров π^+ -мезонов, образующихся в реакции $p+p \rightarrow \pi^+ + p + n$ при энергии протонов 556 и 657 $Mэв$, было показано, что

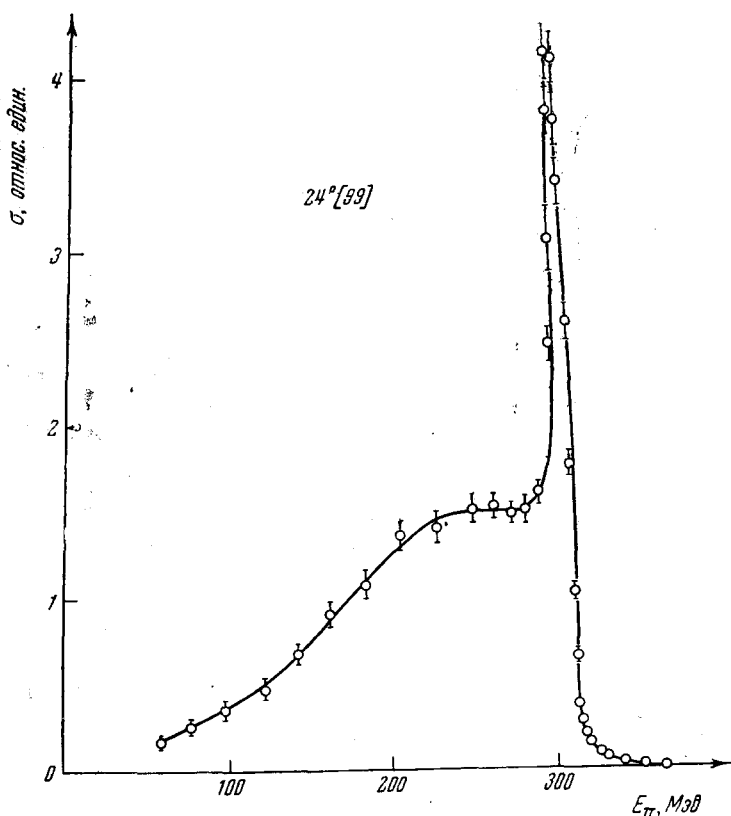


Рис. 26. Энергетический спектр π^+ -мезонов от реакций: 1) $p+p \rightarrow \pi^+ + p + n$; 2) $p+p \rightarrow \pi^+ + d$ под углами 24° в лабораторной системе при энергии налетающих протонов 660 $Mэв$.

Пик в спектре обусловлен двухчастичной реакцией 2).

в этой области энергий матричный элемент реакции пропорционален импульсу мезона ⁹⁹.

Интересный результат был получен при измерениях потоков заряженных ¹⁰² и нейтральных ¹⁰⁴ мезонов, испускаемых из разных ядер при бомбардировке их протонами. Найдено, что отношение числа заряженных мезонов к числу π^0 -мезонов, образованных протонами на ядрах с изотопическим спином 0, равно двум, что подтверждает еще раз гипотезу зарядовой независимости ядерных сил.

В заключение можно заметить, что такое систематическое исследование процессов рождения нейтральных и заряженных π -мезонов до сих пор является единственным.

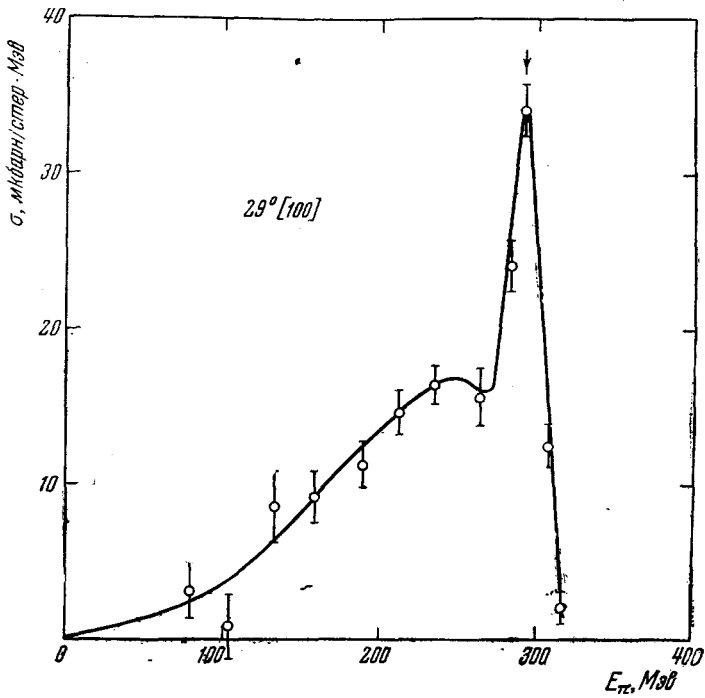


Рис. 26а. Энергетический спектр π^+ -мезонов от реакций: 1) $p+p \rightarrow \pi^+ + p + n$; 2) $p+p \rightarrow \pi^+ + d$ под углом 29° в лабораторной системе при энергии налетающих протонов 660 Мэв .
Пик в спектре обусловлен двухчастичной реакцией 2).

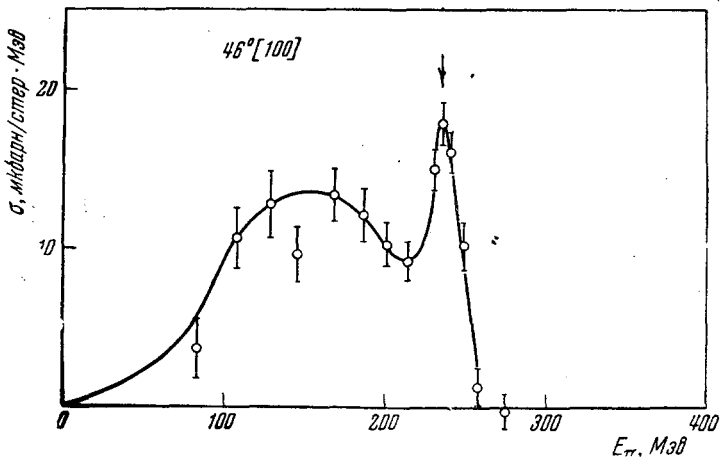


Рис. 26б. Энергетический спектр π^+ -мезонов от реакций: 1) $p+p \rightarrow \pi^+ + p + n$; 2) $p+p \rightarrow \pi^+ + d$ под углом 46° в лабораторной системе при энергии налетающих протонов 660 Мэв .
Пик в спектре обусловлен двухчастичной реакцией 2).

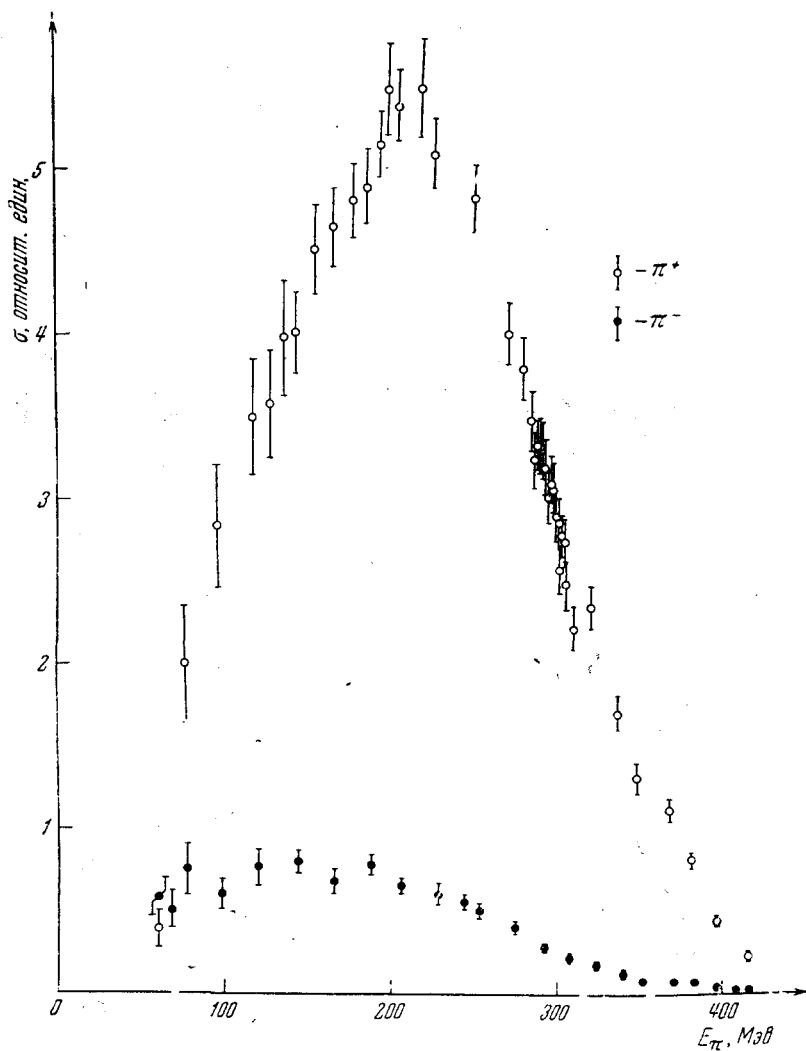


Рис. 27. Энергетические распределения π^+ - и π^- -мезонов, образованных протонами с энергией 660 Мэв на ядрах углерода под углом 24° к направлению налетающего протонного пучка 101 .

Наблюдаемое малое количество π^- -мезонов связано с тем, что π^+ -мезоны могут рождаться в ядре при (p-p)- и (p-n)-столкновениях, в то время как π^- -мезоны могут рождаться только в (p-n)-столкновениях, которые являются относительно неэффективными для образования заряженных мезонов.

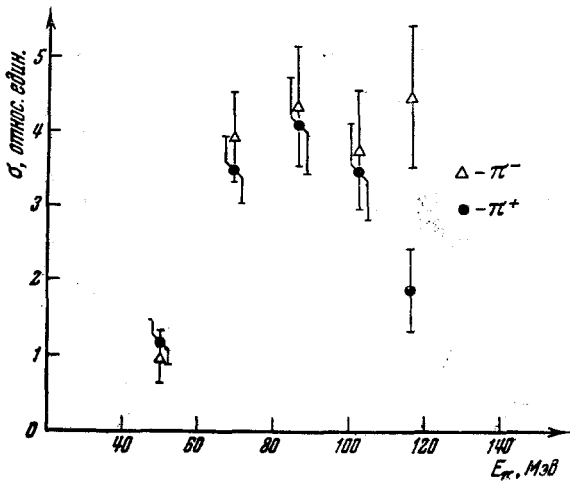


Рис. 28. Спектр π^+ - и π^- -мезонов, образованных нейтронами с энергией 600 Мэв на водороде. Угол наблюдения 90° . Данные показывают равенство (в пределах ошибок) выходов π^+ - и π^- -мезонов, что подтверждает принцип зарядовой симметрии.

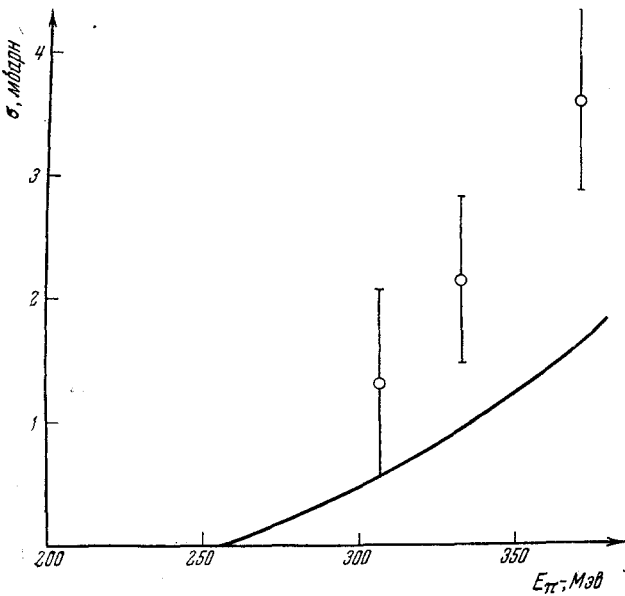


Рис. 29. Сечение рождения заряженных мезонов на водороде π -мезонами вблизи порога в реакциях $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + \pi^- + p$ и $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + p$ 105.

Расчетный порог для реакции образования мезонов мезонами на водороде приблизительно равен 170 Мэв. Сплошная кривая—результат расчета Франклина на основании теории Чью и Лоу.

Р о ж д е н и е π -мезонов мезонами

Относительно давно известно, что при соударениях π -мезонов с нуклонами могут рождаться мезоны (множественное образование). Однако процессы рождения мезонов мезонами до последнего времени были изучены только в области энергий, значительно превышающих порог мезообразования. Исследование этих процессов вблизи порога недавно было принято в Лаборатории ядерных проблем, где рождение мезонов мезонами исследовалось на жидком водороде¹⁰⁵ при помощи сцинтилляционных счетчиков и на сложных ядрах¹⁰⁶ при помощи фотопластинок. На рис. 29 представлены полученные впервые данные об энергетической зависимости суммарной вероятности реакций $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + \pi^- + p$ и $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + n$. Все попытки вычислить вероятность этих процессов при помощи мезонной теории не были удачными. С методической точки зрения может представлять интерес сравнение опытных данных с приведенной на том же рисунке кривой, рассчитанной Д. Франклином*) на основании теории Г. Чью и Ф. Лоу и дающей пока значительно лучшее согласие с опытом по сравнению с другими расчетами.

З а к л ю ч е н и е

Подводя итоги совокупности исследований процессов взаимодействия мезонов с нуклонами и сложными ядрами, а также образования мезонов нуклонами на нуклонах и на сложных ядрах, можно утверждать, что они позволяют составить достаточно полную феноменологическую картину взаимодействия мезонов и нуклонов в области энергий до 700 *Мэв*. При этом основными характеристиками этого взаимодействия, которые должны быть учтены будущей теорией, являются следующие:

- а) взаимодействия мезонов и нуклонов зарядово-независимы;
- б) взаимодействие мезон—нуклон особенно сильно в состоянии с изотопическим спином и угловым моментом, равными $3/2$.

 μ -МЕЗОНЫ

Известно, что μ -мезоны являются не ядерноактивными частицами, т. е. их взаимодействие с нуклонами значительно слабее, чем π -мезон-нуклонное взаимодействие. Однако вопрос о том, существуют ли относительно слабые ядерные силы, обусловленные виртуальным испусканием пар μ -мезонов (μ^\pm , μ^0), является открытым. Попытка детектировать¹⁰⁷ гипотетический μ^0 -мезон показала, что эта частица, если она существует, испускается из ядер при бомбардировке их протонами с энергией 670 *Мэв* с вероятностью меньше или порядка 10^{-4} от вероятности испускания π -мезонов. Следовательно, вклад парного взаимодействия (μ^\pm , μ^0) в ядерные силы незначителен.

Большой интерес к проблеме распада μ -мезона появился после открытия в США несохранения четности в слабых взаимодействиях. В работе¹⁰⁸ методом фотопластинок исследовалась асимметрия электронов, испускаемых при распаде μ -мезонов в процессе $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}$, по отношению к направлению испускания этих μ -мезонов в процессе $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$. Полученные результаты подтвердили вывод о несохранении четности и с хорошей точностью определили вид углового распределения электронов.

В связи с предложенной Ландау¹⁰⁹ теорией продольного нейтрино, согласно которой масса нейтрино равна нулю и нейтрино всегда поляризовано по направлению его движения, большой интерес представляет сравнение данных с этой теорией. В трудоемких опытах¹¹⁰ была опреде-

*) Phys. Rev. 105, 1101 (1957).

лена зависимость асимметрии электронов, испускаемых в процессе распада μ^+ -мезонов в фотопластинках, от энергии электронов. Измерения показали, что асимметрия увеличивается для жесткой части спектра: знак эффекта согласуется с предсказаниями теории продольного нейтрино. В настоящее время проводятся и другие опыты по этой фундаментальной проблеме.

СТРАННЫЕ ЧАСТИЦЫ

В Лаборатории ядерных проблем исследовались также процессы рождения Λ^0 -частиц. На основании теоретических соображений как в СССР, так и за границей было предсказано явление ¹¹¹ совместного рождения тяжелого мезона с гипероном. Это впоследствии было подтверждено прямыми опытами, проведенными на космтроне в США. Гипотезе совместного рождения Λ^0 -частицы и K -мезона противоречит реакция $\text{нуклон} + \text{нуклон} \rightarrow \text{нуклон} + \Lambda^0$, но не противоречит реакция $\text{нуклон} + \text{нуклон} = \Lambda^0 + \Lambda^0$.

В работе ¹¹² сделана попытка наблюдать рождение Λ^0 -частиц при бомбардировке внутренней мишени синхроциклотрона протонами с энергией 680 Мэв, вполне достаточной даже для образования двух Λ^0 -частиц. Опыт показал, что Λ^0 -частицы в этих условиях не рождаются. Это не только явилось дополнительным и сильным аргументом в пользу предположения о совместном рождении Λ^0 -частицы и тяжелого мезона, но позволило также сделать вывод относительно величины изотопического спина K^0 -мезона, участвующего во взаимодействии Λ^0 -частицы с нуклоном. Из работы следует, что K^0 -мезон и его античастица \bar{K}^0 не являются тождественными.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ СО СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ

Априори нельзя ответить на вопрос, является ли взаимодействие π -мезонов и нуклонов с ядрами суммой их попарных взаимодействий с отдельными нуклонами ядер. Основной интерес исследований взаимодействия этих частиц с ядрами связан с тем, что они могут дать неожиданные сведения о ядерных силах, которые нельзя получить из опытов по рассеянию частиц на нуклонах.

Мы уже упоминали значительное количество работ, в которых изучалось взаимодействие нуклонов и π -мезонов со сложными ядрами.

Ввиду ограниченности рамок этой статьи мы не можем даже кратко обсудить все работы, в которых это взаимодействие исследуется в разных аспектах. Однако, для того чтобы дать возможность составить представление об изучаемых в них вопросах, мы приводим в списке литературы ряд таких работ с полным названием ¹¹³⁻¹²¹.

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И АППАРАТУРА

Широкая программа ядерных исследований с частицами и γ -квантами высоких энергий, проведенных на синхроциклотроне, потребовала разработки новых методов регистрации частиц и создания сложных экспериментальных установок.

Рамки этой статьи не позволяют сколько-нибудь подробно описать весь арсенал в большинстве своем тонкой и разнообразной экспериментальной аппаратуры, построенной и использованной в течение восьми лет в работах на синхроциклотроне различными группами физиков. Однако, говоря об этой проблеме, следует подчеркнуть, что по трудности и новизне научно-технических решений, а также по объему исследовательских и конструкторских работ создание необходимых методов и аппаратуры для опытов с частицами высоких энергий принадлежит к числу сложнейших



Рис. 30. Измерительный павильон.

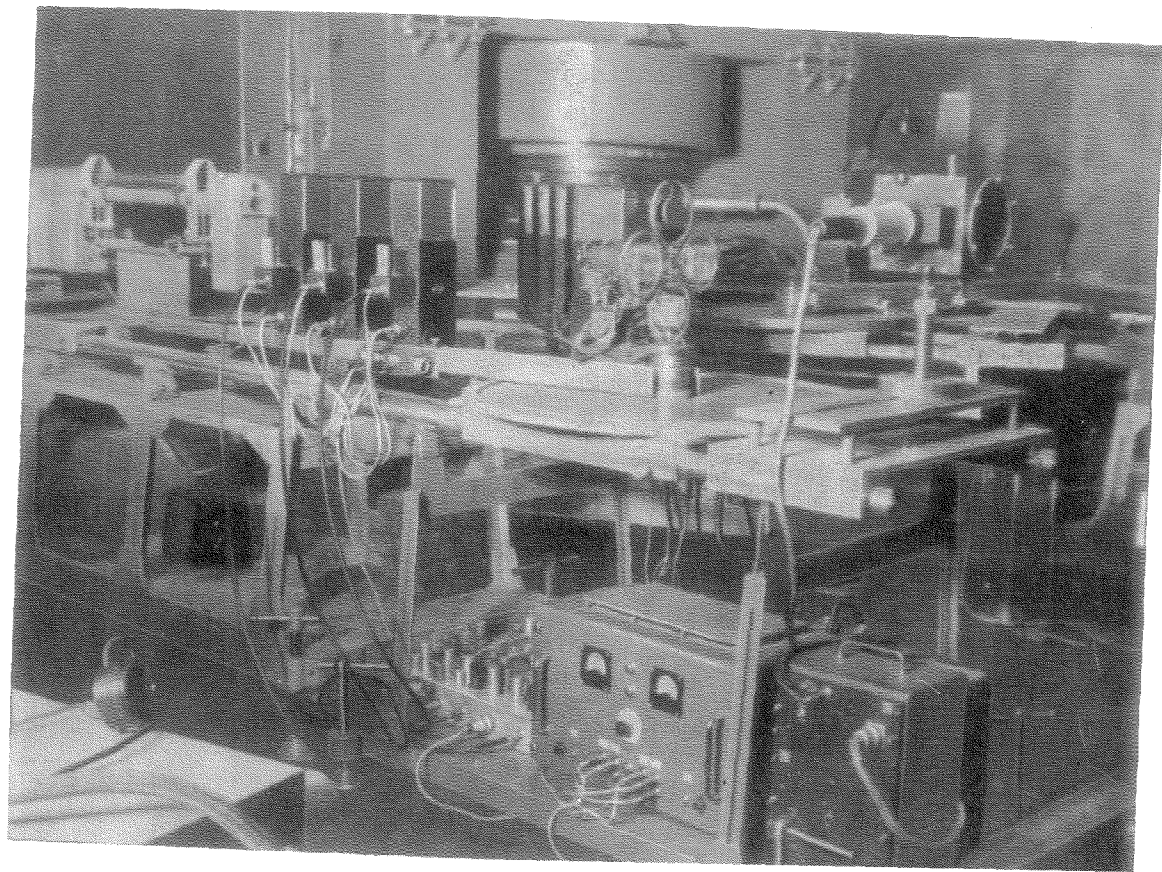


Рис. 32. Экспериментальная установка для исследования рассеяния протонов высоких энергий протонами и нейтронами.
Система телескопов из сцинтилляционных счетчиков регистрирует обе вторичные частицы.

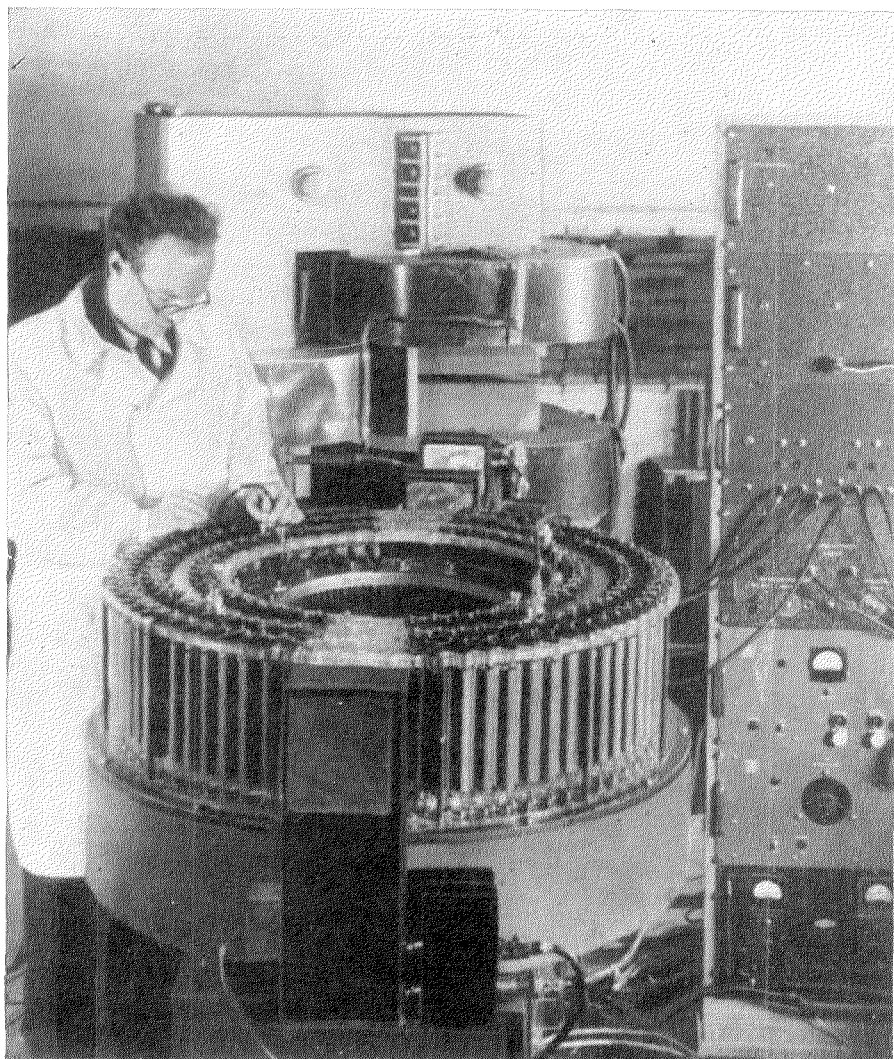


Рис. 33. Годоскопическая система счетчиков, используемая в опытах по изучению рассеяния π -мезонов высоких энергий на водороде.

Система управляющих счетчиков охватывает телесный угол, составляющий 2 стерадиана. Разрешающее время системы $2 \cdot 10^{-6}$ сек. Импульсное питание позволяет использовать обычные газоразрядные счетчики для регистрации частиц высоких энергий в условиях большого фона посторонних излучений, создаваемого мощным ускорителем.

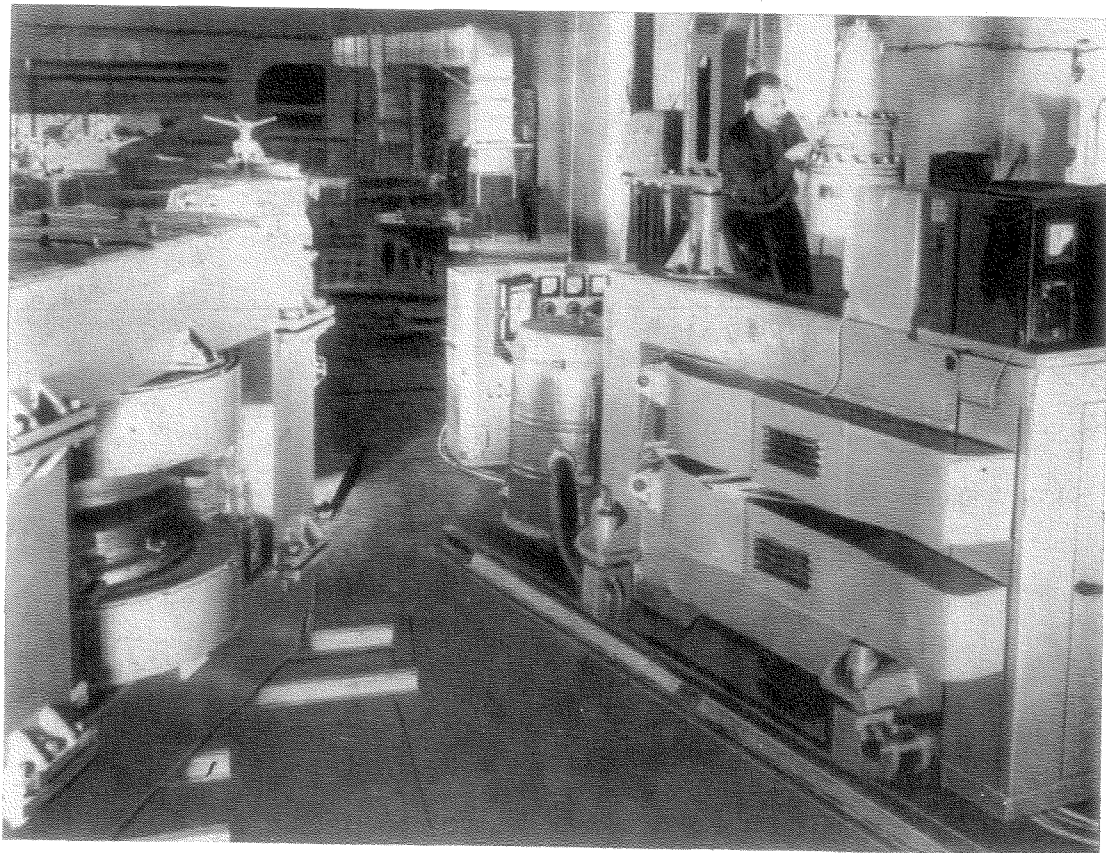


Рис. 34. Установка с диффузионной камерой высокого давления в магнитном поле; используется для изучения взаимодействия протонов высоких энергий с протонами и ядрами гелия. Камера диаметром 300 мм наполняется водородом или гелием при давлении 20 атм. В рабочем объеме камеры создается импульсное магнитное поле напряженностью 16000 э. Слева видна часть ярма отклоняющего электромагнита.

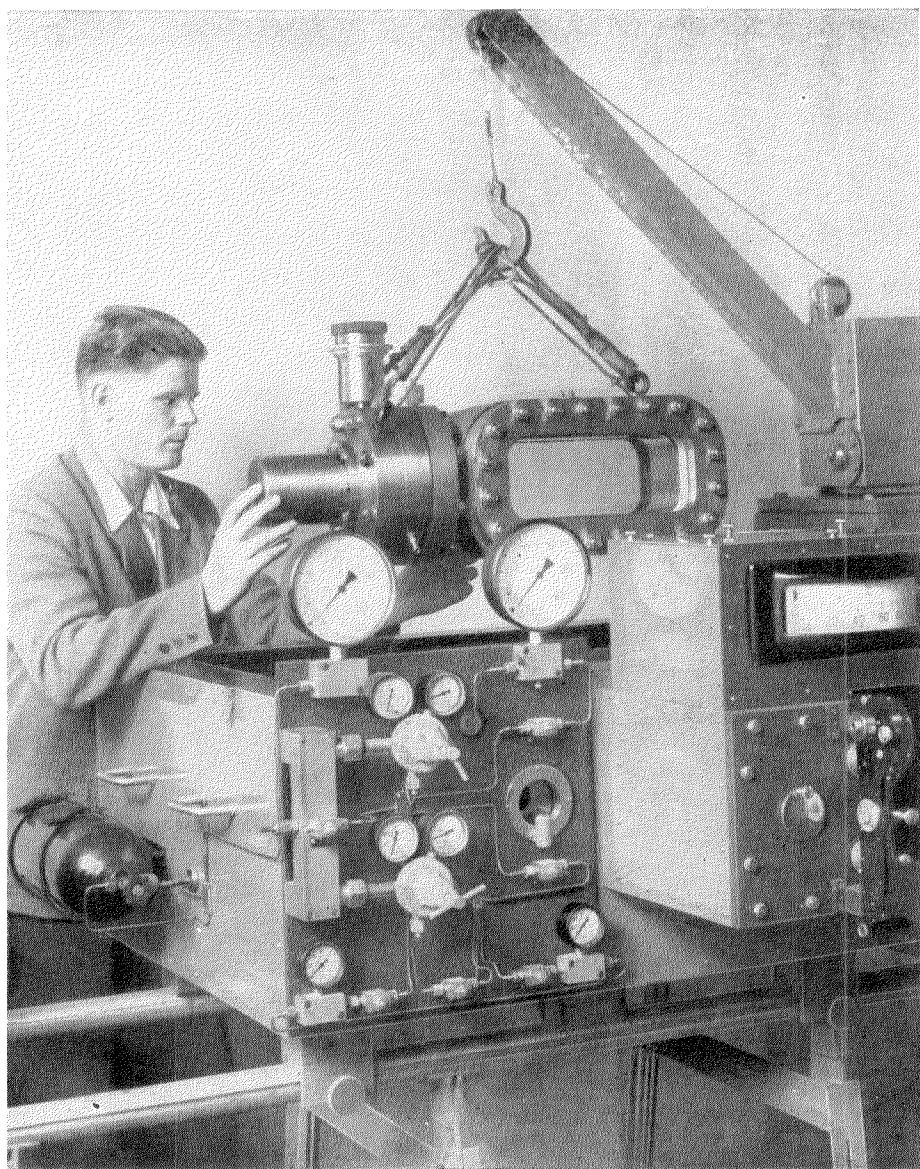


рис. 35. Пузырьковая камера объемом 4 л с пропановым наполнением; предназначена для эффективной регистрации процессов взаимодействий и распада элементарных частиц.

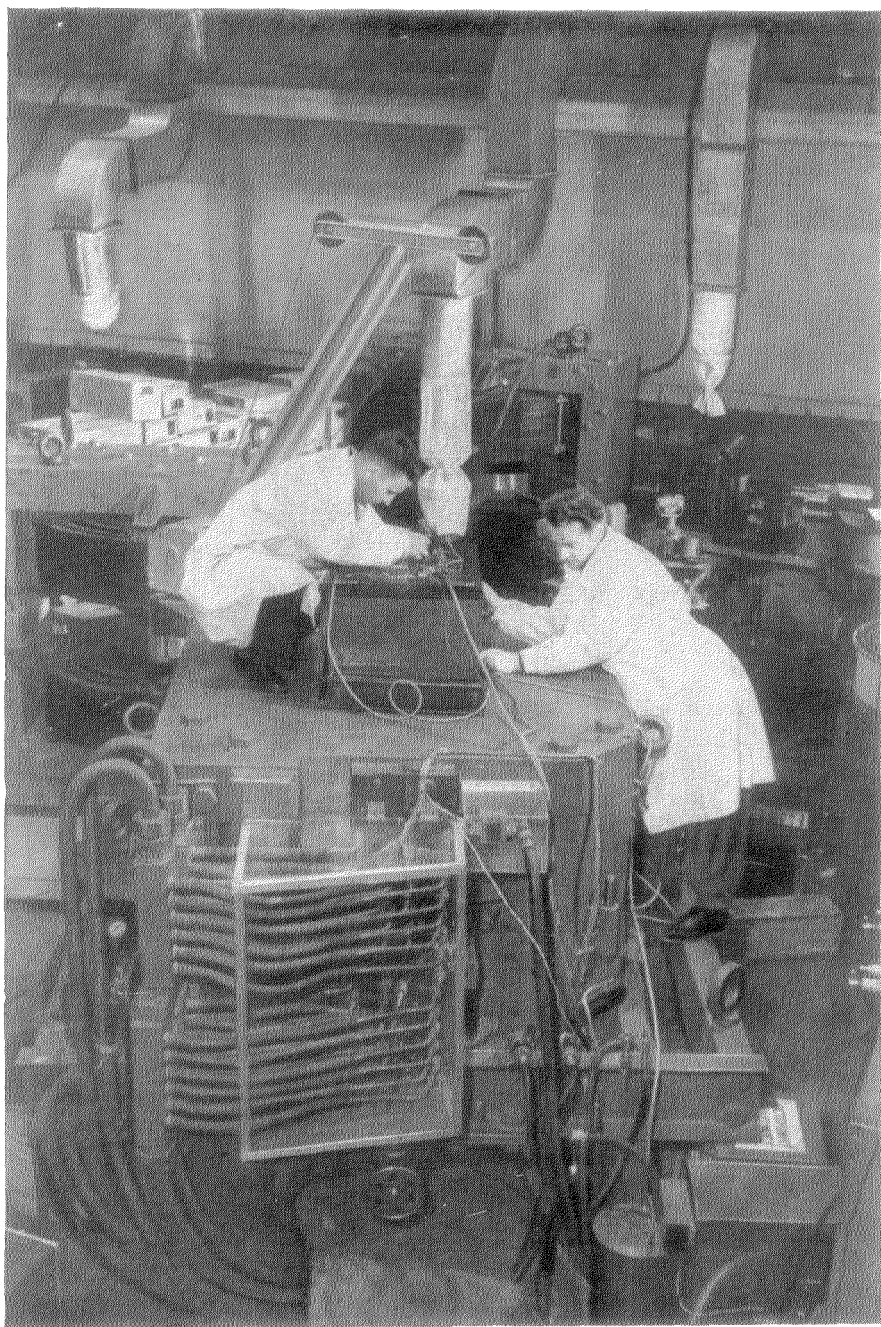


Рис. 36. Установка с камерой Вильсона в магнитном поле, применяемая для исследования взаимодействия π -мезонов высоких энергий с атомными ядрами. Рабочие размеры камеры: диаметр 400 мм, высота 100 мм. Напряженность импульсного магнитного поля составляет 13 500 э. Сзади виден отклоняющий электромагнит.

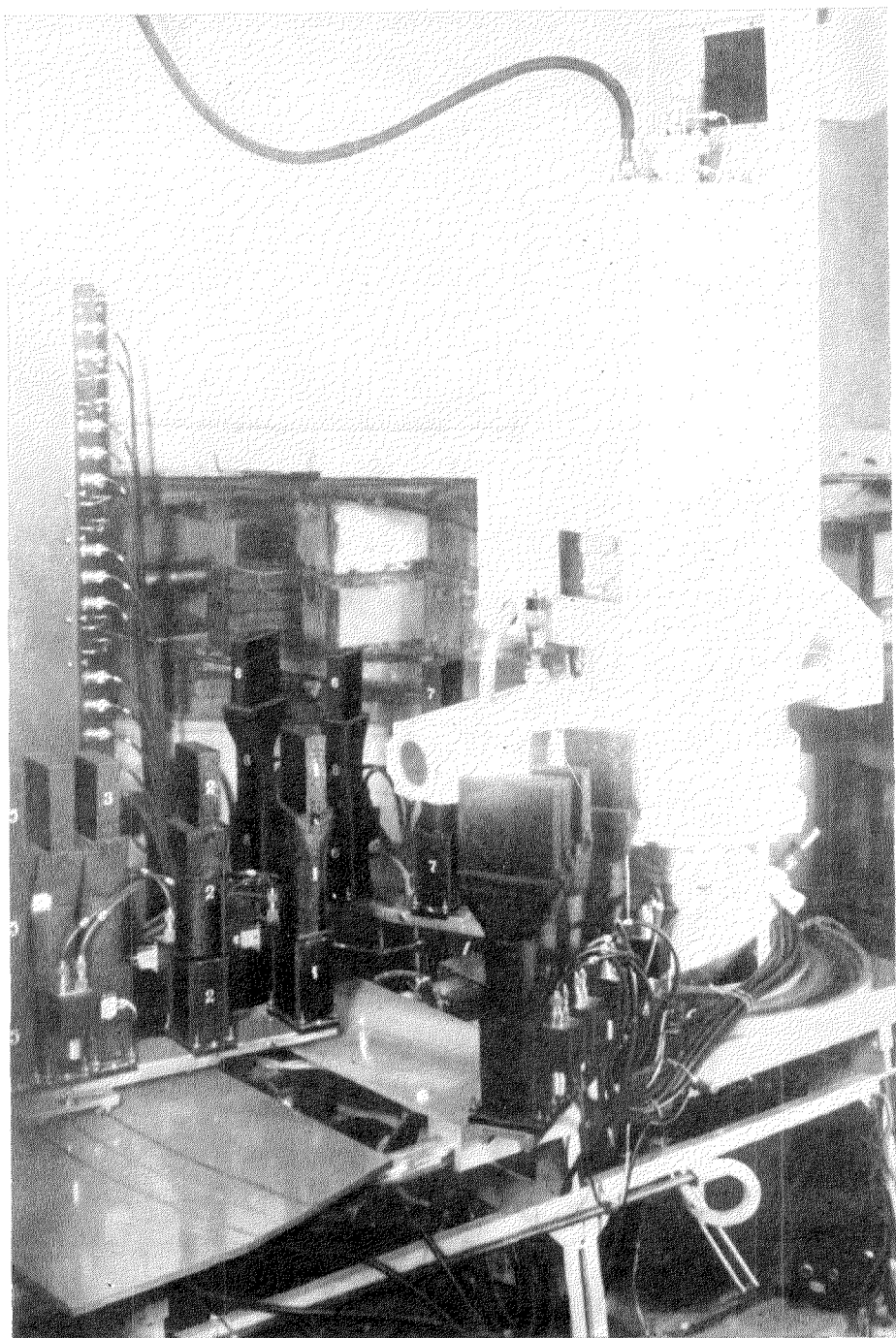


Рис. 37. Общий вид установки для исследования неупругих столкновений поляризованных протонов с протонами.

Регистрация вторичных частиц осуществляется телескопами из сцинтиляционных счетчиков большого размера. Водородно-дейтериевая мишень (на фотографии окружена кожухом) обеспечивает сохранность жидкого водорода в рабочем цилиндре диаметром 3,9 см в течение 50 час. Для проведения фоновых измерений жидкий водород может удаляться из рабочего цилиндра в специальный резервуар, а затем без потерь перекачиваться обратно.

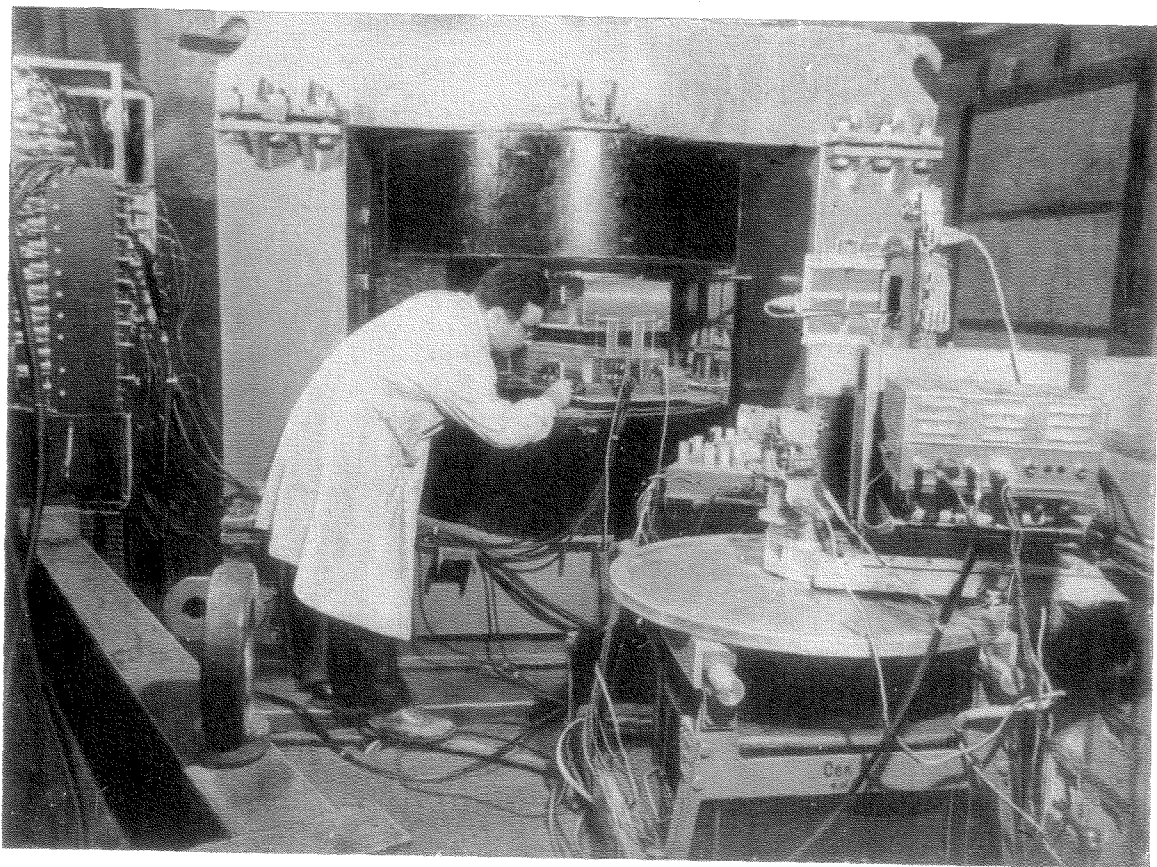


Рис. 38. Магнитный спектрометр, применяемый в опытах по исследованию реакции $p+p \rightarrow \pi^0+d$. Установка регистрирует одновременно оба продукта реакции: дейтрон детектируется пропорциональными счет-

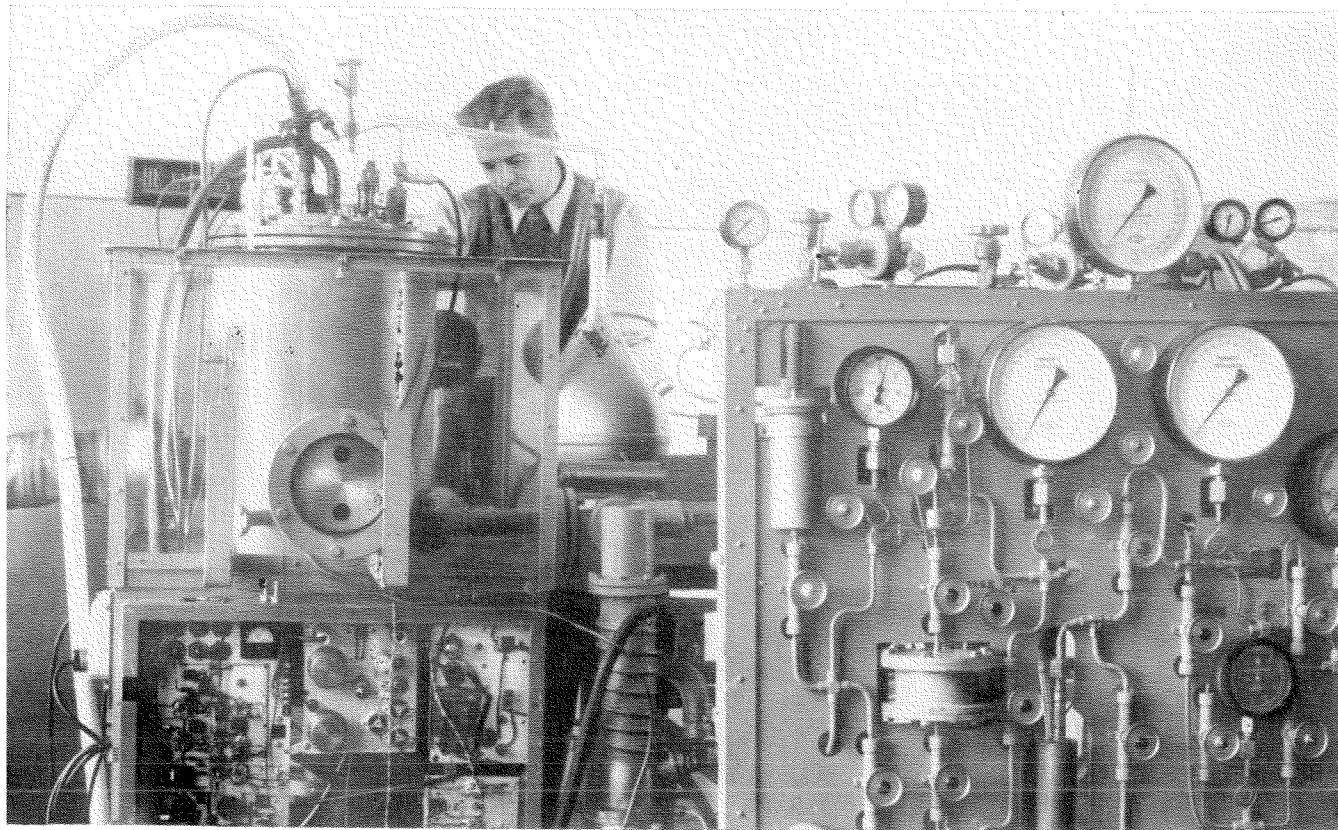


Рис. 39. Пузырьковая жидководородная камера объемом 1 л с системой управления (Теплотехническая лаборатория АН СССР); применяется для исследования процессов взаимодействия частиц высоких энергий с водородом.

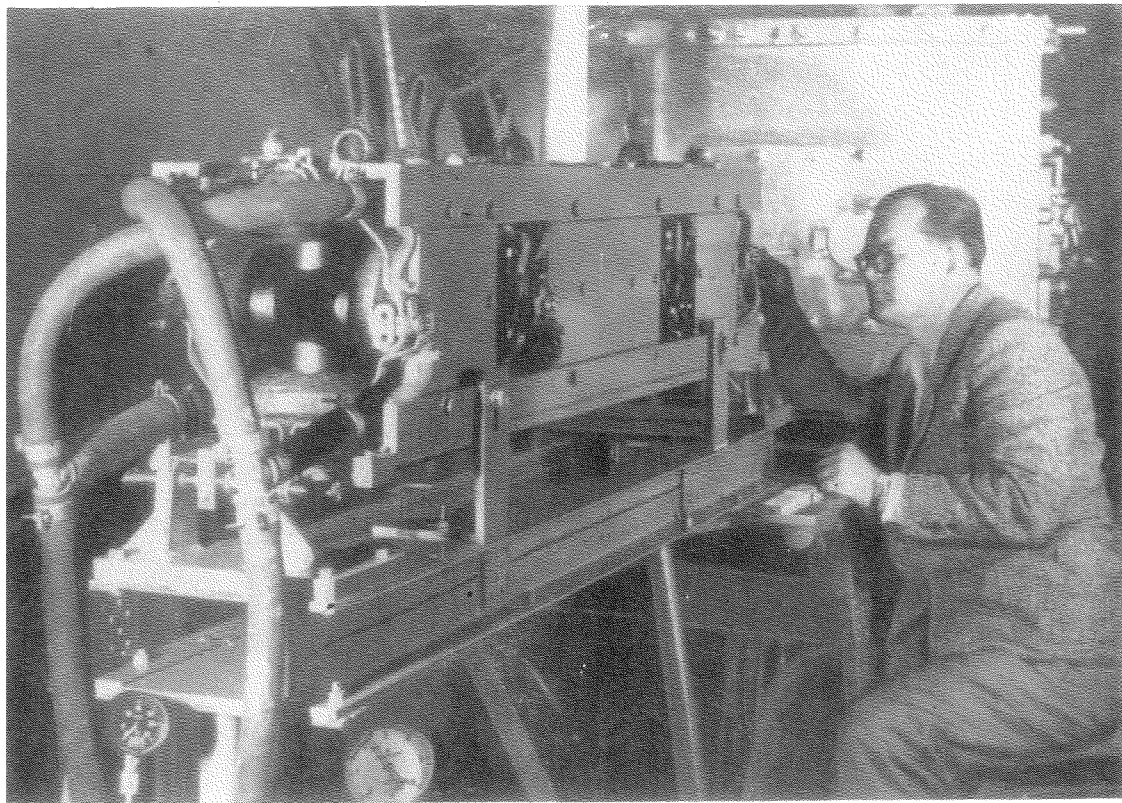


Рис. 40. Трехсекционная магнитная линза для фокусировки пучка заряженных частиц высоких энергий. Фокусное расстояние линзы для протонов с импульсом 1200 МэВ/с равно $2,5 \text{ м}$, апертура 80 мм , градиент магнитного поля 2000 э/см .

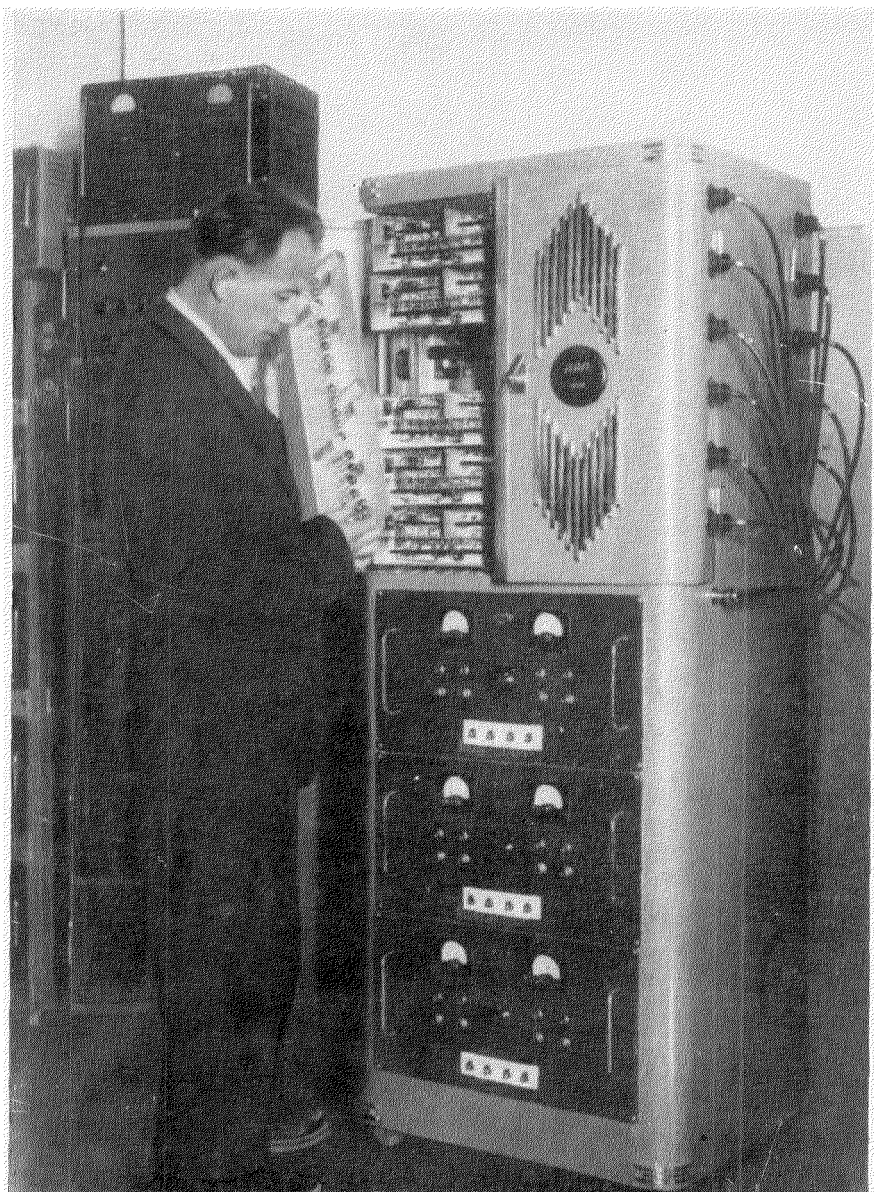


Рис. 41. 12-канальный усилитель сигналов, поступающих от сцинтилляционных счетчиков.
Усиление каждого канала составляет 40 дБ, верхняя граница полосы пропускания 140 мГц.

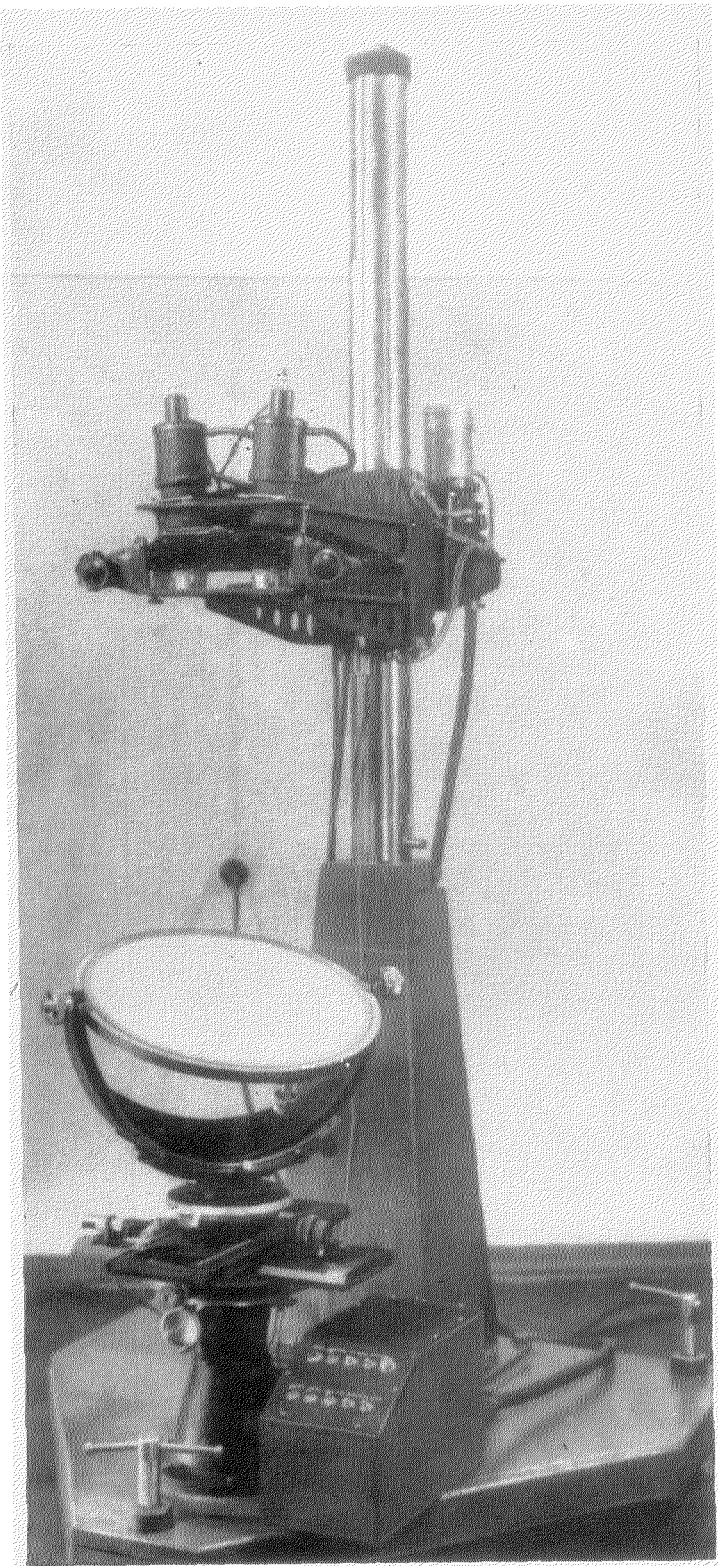


Рис. 42. Репроектор—прибор для определения пространственного расположения следов заряженных частиц по стереофотографиям, полученным с помощью камеры Вильсона, диффузионной и пузырьковой камер.
Диаметр зрнана 400 мм.

задач, которые в течение последних лет приходилось решать физикам и инженерам.

Для того чтобы дать хотя бы общее представление об этой стороне исследований и проиллюстрировать масштабы проведенных научно-методических разработок, кратко остановимся лишь на некоторых приборах, применявшихся в опытах. С этой же целью мы помещаем ряд фотографий типичных экспериментальных установок. Общее число этих установок достигает 50. Во время экспериментов они обычно располагаются на

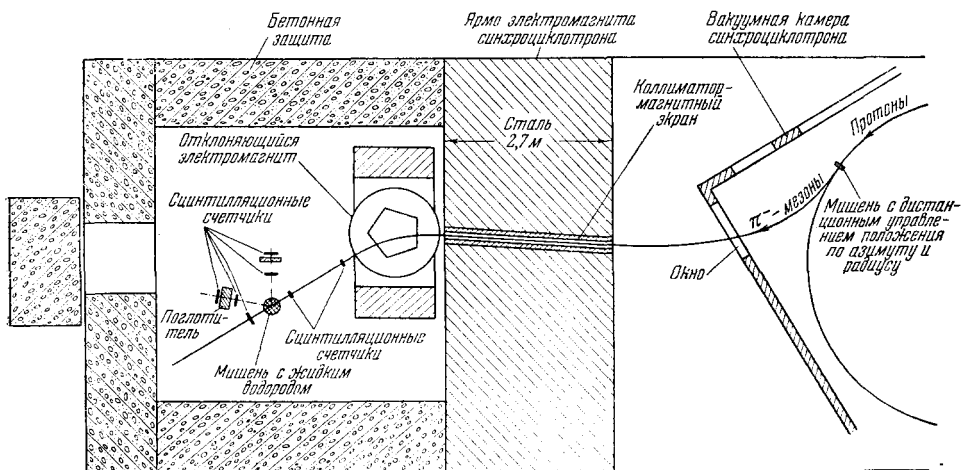


Рис. 31. Типичная схема опытов по изучению рассеяния заряженных π -мезонов высокими энергиями протонами.

путях пучков частиц в основном измерительном павильоне (рис. 30), а также в мезонной и поляризационной лабораториях. Управление ими осуществляется дистанционно из особого зала, где сосредоточены выходные регистрирующие устройства.

В исследованиях рассеяния нуклонов и π -мезонов нуклонами и ядрами широко использовались телескопы из кристаллических и жидкостных сцинтилляционных счетчиков в сочетании с фотоэлектронными умножителями, включенными в схемы совпадений с разрешающим временем до 10^{-8} сек. Большую помощь в получении сцинтиллирующих кристаллов различных размеров для подобных счетчиков оказал Лаборатории Институт кристаллографии АН СССР.

На рис. 31 приведена типичная схема опытов по рассеянию π -мезонов протонами, а на рис. 32 дана фотография типичной установки для измерения рассеяния нуклонов нуклонами. В подобных же опытах применялись и применяются: высокоэффективные годоскопические системы из нескольких сот счетчиков Гейгера с импульсным питанием (рис. 33), счетчики черенковского излучения, диффузионные камеры диаметром до 400 мм, наполненные водородом и гелием под давлением до 20 атм (рис. 34), пузырьковые камеры с пропаном (рис. 35) и камера Вильсона диаметром 400 мм в магнитном поле (рис. 36).

Экспериментальные установки, на которых изучается рассеяние частиц или рождение мезонов, часто оборудуются специальными мишенями, наполненными жидким водородом или дейтерием. На рис. 37 приведен общий вид одной из таких установок.

Основная часть исследований процессов образования заряженных и нейтральных π -мезонов в соударениях нуклонов с нуклонами и ядрами

была произведена при помощи многоканальных магнитных спектрометров в сочетании с газовыми или сцинтилляционными счетчиками (рис. 38). Электромагниты этих спектрометров имеют полюса с линейными размерами ~ 1 м и обеспечивают в зазорах (~ 10 — 15 см) поле в $15\,000$ — $17\,000$ э. Вес магнитов составляет 35 — 50 т. Примерно такие же параметры имеют и электромагниты-соленоиды от камер Вильсона и диффузионных камер. Все эти электромагниты были спроектированы для Лаборатории в Научно-исследовательском институте электрофизической аппаратуры.

В опытах по образованию заряженных π -мезонов в соударениях нейтронов с протонами применяется пузырьковая камера, наполненная жидким водородом (рис. 39).

Элементарные акты взаимодействия частиц высоких энергий с нуклонами и ядрами наблюдались также при помощи толстослойных фотоэмульсий и эмульсионных камер. При просмотре эмульсий применялись микроскопы, оборудованные угломерными устройствами и столиками увеличенных размеров с очень точной подачей. Для маркировки эмульсионных камер применяется специальный пресс с подсвечиваемой сеткой, разработанный и изготовленный в лаборатории.

В ряде опытов возникает необходимость предварительно фокусировать пучки частиц высоких энергий. Это осуществляется электромагнитными квадрупольными линзами, вид одной из которых приведен на рис. 40.

Сложные условия физических экспериментов потребовали создания целого комплекса специфической электронной аппаратуры: широкополосных усилителей, многоканальных анализаторов и т. п. Возникла также необходимость в разработке стереофотоаппаратов, репроекторов и стереокомпараторов, применяемых при съемке и обработке фотографий треков частиц в камерах Вильсона, диффузионных и пузырьковых камерах. Фотографии ряда типовых приборов, созданных в лаборатории, приводятся на рис. 41, 42.

Значительный объем ядерных исследований на шестиметровом синхротроне был также выполнен при помощи радиохимических методов *).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Резюмируя кратко итоги физических исследований, выполненных на шестиметровом синхротроне Лаборатории ядерных проблем с момента его запуска, можно сказать, что эти исследования внесли ценный вклад в физику высоких энергий. Они расширили наши знания в этой области современной физики и наряду с этим помогли выявить круг новых важных проблем и наметить эффективные пути для их изучения.

В значительной мере благодаря этим исследованиям молодая наука— физика частиц высоких энергий— прочно заняла свое место среди других наук в нашей стране.

Работа на шестиметровом синхротроне явилась хорошей школой, воспитавшей значительный коллектив советских ученых, овладевших современной физикой, а также инженеров и конструкторов различных специальностей, освоивших новую совершенную технику.

В течение 1956—1957 гг. в связи с организацией Объединенного института ядерных исследований лаборатории института пополнились учеными из других стран. Институт превратился в международный центр ядерных исследований, одной из задач которого является подготовка кадров физиков для 12 стран—участниц института.

*) См. первое примечание на стр. 16.

В славный сороковой год Великого Октября в связи с пуском в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований гигантского синхрофазотрона на 10 *Бэв* перед современной ядерной физикой открылись дополнительные богатые перспективы дальнейшего развития.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Д. В. Ефремов, М. Г. Мещеряков, А. Л. Минц, В. П. Дзелепов, П. П. Иванов, В. С. Катышев, Е. Г. Комар, И. Ф. Малышев, Н. А. Моносзон, И. Х. Невяжский, Б. И. Поляков, А. В. Честной, Атомная энергия, № 4, 5 (1956).
2. М. Г. Мещеряков, А. В. Честной, В. П. Дзелепов, В. С. Катышев, А. А. Кропин, Б. И. Замолодчиков, В. П. Дмитриевский, Е. Л. Григорьев, А. А. Реут, А. Л. Савенков, А. Г. Вахрамеев, Т. Н. Томилина, В. В. Батюня, А. Е. Игнатенко, С. Н. Юров, Отчет ИЯП АН СССР, 1955.
3. А. Л. Минц, И. Х. Невяжский, Б. И. Поляков, Симпозиум ЦЕРН 1, 419 (1956).
4. Б. И. Замолодчиков, Отчет ЛЯП ОИЯИ, 1957.
5. В. П. Дзелепов, В. П. Дмитриевский, В. С. Катышев, М. С. Козодаев, М. Г. Мещеряков, К. И. Тараканов, А. В. Честной, Атомная энергия, № 4, 13 (1956).
6. А. Е. Игнатенко, В. В. Кривицкий, А. И. Мухин, Б. М. Понтекорво, А. А. Реут, К. И. Тараканов, Атомная энергия, № 5, 2 (1956).
7. В. П. Дмитриевский, В. И. Данилов, Ю. Н. Денисов, Н. Л. Заплатин, В. С. Катышев, А. А. Кропин, А. В. Честной, ПТЭ, № 1, 11 (1957).
8. А. А. Кропин, Отчет ЛЯП ОИЯИ, 1957.
9. В. И. Данилов, В. П. Дмитриевский, А. В. Честной, ПТЭ, № 3, 9 (1956).
10. М. Г. Мещеряков, Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии (пленарное заседание), Изд. АН СССР, 1955, стр. 39; А. П. Виноградов, Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии (пленарное заседание), Изд. АН СССР, 1955, стр. 60.
11. Н. П. Богачев, Отчет ИЯП АН СССР, 1950.
12. Р. И. Герасимова, И. И. Гуревич, К. Н. Мухин, Отчет ИЯП АН СССР, 1950.
13. Н. П. Богачев, Отчет ИЯП АН СССР, 1951.
14. Н. А. Перфилов, Н. С. Иванова, Отчет ИЯП АН СССР, 1950 г.; ЖЭТФ 29, 551 (1955); Н. А. Перфилов, О. В. Ложкин, В. П. Шамов, ЖЭТФ 28, 656 (1955).
15. Г. Е. Беловицкий, Л. В. Сухов, Т. А. Романова, И. М. Франк, Отчет ИЯП АН СССР, 1950; ЖЭТФ 28, 729 (1955).
16. Н. А. Перфилов и др., Труды Радиевого института АН СССР 7, 3—98 (1956).
17. В. П. Дзелепов, Ю. М. Казаринов, Б. В. Гавриловский, Б. М. Головин, Отчет ИЯП АН СССР, 1950.
18. М. Г. Мещеряков, Е. Л. Григорьев, Н. П. Богачев, Л. М. Сорoko, Отчет ИЯП АН СССР, 1950.
19. Б. В. Гавриловский, Отчет ИЯП АН СССР, 1950.
20. М. С. Козодаев, А. А. Марков, Отчет ИЯП АН СССР, 1950.
21. В. П. Дзелепов, Б. М. Головин, Ю. М. Казаринов, Отчет ИЯП АН СССР, 1950 и 1951.
22. Б. В. Курчатов, В. Н. Мехедов, М. Я. Кузнецова, Л. Н. Курчатова, Отчет ИЯП АН СССР, 1950; Б. В. Курчатов, В. Н. Мехедов, Н. И. Борисова, М. Я. Кузнецова, Л. Н. Курчатова, Л. В. Чистяков, Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии (заседания отд. хим. наук), Изд. АН СССР, 1955, стр. 178.
23. Б. Т. Гейликман, Отчет АН СССР, 1950.
24. А. А. Реут, Г. И. Селиванов, В. В. Юрьев, Отчет ИЯП АН СССР, 1950; В. И. Гольданский, В. С. Пенькина, Э. З. Тарумов, Отчет ИЯП АН СССР, 1951; ДАН СССР 101, 1027 (1955); ЖЭТФ 29, 778 (1955).

25. С. А. Баранов, Отчет ИЯП АН СССР, 1950.
26. М. Г. Мещеряков, Н. П. Богачев, Б. С. Неганов, Е. В. Пискарев, Отчет ИЯП АН СССР, 1951; Е. Л. Григорьев, Л. М. Сороко, Отчет ИЯП АН СССР, 1950; А. П. Жданов, З. С. Соколова, Отчет РИАН СССР, 1950; А. П. Жданов, З. С. Соколова, Отчет РИАН СССР, 1952.
27. Л. П. Соловьева, ЖЭТФ 31, 12 (1956); А. П. Жданов, Ф. Г. Лещихина, Отчет РИАН СССР, 1951.
28. В. И. Гольдманский, А. Н. Ковальский, В. С. Пенькина, Э. З. Тарумов, Отчет ИЯП АН СССР, 1951; ДАН СССР 106, 219 (1956).
29. В. И. Гольдманский, А. Е. Игнатенко, А. И. Мухин, В. С. Пенькина, В. А. Шкода-Ульянов, Отчет ИЯП АН СССР, 1951. Доложено В. И. Гольдманским на Гордоновской конференции по ядерной химии в США в июне 1957 г.
30. Я. А. Смородинский, Отчет АН СССР, 1953; Проблемы современной физики, вып. 7, 7 (1954).
31. М. Г. Мещеряков, Н. П. Богачев, Б. С. Неганов, Е. В. Пискарев, Отчет ИЯП АН СССР, 1952; ДАН СССР 99, 955 (1954); Б. С. Неганов, Отчет ИЯП АН СССР, 1954; М. Г. Мещеряков, Б. С. Неганов, Л. М. Сороко, И. К. Взоров, ДАН СССР, 99, 959 (1954); М. Г. Мещеряков, Н. П. Богачев, Б. С. Неганов, Известия АН СССР, сер. физ., 19, 548 (1955).
32. Н. П. Богачев, И. К. Взоров, Отчет ИЯП СССР, 1954; ДАН СССР 99, 931 (1954).
33. Н. П. Богачев, ДАН СССР 108, 806 (1956).
34. С. Я. Селектор, С. Я. Никитин, Е. Г. Богомоллов, Е. Г. Зомбковский, Известия АН СССР, сер. физ., 19, 561 (1955); ДАН СССР 99, 967 (1954).
35. Е. Г. Богомоллов, Е. Г. Зомбковский, С. Я. Никитин, С. Я. Селектор, Симпозиум ЦЕРН 2, 129 (1956).
36. М. Г. Мещеряков, С. Б. Нурушев, Г. Д. Столетов, ЖЭТФ (в печати).
37. В. П. Джелепов, Б. М. Головин, В. И. Сатаров, Отчет ИЯП АН СССР, 1952; ДАН СССР 99, 934 (1954).
38. Б. М. Головин, В. П. Джелепов, ЖЭТФ 31, 194 (1956).
39. В. П. Джелепов, В. И. Сатаров, Б. М. Головин, Отчет ИЯП АН СССР, 1951; ДАН СССР 104, 717 (1955); ЖЭТФ 29, 369 (1955).
40. В. П. Джелепов, В. И. Москалев, С. В. Медведь, ДАН СССР 104, 380 (1955).
41. В. П. Джелепов, Ю. М. Казаринов, Отчет ИЯП АН СССР, 1951; ДАН СССР 99, 939 (1954).
42. В. П. Джелепов, Ю. М. Казаринов, Б. М. Головин, В. Б. Флягин, В. И. Сатаров, Известия АН СССР, сер. физ., 19, 573 (1955); В. П. Джелепов, Ю. М. Казаринов, Б. М. Головин, Ю. Н. Симонов, Симпозиум ЦЕРН, 2, 115 (1956).
43. Ю. М. Казаринов, Ю. Н. Симонов, ЖЭТФ 31, 169 (1956).
44. Н. С. Амаглобели, Ю. М. Казаринов, Отчет ЛЯП ОИЯИ, 1957.
45. И. Я. Померанчук, ДАН СССР 78, 249 (1955); ЖЭТФ 21, 1113 (1951).
46. В. П. Джелепов, Ю. М. Казаринов, В. Б. Флягин, Отчет ИЯП АН СССР, 1952, ДАН СССР 100, 655 (1955).
47. М. Г. Мещеряков, Е. В. Пискарев, Н. П. Богачев, Б. С. Неганов, Отчет ИЯП АН СССР, 1952; М. Г. Мещеряков, Н. П. Богачев, Г. А. Лексин, Б. С. Неганов, Е. В. Пискарев, Симпозиум ЦЕРН 2, 125 (1956).
48. Г. А. Лексин, ЖЭТФ 32, 445 (1957).
49. Л. С. Ажгирей, И. К. Взоров, В. П. Зрелов, М. Г. Мещеряков, Б. С. Неганов, А. Ф. Шабудин, ЖЭТФ (в печати).
50. Д. И. Блохинцев, ЖЭТФ (в печати).
51. В. М. Сидоров, Е. Л. Григорьев, ЖЭТФ (в печати); О. В. Ложкин, Н. А. Перфилов, ЖЭТФ 31, 913 (1956).
52. В. П. Джелепов, В. И. Москалев, ДАН СССР 110, 539 (1956).
53. А. Е. Игнатенко, А. И. Мухин, Е. Б. Озеров, Б. М. Понтекорво, ДАН СССР 103, 45 (1955).
54. А. Е. Игнатенко, А. И. Мухин, Е. Б. Озеров, Б. М. Понтекорво, ДАН СССР, 103, 209 (1955).
55. А. Е. Игнатенко, А. И. Мухин, Е. Б. Озеров, Б. М. Понтекорво, ЖЭТФ 30, 7 (1956).
56. А. И. Мухин, Е. Б. Озеров, Б. М. Понтекорво, ЖЭТФ 31, 371 (1956).

57. А. И. Мухин, Б. М. Понтекорво, ЖЭТФ 31, 550 (1956).
58. М. С. Козодаев, Р. М. Суляев, А. И. Филиппов, Ю. А. Щербаков, ДАН СССР 107, 236 (1956).
59. Л. С. Дулькова, Т. А. Романова, И. Б. Соколова, Л. В. Сухов, К. Д. Толстов, М. Г. Шафранова, ДАН СССР 107, 43 (1956); Л. С. Дулькова, И. Б. Соколова, М. Г. Шафранова, ДАН СССР, 111, 992 (1956).
60. В. Г. Зинов, С. М. Коренченко, ЖЭТФ (в печати).
61. Е. Л. Григорьев, Н. А. Митин, ЖЭТФ 31, 37 (1956).
62. В. Г. Зинов, С. М. Коренченко (готовится к печати).
63. Н. А. Митин, Е. Л. Григорьев, ЖЭТФ 32, 440 (1957).
64. И. Е. Тамм, Ю. А. Гольфанд, В. Я. Файнберг, ЖЭТФ 26, 649 (1954).
65. А. Е. Игнатенко, А. И. Мухин, Е. Б. Озеров, В. М. Понтекорво, ДАН СССР 103, 395 (1955).
66. А. Е. Игнатенко, А. И. Мухин, Е. Б. Озеров, Б. М. Понтекорво, ЖЭТФ 31, 545 (1956).
67. В. Г. Иванов, В. Т. Осипенков, Н. И. Петров, В. А. Русаков, ЖЭТФ 31, 1097 (1956).
68. Н. А. Митин, Е. Л. Григорьев, ДАН СССР 103, 219 (1955).
69. Л. П. Кудрин, Б. А. Никольский, ДАН СССР 111, 795 (1956).
70. В. П. Дзелепов, В. Г. Иванов, М. С. Козодаев, В. Т. Осипенков, Н. И. Петров, В. А. Русаков, ЖЭТФ 31, 923 (1956).
71. М. С. Козодаев, Р. М. Суляев, А. И. Филиппов, Ю. А. Щербаков, ЖЭТФ 31, 701 (1956).
72. М. С. Козодаев, Р. М. Суляев, А. И. Филиппов, Ю. А. Щербаков, ЖЭТФ (в печати).
73. Б. М. Понтекорво, Г. И. Селиванов, Отчет ИЯП АН СССР, 1952; ДАН СССР 102, 495 (1955).
74. М. С. Козодаев, А. А. Тяпки, Р. А. Ванецян, Отчет ИЯП АН СССР, 1953.
75. Б. М. Понтекорво, Г. И. Селиванов, В. А. Жуков, Отчет ИЯП АН СССР, 1953.
76. Л. М. Сороко, Отчет ИЯП АН СССР, 1953.
77. М. Г. Мещеряков, Б. С. Неганов, Н. П. Богачев, В. М. Сидоров, Отчет ИЯП АН СССР, 1953; ДАН СССР 100, 673 (1955).
78. М. С. Козодаев, А. А. Тяпки, А. А. Марков, Ю. Д. Баюков, Отчет ИЯП АН СССР, 1953.
79. М. С. Козодаев, А. А. Тяпки, Ю. Д. Баюков, А. А. Марков, Ю. Д. Прокошкин, Известия АН СССР, сер. физ., 19, 589 (1955).
80. Б. М. Понтекорво, Г. И. Селиванов, Отчет ИЯП АН СССР, 1952; ДАН СССР 102, 253 (1955).
81. Б. М. Понтекорво, Г. И. Селиванов, Отчет ИЯП АН СССР, 1951.
82. Б. М. Понтекорво, Я. А. Смородинский, Материалы Второй конференции по физике частиц высоких энергий, Дубна, 1953.
83. В. П. Дзелепов, К. О. Оганесян, В. Б. Флягин, ЖЭТФ, 32, 678 (1957).
84. М. Г. Мещеряков, Б. С. Неганов, ДАН СССР 100, 677 (1955).
85. Б. С. Неганов (готовится к печати).
86. В. П. Дзелепов, В. С. Киселев, К. О. Оганесян, В. Б. Флягин (готовится к печати).
87. Б. С. Неганов, О. В. Савченко, ЖЭТФ (в печати).
88. А. А. Тяпки, М. С. Козодаев, Ю. Д. Прокошкин, ДАН СССР 100, 689 (1955).
89. Ю. Д. Прокошкин, А. А. Тяпки, ЖЭТФ 32, 750 (1957).
90. Б. Д. Балашов, В. А. Жуков, Б. М. Понтекорво, Г. И. Селиванов, Отчет ИЯП АН СССР, 1955.
91. Л. М. Сороко, ЖЭТФ 30, 296 (1956).
92. В. П. Дзелепов, К. О. Оганесян, В. Б. Флягин, ЖЭТФ 29, 886 (1955).
93. Л. И. Лapidус, Отчет ИЯП АН СССР, 1955.
94. Ю. Д. Прокошкин, А. А. Тяпки, Отчет ИЯП АН СССР, 1955; Ю. Д. Прокошкин, Симпозиум ЦЕРН 2, 385 (1956).
95. Ю. Д. Баюков, А. А. Тяпки, ЖЭТФ 32, 953 (1957).
96. Ю. Д. Баюков, М. С. Козодаев, А. А. Тяпки, ЖЭТФ 32, 667 (1957).
97. Ю. Д. Баюков, А. Н. Синаев, А. А. Тяпки, ЖЭТФ 32, 385 (1957).

98. М. Г. Мещеряков, Б. С. Неганов, И. К. Взоров, В. П. Зре-
лов, А. Ф. Шабудин, ДАН СССР 109, 499 (1956).
99. М. Г. Мещеряков, В. П. Зрелов, Б. С. Неганов, И. К. Взор-
ров, А. Ф. Шабудин, ЖЭТФ 31, 45 (1956).
100. А. Г. Мешковский, Ю. С. Плигин, Я. Я. Шаламов, В. А. Ше-
банов, ЖЭТФ 31, 560 (1956).
101. М. Г. Мещеряков, И. К. Взоров, В. П. Зрелов, Б. С. Не-
ганов, А. Ф. Шабудин, ЖЭТФ 31, 55 (1956).
102. А. Г. Мешковский, Ю. С. Плигин, Я. Я. Шаламов, В. А. Ше-
банов, ЖЭТФ 31, 987 (1956); ЖЭТФ (в печати).
103. В. И. Сидоров, ЖЭТФ 28, 727 (1955).
104. Ю. Д. Прокошкин, А. А. Тяпкин, ЖЭТФ (в печати).
105. В. Г. Зинов, С. М. Коренченко (готовится к печати).
106. В. В. Кривицкий, [А. А. Реут,] ДАН СССР 112, 232 (1957).
107. А. Н. Новиков, В. М. Понтекорво, Г. И. Селиванов, ЖЭТФ
29, 889 (1955).
108. И. И. Гуревич, А. П. Мишакова, Б. А. Никольский,
Л. В. Суркова, ЖЭТФ (в печати).
109. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ 26, 649 (1957).
110. А. О. Вайсенберг, В. А. Смирнитский, ЖЭТФ (в печати).
111. В. М. Понтекорво, Отчеты ИЯП АН СССР, 1951 и 1953; ЖЭТФ 29,
140 (1955).
112. М. П. Баландин, Б. Д. Балашов, В. А. Жуков, В. М. Пон-
текорво, Г. И. Селиванов, ЖЭТФ 29, 265 (1955).
113. В. П. Шамов, О. В. Ложкин, Асимметрия пробега осколков при деле-
нии тяжелых ядер сверхбыстрыми частицами, ЖЭТФ 29, 286 (1955); Н. А. Пер-
филов, В. И. Остроумов, О процессах звездообразования и деления при
действии на ядра вольфрама и висмута протонами с энергией 460 Мэв, ДАН СССР
103, 227 (1955); В. И. Остроумов, Деление ядер урана быстрыми протонами,
ДАН СССР 103, 409 (1955); Н. С. Иванова, Н. А. Перфилов, В. П. Ша-
мов, Деление ядер урана протонами с энергией 460 Мэв, ДАН СССР 103,
573 (1955).
114. Е. Л. Григорьев, Обнаружение поляризации пучков быстрых частиц
при помощи ядерных фотоэмульсий, ЖЭТФ 28, 761 (1955).
115. М. Г. Мещеряков, С. Б. Нурушев, Г. Д. Столетов, Поляри-
зация протонов с энергией 660 Мэв в ядерном рассеянии, ЖЭТФ 31, 361 (1956).
116. [В. В. Алперс,] Л. М. Барков, Р. И. Герасимова, И. И. Гу-
рович, К. Н. Мухин, Б. А. Никольский, Э. З. Топоркова,
Рождение медленных π -мезонов на ядрах фотоэмульсий под действием протонов
с энергией 460 Мэв и нейтронов с эффективной энергией 400 Мэв, ЖЭТФ 30,
1025 (1956); [В. В. Алперс,] Л. М. Барков, Р. И. Герасимова,
И. И. Гуревич, А. П. Мишакова, К. Н. Мухин, Б. А. Николь-
ский, Рождение медленных π -мезонов на ядрах эмульсии под действием прото-
нов с энергией 660 Мэв, ЖЭТФ 30, 1034 (1956).
117. [А. А. Реут,] С. М. Коренченко, В. В. Юрьев, В. М. Понте-
корво, Попытка обнаружения ядра N^4 среди продуктов расщепления углерода
протонами с энергией 300 Мэв, ДАН СССР 102, 723 (1955).
118. Е. Л. Григорьев, Л. П. Соловьева, Ядерные расщепления, произ-
водимые в фотоэмульсии протонами с энергией 660 Мэв, ЖЭТФ 31, 932 (1956).
119. В. С. Киселев, В. Б. Флягин, Энергетические распределения нейтро-
нов, испускаемых при бомбардировке бериллия протонами с энергией 650 Мэв,
ЖЭТФ, 32, 957 (1957); В. П. Джеленов, Ю. М. Казаринов,
Б. М. Головин, В. Б. Флягин, Испускание нейтронов высокой энер-
гии под действием протонов с энергией 480 Мэв, Отчет ИЯП АН СССР, 1953.
120. Ю. П. Кумекин, Поляризация при квазиупругом (p-p)-рассеянии про-
тонов с энергией 635 Мэв на дейтонах, ЖЭТФ (в печати).
121. В. М. Понтекорво, А. Е. Игнатенко, Измерение полных сечений
взаимодействия нейтронов с энергией 300 Мэв с ядрами при помощи звездного
детектора, Отчет ИЯП АН СССР, 1954; В. И. Москалев, Б. В. Гаври-
ловский, Полные сечения взаимодействия протонов с энергией 650 Мэв, с яд-
рами, ДАН СССР 110, 972 (1956).