

8079

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



8079

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

P13 - 8079

В.М.Абазов, В.П.Джелепов, Е.С.Кузьмин,
А.Г.Молоканов, О.В.Савченко, Г.П.Решетников,
Е.П.Череватенко

ПИ-МЕЗОННЫЙ ПУЧОК ВЫСОКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ
ДЛЯ МЕДИКО-БИОЛОГИЧЕСКИХ
И ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
НА СИНХРОЦИКЛОТРОНЕ ЛЯП ОИЯИ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P13 - 8079

В.М.Абазов, В.П.Джелепов, Е.С.Кузьмин,
А.Г.Молоканов, О.В.Савченко, Г.П.Решетников,
Е.П.Череватенко

**ПИ-МЕЗОННЫЙ ПУЧОК ВЫСОКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ
ДЛЯ МЕДИКО-БИОЛОГИЧЕСКИХ
И ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
НА СИНХРОЦИКЛОТРОНЕ ЛЯП ОИЯИ**

Введение

В физике частиц высоких энергий уже продолжительное время для фокусировки заряженных частиц используются магнитные квадрупольные линзы разнообразных типов и габаритов. Простота конструкции этих линз и возможность проведения достаточно точных расчетов траекторий движения заряженных частиц обеспечили их широкое применение на всех современных ускорителях.

Однако в таких линзах фокусировка осуществляется только для параксиальных пучков заряженных частиц, когда направления траекторий частиц составляют углы с осью пучка, не превосходящие нескольких градусов. Это принципиальное ограничение не позволяет получить телесные углы захвата пионных каналов из квадрупольных линз больше, чем 10^{-2} стерад. Интенсивности мезонных пучков, получаемые с помощью таких линз или их систем, достигли в настоящее время предельных значений, определяемых токами первичных пучков самих ускорителей. Между тем весь ход развития физики частиц высоких энергий и постоянно возникающие новые направления прикладных задач требуют для своего решения все возрастающих интенсивностей мезонных пучков и все большей плотности их остановок. Это, в первую очередь, относится к таким принципиально важным чисто физическим экспериментам, как поиски редких систем распадов пи- и мю-мезонов, и к таким прикладным вопросам физики как, например, мезохимия и, в особенности, лучевая терапия злокачественных образований пучками отрицательных пи-мезонов. Целью настоящей работы явилась разработка такого способа фокусировки, с помощью кото-

рого в условиях имеющихся внутренних токов протонных ускорителей можно осуществить получение значительно более высоких /примерно на один-два порядка/ интенсивностей мезонных пучков и плотностей их остановок.

Возможности получения и использования в лучевой терапии конвергентных пучков отрицательных пи-мезонов

В последние годы проводятся все более широкие опыты по использованию в лучевой терапии тяжелых заряженных частиц: протонов, дейтронов, α -частиц и многозарядных ионов и планируются эксперименты с π^- -мезонами ^{/1/}. Еще в 1961-1965 гг. Фаулером и Перкинсом ^{/2,3/} было показано, что наиболее эффективными для лучевой терапии злокачественных образований могут оказаться отрицательные пи-мезоны с энергиями от 25 до 100 МэВ. Терапевтические преимущества отрицательных пи-мезонов обусловлены уникальностью их взаимодействия с ядрами атомов. Наиболее важной особенностью пи-минус-мезонов указанной энергии является способность проходить весь путь в ткани до полного торможения почти без ядерных взаимодействий. В конце своего пробега они со 100% вероятностью захватываются ядрами атомов, составляющих ткань. Так как при этом в ядро вносится очень большая энергия, равная массе покоя пи-мезона /140 МэВ/, то, как правило, каждый акт поглощения пи-минус мезона сопровождается разрушением ядра и вылетом из него нейтронов, протонов и таких сильно ионизирующих частиц, как α -частицы, ионы Li, Be, B и др., которые создают большое локальное энерговыделение в непосредственной близости от места захвата, значительно увеличивая тем самым поражение в опухоли.

К сожалению, в настоящее время использовать отрицательные пи-мезоны в терапии раковых заболеваний не представляется возможным, так как для получения в опухоли дозы в 150 бэр необходимо остановить примерно 10^8 π^- -мезонов в каждом кубическом сантиметре опухоли ^{/3/}. Достаточной для лучевой терапии интенсивностью пучков π^- -мезонов не обладает ни один из

существующих в мире ускорителей. Наибольшая интенсивность пучка пи-минус-мезонов с энергией 65 МэВ достигнута в настоящее время на синхроциклотроне 730 МэВ в Беркли ^{/4/}, $\sim 10^6$ сек⁻¹, система фокусировки обеспечивает мощность дозы в пике Брэгга около 0,5 рад/мин на площади 3 x 5 см². Пионный пучок несколько меньшей мощности дозы $\sim 0,3$ рад/мин получен на протонном синхротроне 7 ГэВ в Нимроде ^{/5/}. В Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ на синхроциклотроне 680 МэВ получен пучок 90 МэВ пи-минус мезонов с интенсивностью $7 \cdot 10^5$ сек⁻¹ и средней плотностью остановок в углероде на площади 75 см² около 10^3 г⁻¹сек^{-1/6/}. Такой же примерно пучок получен на синхроциклотроне 600 МэВ в Вирджинии ^{/7/}. Плотность остановок 10^3 г⁻¹сек⁻¹ обеспечивает мощность дозы около 0,05 рад/мин. Пучок пи-минус-мезонов на синхроциклотроне в ЦЕРНе обладает заметно меньшей интенсивностью и мощностью дозы /всего около 0,2 рад/час/ ^{/8/}. Некоторые из этих пучков использовались или используются для проведения радиобиологических и дозиметрических исследований с целью получения информации об относительной биологической эффективности пи-мезонов, величине кислородного эффекта, о дозных распределениях, влиянии примесей и др. ^{/4,8/}. Пучки пи-минус-мезонов, достаточные по интенсивности для клинического использования в лучевой терапии онкологических больных, намечается получить на строящихся мезонных фабриках в Лос-Аламосе /США/ ^{/9/}, Ванкувере /Канада/ ^{/10/} и Цюрихе /Швейцария/ ^{/11/}. Следует отметить, что на всех этих мезонных фабриках для получения терапевтических пи-мезонных пучков намечается использование "обычной" оптики параксимальных пучков на основе квадрупольных линз и отклоняющих магнитов с аксептансом по телесному углу около 10^{-2} стерад.

Между тем в лучевой терапии для уменьшения облучения здоровых тканей часто используется многопольное облучение очага поражения, а также секторная или круговая ротация пациента. Поэтому применение сходящихся /конвергентных/ пучков заряженных частиц и, в частности, пи-минус-мезонов, привело бы к значительному улучшению соотношения поражения в опухоли к поражению

окружающих здоровых тканей, где оно нежелательно, и наиболее полно бы соответствовало основной цели лучевой терапии. Это обстоятельство наталкивает на возможность использования, вместо традиционных для физики частиц высоких энергий каналов частиц из квадрупольных линз, широкоугольных фокусирующих систем с существенно непараксиальными траекториями, вплоть до $40-80^\circ$, что приведет к увеличению аксептанса по телесному углу примерно на два порядка /до 1 стерад/.

Методы широкоугольной фокусировки

В работе ^{/12/} были рассмотрены два возможных метода широкоугольной фокусировки применительно к получению конвергентных пучков пи-мезонов. Одной из таких фокусирующих систем является тороидальная магнитная линза типа "Апельсин", предложенная в 1950 году О.Кофозд-Хансеном и др. ^{/13/}, а также в безжелезном варианте - В.В.Владимирским и др. в 1956 году ^{/14/}. К настоящему времени на основе таких тороидальных линз построено несколько спектрометров как с железными сердечниками ^{/15/}, так и безжелезного типа ^{/16-18/}, получивших широкое применение в бета-спектроскопии и отличающихся большой светосилой /10-20% от 4π , т.е. 1-2 стерад/ и приемлемым разрешением /0,5 - 1%/.

Другой тип широкоугольных фокусирующих систем - это соленоидальные линзы с однородным или неоднородным аксиально-симметричным магнитным полем. Наиболее совершенные спектрометры такого типа с неоднородным полем были построены для бета-спектроскопии Слэтисом и Зигбаном ^{/19/}. В этих спектрометрах достигнута разрешающая способность в 4% при светосиле 8% от 4π или около одного стерадиана. Сравнительное физико-техническое сопоставление этих методов, произведенное в работе ^{/12/}, показало, что хотя соленоидальные линзы с неоднородным полем являются более трудоемкими в отношении расчета, они существенно проще в осуществлении. Изготовление больших катушек возбуждения обычной круглой формы является задачей значительно менее

сложной, чем изготовление катушек возбуждения сложного профиля для тороидальных линз. Кроме того, наличие больших рассеянных магнитных полей вне зазоров тороидальных линз оказывает сильное влияние на траектории движения частиц и приводит к появлению значительных aberrаций изображения источника. Поэтому в настоящей работе сделан выбор в пользу соленоидальных линз с неоднородным аксиально-симметричным магнитным полем.

В 1973 году появилось предложение использовать для фокусировки пи-мезонов магнитную тороидальную линзу сверхпроводящего типа ^{/20/}. Однако сведений о реализации этого проекта пока не имеется.

Особенности широкоугольной фокусировки в неоднородных аксиально-симметричных магнитных полях

Слэтис и Зигбан ^{/19/} исследовали фокусировку сильно вогнутым аксиально-симметричным магнитным полем и обнаружили, что при некотором большом градиенте поля наблюдается резко выраженное увеличение пропускания бета-спектрометра. Исследуя ход пучка фотографическим методом, авторы нашли, что траектории электронов пересекаются в середине спектрометра, образуя здесь промежуточное изображение. Затем весь пучок концентрируется и собирается в небольшой области на оси прибора. Необходимая форма поля для фокусировки с промежуточным изображением получена в этом спектрометре с применением железного панциря. Поля аналогичной формы можно получить также без применения железа ^{/21/}. Первое систематическое теоретическое исследование фокусирующих свойств аксиально-симметричных полей всевозможных типов /всего 34/: колоколообразного, треугольного и вогнутого было сделано в работе Линдгрена и Шнейдера ^{/22/}. Эти расчеты показали, что как сферическая aberrация, так и ширина изображения источника в кольцевом фокусе полностью зависят от формы поля. В согласии с экспериментом поля вогнутой

формы дают меньшую сферическую aberrацию, чем поля других типов. Никаких расчетов и исследований траекторий частиц в области поля за кольцевым фокусом в этой работе сделано не было. В настоящей работе были проведены на ЭВМ детальные расчеты траекторий заряженных частиц, которые показали, что для широкого класса неоднородных, аксиально-симметричных магнитных полей, усиленных на концах или имеющих распределение поля на оси с провалом посередине, всегда можно найти такое семейство траекторий частиц с заданным значением импульса P_0 , которые, вылетая в некотором конечном интервале углов из одной точки на оси фокусирующей системы, вновь пересекают эту ось, образуя почти точечное изображение источника. Кроме того, траектории частиц с несколько отличным значением импульса $P_0 \pm \Delta p$, вылетающих в том же самом угловом интервале, также пересекаются на оси системы в той же самой области, что и частицы с импульсом P_0 . Эти особенности фокусировки для ряда типичных полей /рис.1/ проиллюстрированы на рис. 2. Из проведенных расчетов следует также, что траектории частиц, вылетающих в выбранном угловом интервале, всегда образуют промежуточный кольцевой фокус в средней части фокусирующей системы /рис. 2/. Путем регулирования кольцевой диафрагмы, расположенной в месте этого промежуточного изображения, можно изменять импульсный разброс частиц, собирающихся в фокусе. На рис. 3 показаны величины расстояний вдоль оси фокусирующей системы от источника до места пересечения оси в зависимости от импульса частиц для различных углов вылета. Область пересечения семейства кривых, относящихся к разным углам, как видно из этого рисунка, обладает производной $dZ/dp = 0$. Это означает выполнение условий широкоугольной магнитной фокусировки при минимальных сферических и хроматических aberrациях. В такой широкоугольной, ахроматической, фокусирующей системе телесные углы захвата, как следует из проведенных расчетов, будут составлять величины порядка одногостерадиана, а поперечные размеры мезонного пучка в фокусе линзы, определяющие плотность остановок, не будут превосходить поперечных

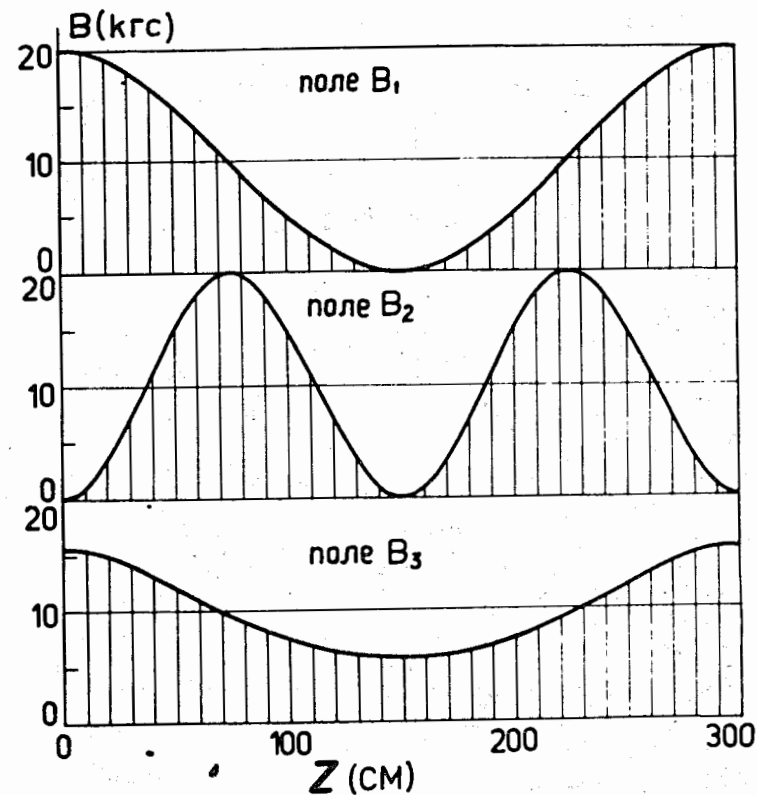


Рис. 1. Осевая компонента некоторых типов магнитных полей, образованных различными наборами круговых витков с током.

размеров мезонной мишени. Аналогичные особенности фокусировки мезонов неоднородным аксиально-симметричным магнитным полем, усиленным на концах, имеют место и в том случае, когда мезонная мишень и место фокусировки полностью экранированы от влияния магнитного поля с помощью подходящего железного панциря. Подробности расчетов траекторий и остаточных aberrаций в неоднородных, аксиально-симметричных магнитных полях различного вида будут изложены в отдельной статье.

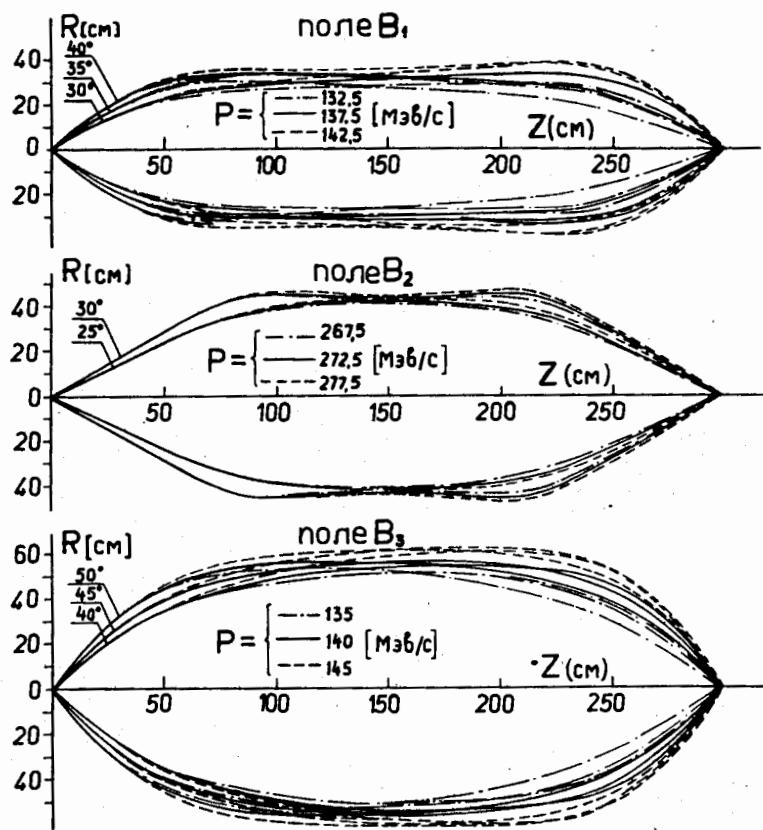


Рис. 2. Траектории заряженных частиц в магнитных полях, изображенных на рис. 1, в области углов, соответствующих широкоугольной фокусировке.

Конструктивные особенности соленоидальной пи-мезонной линзы

Получить необходимую форму неоднородного, аксиально-симметричного магнитного поля можно с помощью набора круглых катушек с железным панцирем или без него или сверхпроводящих катушек с круговыми витка-

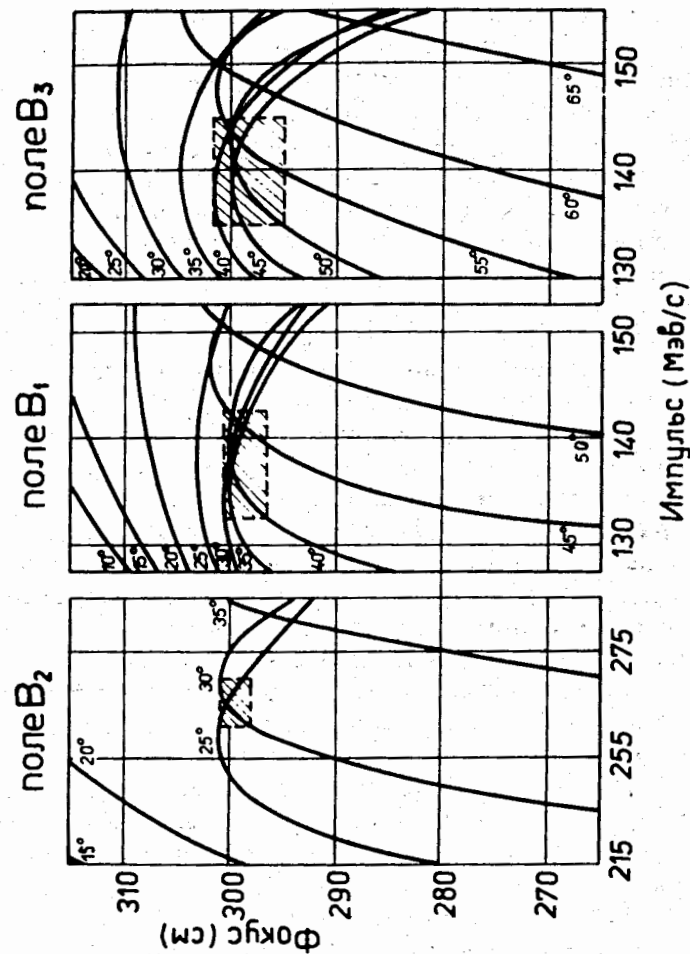


Рис. 3. Область параметров широкоугольной фокусировки /выделена заштрихованными прямоугольниками для полей на рис. 1/, отвечающих минимальному значению сферических и хроматических aberrаций.

ми. В последнем случае, учитывая прогресс в этой области, можно ожидать резкого уменьшения габаритов фокусирующей системы и появления возможности широкоугольной фокусировки пучков высокоэнергетических частиц более тяжелых, чем пи-мезоны.

В настоящей работе был осуществлен вариант соленоидальной линзы, состоящей из набора имевшихся в распоряжении готовых катушек возбуждения от магнита-соленоида типа МС-4. Схематический чертеж этой линзы показан на рис. 4. Линза собирается из шести катушек возбуждения с использованием готового, расширенного по краям, верхнего и нижнего железного ярма от магнита-соленоида МС-4, и окружается боковым ярмом для замыкания магнитного потока. Промежуточное ярмо, расположенное между третьей и четвертой катушками, создает провал поля в середине линзы и резко увеличивает магнитное поле в области мишени и фокуса.

Распределение аксиальной компоненты магнитного поля вдоль оси линзы при токе возбуждения 900 А показано на рис. 5. Такое распределение приводит к увеличению примерно в два раза телесного угла захвата по сравнению с однородным полем с той же самой апертурой и интегралом поля $\int H_z dz$, а также к существенному /1,5-2 раза/ уменьшению сферических и хроматических aberrаций. Для проведения численных расчетов траекторий частиц экспериментальные точки распределения магнитного поля аппроксимировались полиномом 18 степени. На основании этих расчетов была выбрана форма центрального защитного сердечника из латуни, предотвращающего прямое попадание в область фокуса заряженных и нейтральных частиц, образующихся в мишени, и угловая зависимость поворота винтовых диафрагм или лопастей, размещенных на этом сердечнике и предназначенных для разделения положительно и отрицательно заряженных частиц. Вакуумная камера, закрытая сверху и снизу алюминиевыми диафрагмами, позволяет избежать рассеяния пи-мезонов в воздухе. Такая соленоидальная линза фокусирует пучок пи-мезонов вертикально вниз в зазор между 5 и 6 катушками и пациент в этом случае будет находиться в наиболее благоприятном для облу-

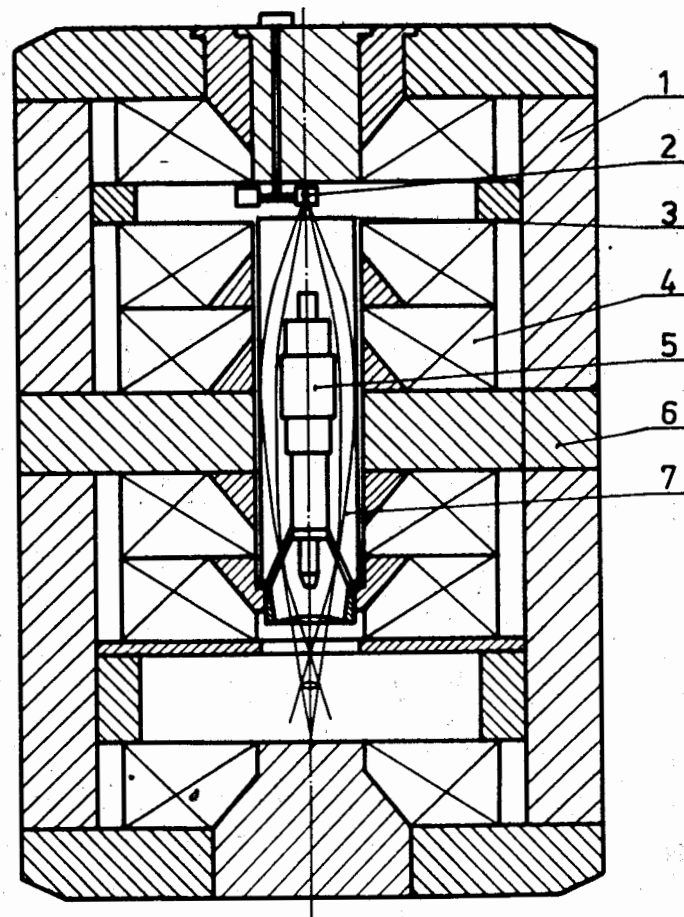


Рис. 4. Схематический чертеж соленоидальной магнитной линзы. 1 - железное ярмо; 2 - мишень; 3 - вакуумная камера; 4 - катушка возбуждения от магнита-соленоида типа МС-4; 5 - центральный защитный сердечник; 6 - промежуточное железное ярмо; 7 - траектории заряженных частиц.

чения горизонтальном положении на специальном манипуляторном столе. Расчетные максимальные углы расходимости и сходимости пучка составляют 50° и 40° соответственно, телесный угол захвата около $0,44$ сте-

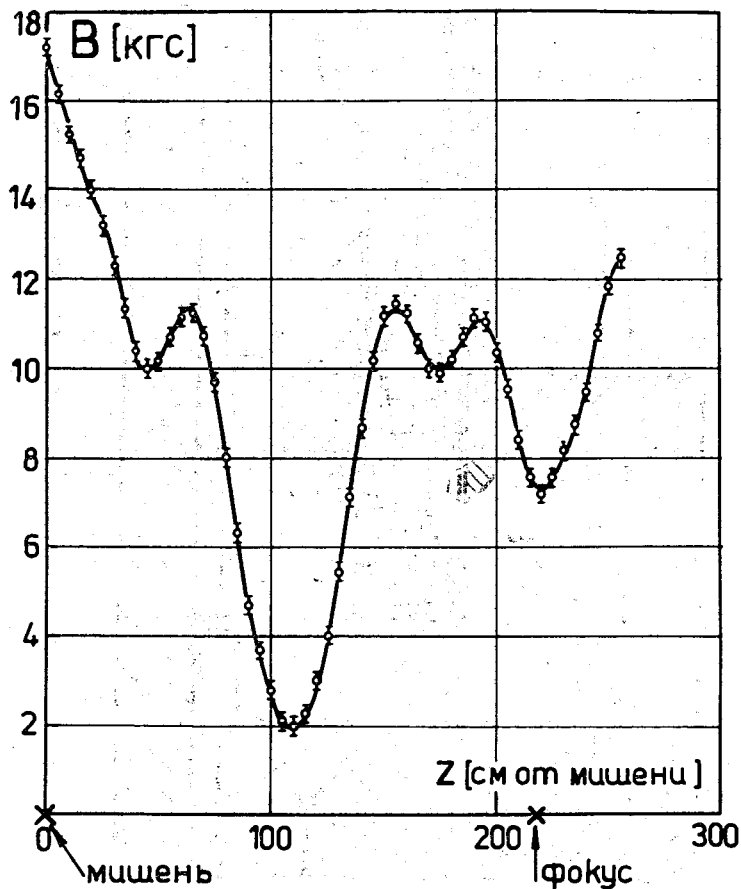


Рис. 5. Распределение аксиальной составляющей магнитного поля на оси соленоидальной магнитной линзы. Кривая, проведенная по экспериментальным точкам, соответствует аппроксимации полиномом 18 степени.

рад. и коэффициент пропускания разделительных винтовых лопастей примерно 70%. Некоторые основные параметры соленоидальной линзы приведены в табл. 1.

Таблица 1
Основные параметры соленоидальной линзы

1	Высота	4,2 м
2	Длина	2,7 м
3	Ширина	1,8 м
4	Вес линзы	86 т
5	Число витков	2500
6	Максимальный ток возбуждения	900 А
7	Апертура	450 мм
8	Длина центрального защитного сердечника с винтовыми лопастями	1,3 м
9	Интеграл осевой составляющей магнитного поля $\int H_z dz$	$2,35 \cdot 10^6$ Э·см
10	Потребляемая мощность	820 кВт

Общая схема получения пи-мезонного пучка

Расположение соленоидальной линзы в корпусе синхротрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ и систем транспортировки выведенного протонного пучка показаны на рис. 6. Поворотной-фокусирующий протонный канал состоит из трех отклоняющих магнитов /ОМ-1, СП-37 и СП-10-2/ и пяти квадрупольных линз /дублетов типа МЛ-3/ с апертурой 80, 120, 120, 120 и 100 мм соответственно. Основное отклонение протонного пучка осуществляется магнитами СП-37 на угол 30° и СП-10-2 на угол 10° . Кроме того, само магнитное поле соленоидальной линзы по направлению выбрано так, что отклоняет протонный пучок на угол 20° , обеспечивая нормаль-

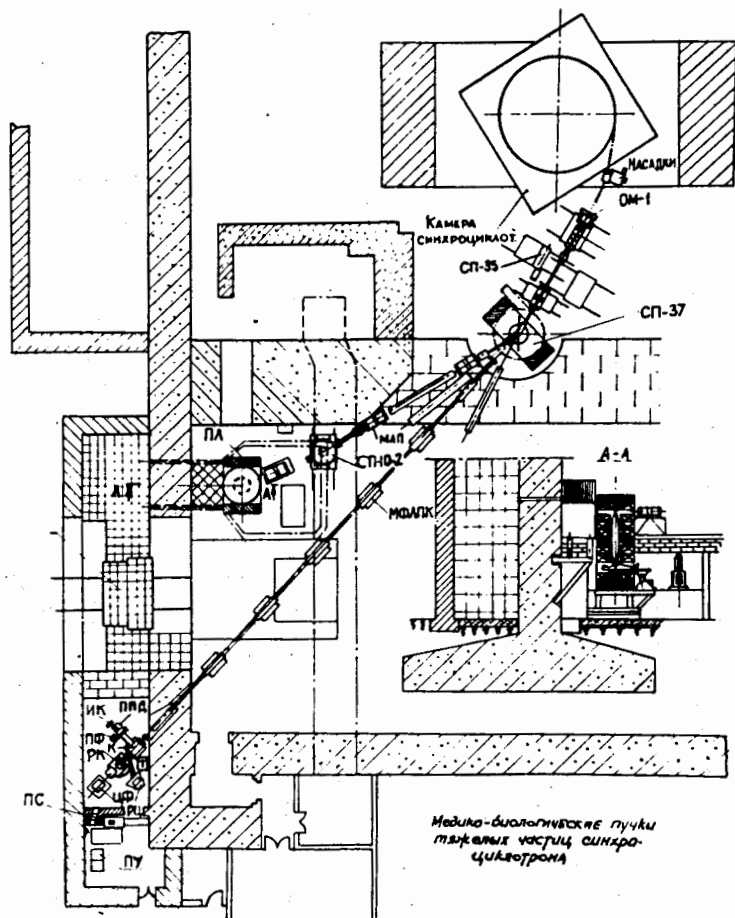


Рис. 6. Общая схема расположения поворотно-фокусирующего тракта выведенных протонов и широкоугольной соленоидальной линзы в корпусе синхротрона ЛЯП ОИЯИ. По оси А-А дается вертикальный разрез линзы и процедурного помещения; ПЛ - пи-мезонная линза; ОМ-1, СП-37, СП-10-2 - отклоняющие магниты на выведенном протонном пучке; МЛП - магнитные квадрупольные линзы /дублиты/ на выведенном протонном пучке.

ное падение пучка на двухметровую бетонную стену здания синхротрона. Для гашения протонного пучка после прохождения мезонной мишени сооружена защита из железа и бетонных блоков общей толщиной 7,5 м. Железная защита толщиной 1,5 м крепится на кронштейнах, закрепленных в двухметровой бетонной стене, и обеспечивает ослабление потока быстрых нейтронов. Бетонные блоки, выложенные в проеме ворот, уменьшают вместе с бетонными стенами здания синхротрона наружный нейтронный фон до допустимого уровня. На первом этаже здания синхротрона вплотную к линзе сооружено процедурное помещение общей площадью 10 м². Локальная бетонная защита, размещенная наверху процедурного помещения предохраняет его от рассеянного фона протонного пучка. Мезонная мишень диаметром 10 см располагается на вертикальной оси линзы в узком зазоре между первой и второй катушками. Поглощение нейтронного фона, возникающего в мишени, обеспечивается массивными элементами самой линзы. Протекающая в медных трубках во время работы линзы вода создает наиболее выгодную для ослабления потока нейтронов медно-водную композицию.

Характеристики полученного пи-мезонного пучка

В настоящее время выведенный пучок из синхротрона ЛЯП ОИЯИ имеет интенсивность на входе магнита ОМ-1 около $1,5 \cdot 10^{12}$ протонов/сек. Последовательный выбор оптимальных значений токов во всех элементах поворотно-фокусирующего тракта при наличии в нем вакуума позволяет довести до мезонной мишени поток протонов $\approx 10^{12}$ сек⁻¹. Основные потери возникают в магните ОМ-1 и первой линзе МЛ-3 вследствие больших размеров пучка на выходе из ускорителя. В условиях вакуума в тракте интенсивность протонов в конце тракта увеличивается на 10-15%, а поперечное сечение протонного пучка на мишени приобретает резко очерченную форму с размерами 6 см в горизонтальной плоскости и 3 см в вертикальном направлении. Для генерации

пи-мезонов были использованы мишени из алюминия, меди и вольфрама диаметром 10 см и высотой 5 см. При получении пи-плюс мезонов направление магнитного поля в линзе изменялось на обратное, а ток в магните СП-10-2 подбирался таким образом, чтобы вновь обеспечить попадание протонного пучка на центр мишени. Измерение глубинных и радиальных дозных распределений осуществлялось с помощью калиброванного дозиметра VA-J-18 с диаметром шаровой камеры 18 мм, наполненной воздухом и имеющей воздухозквивалентные стенки. Абсолютная точность измерения дозы около 6%. Испытания этого дозиметра на протонном пучке показали, что его характеристика линейна вплоть до мощности дозы 200 рад/мин.

Глубинные дозные распределения пи-плюс и пи-минус мезонов, полученные в плексигласовом фантоме для различных мишеней, показаны на рис. 7. Наибольшая доза в пике Брэгга как для пи-плюс, так и для пи-минус мезонов получается при использовании медной мишени. Пологий спад за пиком Брэгга обусловлен электронами и нейтронами. Вклад мю-мезонов в дозное распределение на измеренных кривых четко не просматривается. Суммарное дозное распределение разделенных пучков пи-плюс и пи-минус мезонов по своей форме очень близко к глубинному дозному распределению неразделенного пучка мезонов, показанному на том же рисунке. Это указывает на хорошую степень разделения пучков пи-мезонов по знаку заряда. Относительный вклад электронной компоненты пучка несколько уменьшается при переходе от медной мишени к алюминиевой в согласии с предположением о вторичном возникновении электронов в самой мишени в результате процессов комптоновского рассеяния высокоэнергетических фотонов и образования пар. Радиальные распределения поглощенной дозы пи-минус мезонов от алюминиевой мишени на разных глубинах плексигласового фантома показаны на рис. 8. На рис. 9 даны радиальные распределения в пике Брэгга для пи-минус мезонов от медной мишени. Распределения имеют гауссову форму со среднеквадратичным радиусом $R = 5$ см. Для определения точности измерения

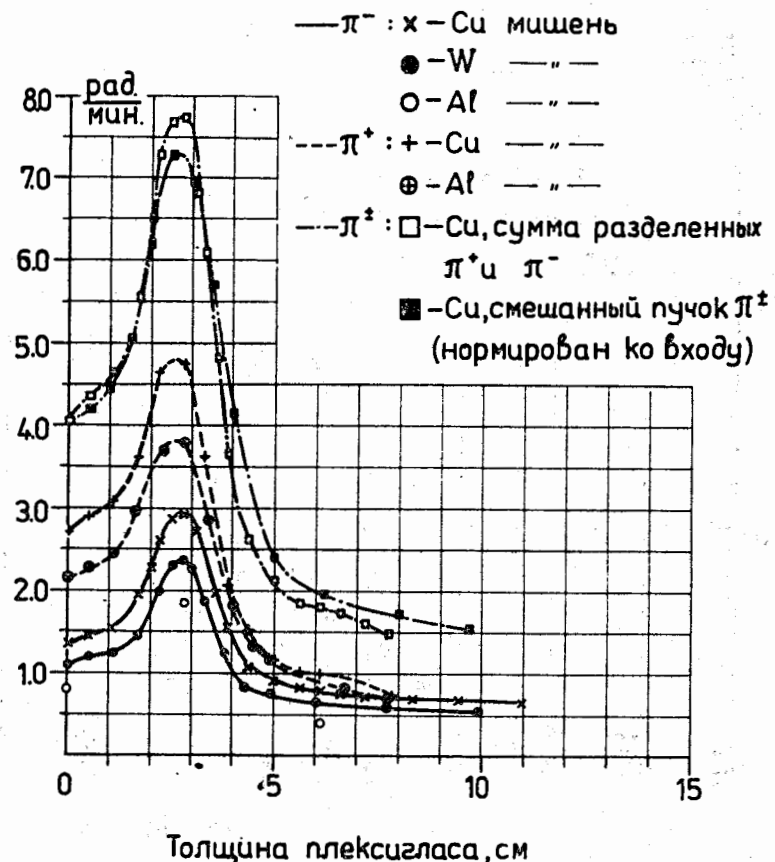


Рис. 7. Глубинные дозовые распределения разделенных и смешанных пучков пи-плюс и пи-минус мезонов для различных мишеней.

дозы в максимуме кривой Брэгга и оценки таких эффектов, как колонковая рекомбинация ионов в воздушной камере и ее нетканезквивалентности, глубинные распределения были измерены также полупроводниковым кремниевым дозиметром, в котором сохраняется строгая линейная зависимость между энергией частицы и величиной сигнала независимо от ионизирующей способности частицы, и воздушнонаполненной камерой с тканезквивалентными стенками. Результаты этих измерений, изобра-

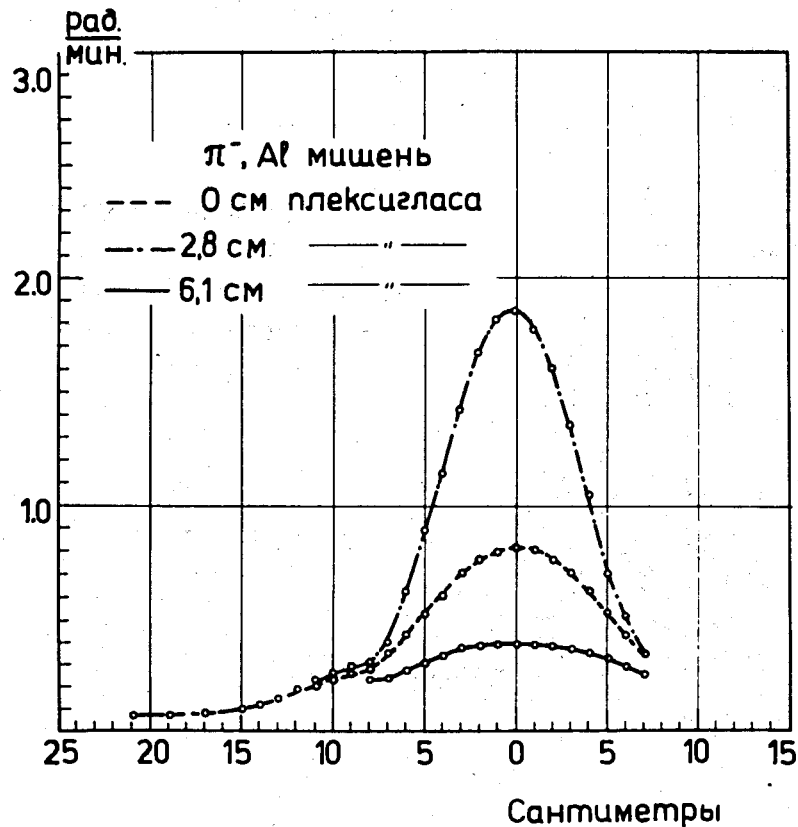


Рис. 8. Радиальные распределения пи-минус мезонного пучка на разных глубинах плексигласового фантома, соответствующих входу пучка, максимуму кривой Брэгга и области пологого спада за пиком Брэгга для алюминиевой мишени.

женные на рис. 10, обнаруживают хорошее совпадение глубинных распределений в пределах 5% и указывают тем самым на относительно малое влияние процессов колонковой рекомбинации от сильноионизирующих частиц, возникающих при захвате пи-минус мезонов ядрами кислорода и азота, а также на малую примесь нейтронов, просачивающихся через апертуру линзы. Прямые из-

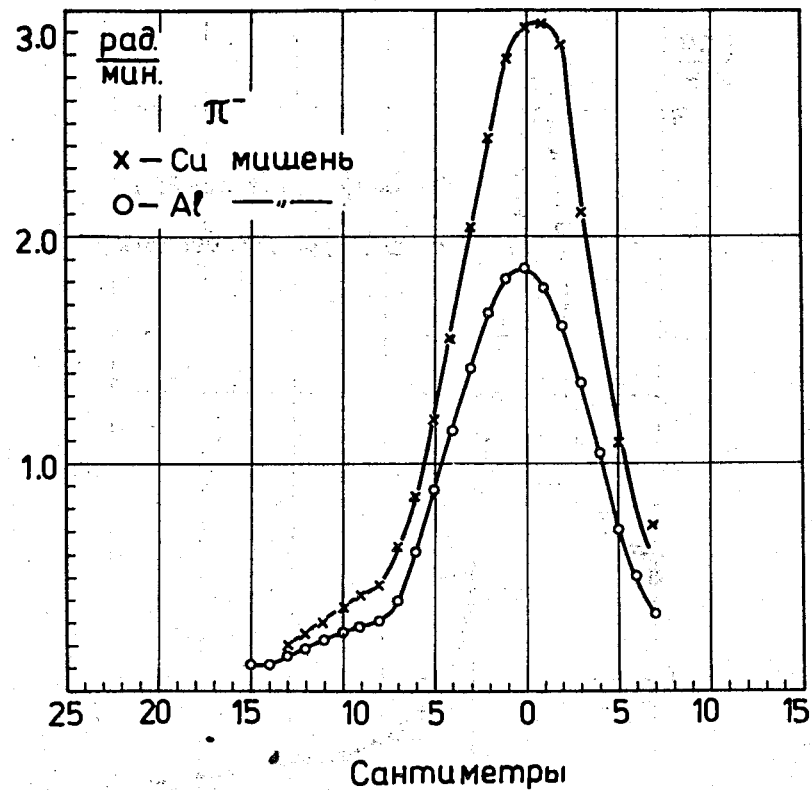
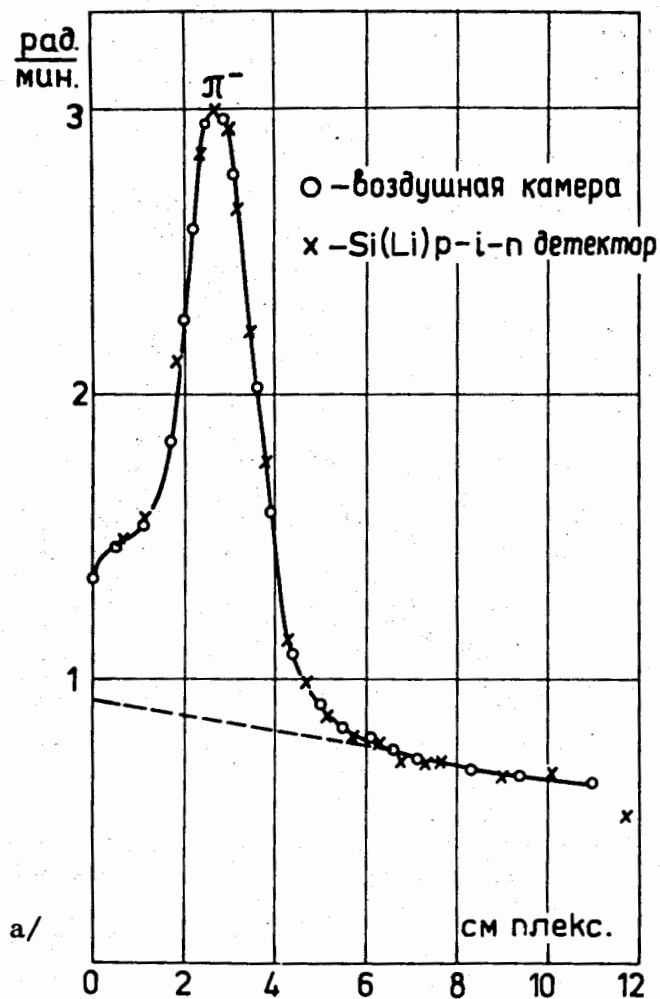


Рис. 9. Радиальные распределения пи-минус мезонного пучка в максимуме кривой Брэгга для различных мишеней.

мерения дозы нейтронов в пучке пи-мезонов, выполненные индиевыми дозиметрами, окруженными полиэтиленовой сферой, определили дозовый вклад нейтронов на уровне не выше 10% от полной дозы пучка пи-мезонов в пике Брэгга. При этом надо иметь в виду, что заметная часть этого дозового вклада может быть обусловлена нейтронами, возникающими при захвате пи-мезонов атомными ядрами. Так, например, при захвате пи-



мезона ядром кислорода в среднем образуется около 3 нейтронов, и это число увеличивается с ростом атомного номера ядра ^{/25/}.

Для оценки основных параметров пучка пи-мезонов, таких как полная интенсивность, плотность потока и плотность остановок, глубинное дозное распределение за пиком Брэгга линейно экстраполировалось в область

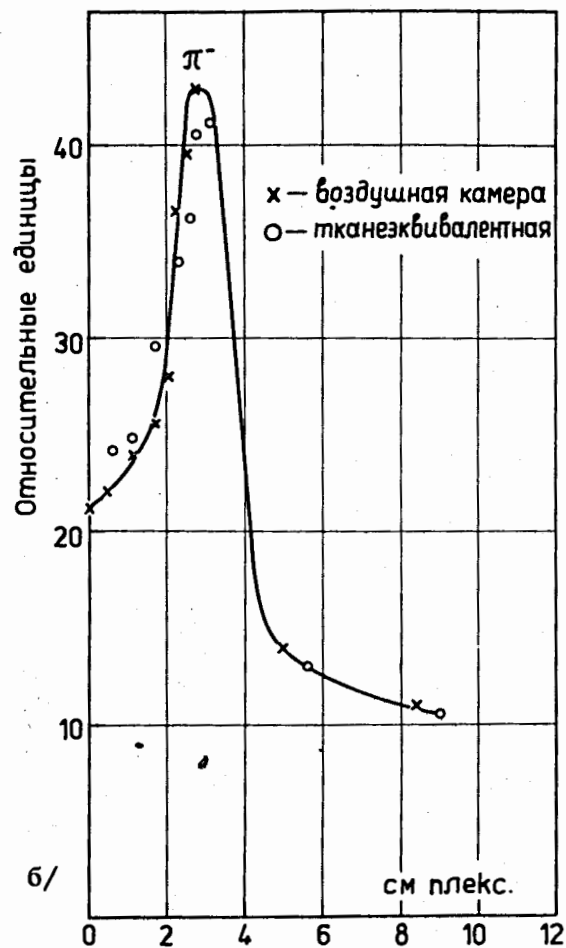


Рис. 10. Сравнение глубинных дозовых кривых, полученных с помощью различных детекторов: а/ воздушно-наполненная сферическая камера диаметром 18 мм и полупроводниковый кремниевый дозиметр диаметром 25 мм и толщиной 3 мм. б/ воздушнонаполненная сферическая камера диаметром 18 мм и воздушнонаполненная камера с тканезквивалентными стенками диаметром 60 мм.

меньших значений толщины плексигласового фантома, и отсекаемая при этом верхняя часть брэгговской кривой целиком приписывалась чистому пучку пи-мезонов. Наклон такой экстраполированной кривой варьировался в некоторых небольших пределах, чтобы обеспечить наилучшее согласие интеграла под кривой Брэгга для чистого пучка пи-мезонов со значением $(T_{\pi} + T_{\text{звезд}})$ для пи-минус и $(T_{\pi} + T_{\mu} + T_e)$ в случае пи-плюс мезонов. В этих выражениях T_{π}^{μ} - кинетическая энергия пи-мезона, $T_{\text{зв.}}$ - средняя кинетическая энергия продуктов ядерных расщеплений при захвате пи-минус мезонов. /По измерениям Фаулера ^{/2/} $T_{\text{зв.}} \approx 30 \text{ МэВ}$. T_{μ} - кинетическая энергия μ -мезона от распада $\pi \rightarrow \mu + \nu$ / $T_{\mu} = 4,13 \text{ МэВ}$ и $T_e \approx 1 \text{ МэВ}$ - энергия от электронов распада $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$. Величина дозы "D" на входе такой "очищенной" кривой Брэгга просто связана с плотностью потока "J" соотношением

$$D = \int \frac{dE}{dx},$$

где dE/dx - ионизационные потери пи-мезонов на входе кривой Брэгга. Из этого соотношения определяется плотность потока в максимуме радиального распределения, а зная параметры радиального распределения, можно получить полный поток пи-мезонов по формуле $I_{\pi} = \pi R^2 \cdot J$, где R - среднеквадратичный радиус радиального распределения. Плотность остановок определяется из соотношения $n = 0,94 J / \Delta R$, где $\Delta R = 2,36 \sigma_R$ - полуширина кривой пробега пи-мезонов, а σ_R - дисперсия пробега. Полученные таким образом параметры пучков пи-плюс и пи-минус мезонов собраны в табл. 2. Точность приведенных в табл. 2 величин оценивается в 15-20%.

Некоторые параметры пучка отрицательных пи-мезонов были определены также независимым способом с помощью фотозмульсионной методики и приведены в табл. 3. Плотность потока и плотность остановок пи-мезонов согласуются в пределах ошибок с их значениями в табл. 2. Радиальное распределение пи-мезонов также близко к показанному на рис. 8 и 9. По плотности $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$ распадов была определена примесь мю-мезонов в пучке, которая составила 12%. Кроме того, были сде-

Таблица 2
Параметры пионного пучка, полученные
ионизационной методикой

Мишень		Cu
Поток протонов (р/сек)		$(1,1 \pm 0,1) \cdot 10^{12}$
Средняя энергия пионов (МэВ)		$28,5 \pm 1,0$
Дисперсия пробега пионов в H_2O (см)		$\approx 0,8 \pm 0,1$
Эффективная площадь пучка пионов (см ²)		82 ± 20
Поток (π /сек)	$(0,9 \pm 0,3) \cdot 10^7$	$(3,6 \pm 0,9) \cdot 10^7$
Максимальная плотность потока (π /см ² сек)	$(1,05 \pm 0,15) \cdot 10^5$	$(4,2 \pm 0,6) \cdot 10^5$
Максимальная плотность остановок в H_2O (π /см ³ сек)	$(0,54 \pm 0,08) \cdot 10^5$	$(2,3 \pm 0,4) \cdot 10^5$
Доза на входе кривой Брэгга (рад/мин)	$1,4 \pm 0,1$	$2,8 \pm 0,2$
Доза в пике (рад/мин)	$3,0 \pm 0,2$	$4,9 \pm 0,4$

ланы оценки примесей электронов и пи-плюс мезонов, также приведенные в табл. 3.

Экспериментальные параметры пи-мезонных пучков в случае алюминиевой мишени, для которой поглощение падающих протонов и образующихся пи-мезонов мало и легко оценивается, согласуются в пределах 20% с их расчетными значениями. Сечение образования мезонов бралось при этом из работы ^{/23/} при энергии протонов 730 МэВ и предполагалось, что оно не изменяется при торможении протонов в алюминиевой мишени от 670 до 610 МэВ. Для медной мишени согласие гораздо хуже, так как в этом случае нельзя пренебречь изменением сечения образования мезонов при торможении

Таблица 3

Параметры пионного пучка, полученные фотоэмульсионным методом

Мишень	Cu
Поток протонов (р/сек)	$(1,1 \pm 0,1) \cdot 10^{12}$
Средняя энергия пионов (МэВ)	$29,0 \pm 0,5$
Дисперсия пробегов пионов в H_2O (см)	$0,9 \pm 0,1$
Эффективная площадь пучка пионов ($см^2$)	89 ± 4
Поток (π^- /сек)	$(1,0 \pm 0,2) \cdot 10^7$
Максимальная плотность потока ($\pi^- / см^2 сек$)	$(1,10 \pm 0,23) \cdot 10^5$
Максимальная плотность остановок в H_2O ($\pi^- / см^3 сек$)	$(0,50 \pm 0,09) \cdot 10^5$
Примесь μ^- -мезонов по отношению к π^- -мезонам	12%
Примесь π^+ -мезонов в пучке π^- -мезонов	2%
Поток e^- в пучке π^- -мезонов	$(3 \pm 10) \cdot 10^4 e^- / см^2 сек$

протонов в медной мишени от 670 до 500 МэВ. Измерения с разными толщинами медных мишеней показали, что рост выхода пи-мезонов из медной мишени резко замедляется после увеличения толщины по пучку протонов свыше 5 см. Для мишени из вольфрама процессы поглощения протонов и мезонов в самой мишени становятся доминирующими и приводят к некоторому уменьшению выхода пи-мезонов по сравнению с медной мишенью, хотя в случае сильно сжатого по вертикали протонного пучка, падающего на мишень, можно было

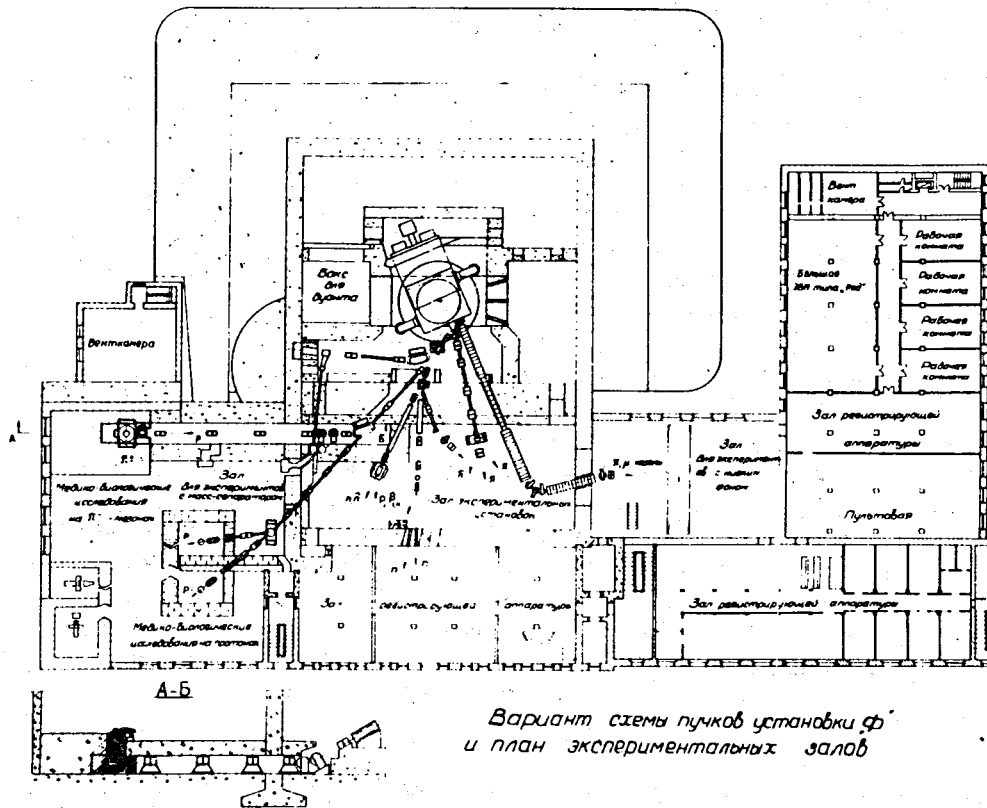
бы ожидать увеличения выхода пи-мезонов при переходе от медной мишени к вольфрамовой.

Полученные в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ с помощью предложенного метода широкоугольной фокусировки интенсивности и плотности остановок пи-мезонных пучков значительно /на один-два порядка/ превышают аналогичные параметры существующих пучков как на синхроциклотроне ЛЯП, так и на других ускорителях в СССР и за рубежом. Это открывает новые возможности для проведения медико-биологических и физических исследований. При ожидаемой в пике Брэгга для пи-минус мезонов относительной биологической эффективности $\approx 2,3^3$ мощность дозы в полученном пучке составит около 360 бэр/час. Этого уже достаточно для проведения целого ряда радиобиологических и некоторых клинических исследований, относящихся к лучевой терапии онкологических больных. Кроме того, полученные пучки отрицательных и положительных пи-мезонов представляют несомненный интерес для проведения физических исследований - таких как поиски редких схем распадов, мезохимия и др., где важны высокая интенсивность и большая плотность остановок пи-мезонов.

Перспектива использования метода широкоугольной фокусировки на сильноточном фазотроне ЛЯП ОИЯИ

Метод широкоугольной фокусировки пи-мезонов, осуществленный в настоящей работе, предполагается использовать и в дальнейшем после завершения реконструкции синхроциклотрона ЛЯП ОИЯИ в сильноточный фазотрон ²⁴, рассчитанный на увеличение внутреннего тока протонов до 50 мкА вместо существующих 2,3 мкА и на увеличение интенсивности выведенного пучка примерно в 100 раз.

На рис. 11 показаны различные пучки частиц /включая терапевтические/, которые будут созданы после реконструкции ускорителя. Значительно расширятся площади помещений, выделяемых для медико-биологических ис-



Вариант схемы пучков установки Ф
и план экспериментальных залов

Рис. 11. План разводки пучков после реконструкции синхроциклотрона в сильноточный фазотрон /установка "Ф"/. Участок А-Б в плане и вертикальном разрезе соответствует схеме получения клинического пучка пи-минус мезонов и размещению соленоидальной магнитной линзы.

следований. Количество процедурных помещений для протонной терапии увеличится вдвое. Схема получения клинического пи-минус мезонного пучка показана на рис. 11 /участок АБ/ в двух проекциях. Выведенный пучок протонов опускается с помощью поворотных магнитов на уровень первого этажа и по жесткофокусирующему магнитному каналу, расположенному в бетонном туннеле, транспортируется к широкоугольной мезонной линзе со-

леноидального типа с неоднородным аксиально-симметричным полем и телесным углом захвата около $0,5$ стерад. В выбранном варианте магнитная линза фокусирует мезоны вертикально вверх на уровень пола второго этажа. Если удастся довести до мезонной мишени протонный пучок интенсивностью 20 мкА, то в фокусе такой мезонной линзы /в месте расположения очага поражения/ можно ожидать поток отрицательных пи-мезонов интенсивностью до 10^9 сек⁻¹. При диаметре фокуса 10 см это обеспечит скорость накопления дозы в несколько сот рад. в минуту, что является достаточным для проведения клинических облучений значительных контингентов онкологических больных.

При показанной на рис. 11 планировке пучков от сильноточного фазотрона создается возможность одновременной работы на ускорителе как физикам-экспериментаторам, так и медикам. Такая возможность возникает тогда, когда на начальном участке выхода протонного пучка помещается достаточно тонкая мишень, вторичные частицы из которой используются в физических экспериментах, а прошедший через мишень протонный пучок может использоваться в медико-биологических исследованиях либо в протонном, либо в пи-мезонном варианте.

В качестве более далекой перспективы широкоугольную соленоидальную линзу с "теплыми" катушками возбуждения предполагается заменить двумя соленоидальными линзами со сверхпроводящими обмотками, размещенными по вертикали таким образом, что фокус первой линзы является источником мезонов для второй линзы. Если в этом фокусе разместить подходящий тормозитель, то появляется возможность разделения по массам частиц, составляющих пучок, и получения тем самым чистого пучка пи-мезонов, свободного от примесей мю-мезонов и электронов. Потери пи-мезонов при таком разделении из-за многократного кулоновского рассеяния будут не очень велики вследствие большого фазового объема падающего на промежуточный тормозитель пучка.

Такая очистка позволит еще более увеличить терапевтические преимущества пи-минус мезонного пучка при

использовании его в лучевой терапии онкологических больных.

В заключение авторы выражают благодарность профессору А.И.Рудерману и М.И.Вайнбергу за плодотворные обсуждения проектного задания, Ю.А.Батусову за проведение измерений параметров мезонного пучка фотоэмульсионным методом, В.П.Бамблевскому за оценку нейтронного фона в пучке пи-минус мезонов, коллективам сотрудников ЛЯП ОИЯИ и ЦЭМ ОИЯИ, возглавляемых К.А.Байчером, А.И.Смирновым и М.А. Либерманом, конструкторам КБ ЛЯП Б.Е.Корнееву и В.А. Уткину за проектирование, изготовление, монтаж и наладку в сжатые сроки всего комплекса сложного оборудования, необходимого для создания пи-мезонного пучка высокой интенсивности.

Литература

1. Л.Л.Гольдин, В.П.Джелепов, М.Ф.Ломанов, О.В.Савченко, В.Г.Хорошков. УФН, 110, вып. 1, 77 /1973/.
2. P.H.Fowler, D.H.Perkins. Nature, 189, 524 (1961).
3. P.H.Fowler. Proc. Phys. Soc., 85, 1051 (1965).
4. M.R.Raju, E.Lampo, S.B.Curtis and C.Richman. Phys.Med.Biol., 16, No. 4, 599 (1971).
5. D.R.Perry and M.A.Hynes. Int. Congr. on Protection Against Accelerator and Space Radiation. Geneva 1971, v. 1, p.220.
6. В.С.Роганов. Депонированная публикация ОИЯИ, Б1-9-4707, Дубна, 1969.
7. H.O.Funsten. Nucl.Instr. and Meth., 94, No. 3, 443 (1971).
8. J.Baarli. Rad. Res. Suppl., 7, 10 (1967).
9. W.H.Langhan, D.E.Groce, K.H.Harper. Los Alamos Sci. Lab.preprint LA-4490-P (1970).
10. Radiotherapy to TRIUMF, Nucl. Eng. Intern., 15, 966 (1970).
11. L.Rosen. Nucl. Appl., 5, 379 (1968).
12. О.В.Савченко. Депонированная публикация ОИЯИ, Б1-13-6255, Дубна, 1971.
13. P.Kofoed-Hansen, J.Lindhard and O.B.Nielsen. Det.Kgl. Danske Vidensk. Sels Kab. Math-Fys.Medd., 25, No. 16 (1950).
14. В.В.Владимирский, Е.К.Тарасов, Ю.В.Требуховский. ПТЭ, №1, 13 /1956/.
15. O.B.Nielsen and O.Kofoed-Hansen. Dan.Mat.Fys.Medd., 29, No. 6 (1955).

16. N.A.Burgov, A.V.Davydov and G.K.Kartashov. Nucl. Instr. and Meth., 12, No. 2, 316 (1961).
17. Е.Ф.Третьяков, Л.Л.Гольдин, Г.И.Гришук. ПТЭ, 6, 22 /1957/.
18. M.S.Freedman, F.Wagner, Jr. Fred and T.Porter. Nucl. Instr. and Meth., 8, 255 (1960).
19. H.Slatis, K.Siegbahn. Ark.F.Fysik., 1, 339 (1949).
20. B.Boyd, H.A.Schwettman and J.Simpson. Nucl. Instr. and Meth., III, 315 (1973).
21. D.E.Alburger. Rev.Sci. Instr., 27, 991 (1956).
22. I.Lindgren, W.Schneider. Nucl. Instr. and Meth., 22, 48 (1963).
23. D.R.Cochran, P.N.Dean, P.A.M.Gram, E.A.Knapp, E.R.Martin, D.E.Nagle, R.B.Perkins, W.J.Shlaer, H.A.Thiessen and E.D.Theriot. Phys.Rev., 6D, 3085 (1972).
24. А.А.Глазов, Ю.Н.Денисов, В.П.Джелепов, В.П.Дмитриевский, Б.И.Замолодчиков, Н.Л.Заплатин, В.В.Кольга, М.М.Комочкив, А.А.Кропин, Л.И.Лapidус, А.И.Мухин, В.С.Роганов. Препринт ОИЯИ, 9-3951, Дубна, 1968. АЭ, 27, вып. 1, стр. 16-22 /1969/.
25. H.W.Bertini. Phys.Rev., C1, 423 (1970).

Рукопись поступила в издательский отдел
8 июля 1974 года.