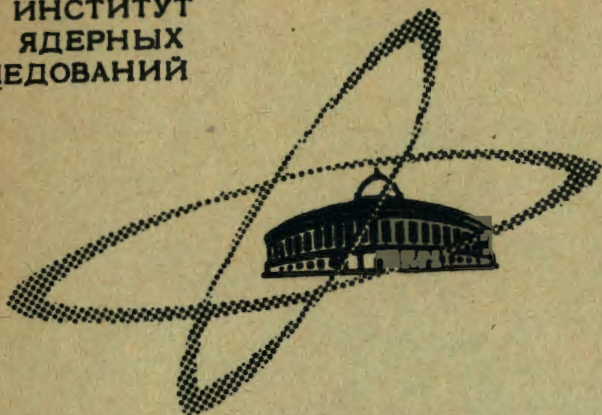


B-182

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1 - 4084



В.Г.Варламов, Ю.М.Грашин, А.В.Демьянов,
Б.А.Долгошеин, В.С.Роганов

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОСТАВА ПУЧКОВ
МЕЗОННОГО КАНАЛА ЗВЕЗДНЫМ ДЕТЕКТОРОМ

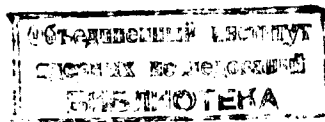
1968

1 - 4084

В.Г.Варламов, Ю.М.Грашин, А.В.Демьянов,
Б.А.Долгошеин, В.С.Роганов

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОСТАВА ПУЧКОВ
МЕЗОННОГО КАНАЛА ЗВЕЗДНЫМ ДЕТЕКТОРОМ

Направлено в ЦТЭ



4565/3 up

1. Введение

Пучки мезонов, получаемые на ускорителях, в своем составе имеют пионы, мюоны и электроны. В зависимости от способа получения пучка соотношение между этими компонентами может быть весьма различно. В большинстве пучков, образованных на внутренней мишени ускорителя, вклад каждой компоненты достаточно велик. Для выделения мюонов из таких пучков обычно используют метод поглотителей, основанный на различии в характере взаимодействия π , μ , e с веществом. Этот способ не применим, если пионная или мюонная компоненты малы. Использование для разделения частиц порогового черенковского счетчика (например, с водяным радиатором /1/) затруднительно для импульсов около 100 Мэв/с. Метод времени пролета также трудно осуществить для импульсов больше 200 Мэв/с.

Большое количество экспериментов в настоящее время проводится с мюонами, остановившимися в веществе, и поэтому необходимо знать примесь остановившихся пионов в мюонных остановках. Звездный детектор, действие которого основано на регистрации больших энергосделений в пионных звездах /2/, позволяет измерить число пионных и мюонных остановок. Применение его осложняется, если надо зарегистрировать очень небольшие пионные примеси.

В последние годы на ускорителях ЦЕРНа /3/, ОЯЯИ /4/, Чикаго /6/ были созданы жесткофокусирующие мюонные каналы для получения чистых и интенсивных мюонных пучков. Эти каналы состоят из нескольких десятков квадрупольных магнитов, при этом используется магнитный анализ на входе и выходе для получения чистых мюонных пучков. В таких мюонных пучках с импульсами в интервале от 100 до 250 Мэв/с примеси пионов составляют несколько пионов на 10^4 мюонов.

Пучки мезонных каналов от синхротронов получают не только в широком диапазоне импульсов, но и совершенно различного состава. Интенсивности разных пучков отличаются в десятки раз. Естественно, что необходимо получить значительный объем информации о пучках, которая может применяться и для управления их свойствами. Конечно, для этой цели неудобно определять состав пучка методом наведенной активности с последующим химическим разделением радиоактивных изотопов (см., например, /6/) или методом толстослойных фотоэмульсий, так как эти методы требуют значительного времени на обработку результатов.

В данной работе определяется состав пучков мезонного канала синхротрона ОИИ. Для этой цели используется звездный детектор, действие которого основано на принципах, описанных в /2/. Применение подобного детектора обусловлено не только необходимостью изучения состава пучков в достаточно широком диапазоне импульсов мезонов, но также малой ($\approx 10^{-4}$) величиной примесей пионов, которые нужно зарегистрировать.

2. Звездный детектор и аппаратура для определения состава пучков

Известно, что при поглощении отрицательного пиона ядром выделяется энергия, практически равная энергии покоя пиона /7/. В легких ядрах около половины захваченных пионов дают звезды заряженных частиц с энергией протонов в десятки Мэв (вплоть до 90 Мэв). В случае захвата отрицательных мюонов легкими ядрами, например, углеродом, только около 7% /8/ мюонов захватывается ядром. При этом доля вылетающих из ядра заряженных частиц очень мала ($\approx 2\%$) /9/, а их энергия невелика и не превосходит 25 Мэв, поскольку энергия возбуждения ядра мюонами — около 20 Мэв.

Надо заметить, что остановившиеся в веществе мюоны распадаясь дают спектр электронов с энергией до 53 Мэв, амплитуда сцинтилляций от которых превосходит амплитуду сцинтилляции от протонов. Однако, так как время жизни мюонов велико (2,2 мксек), а разрешающее время схем

совпадений, регистрирующих факт остановки частиц в веществе, мало (около 5 нсек), полное число распадов мюонов за это время будет невелико (меньше 0,5%). Таким образом, регистрация значительного энергосвыделения от звезд на определенном достаточно высоком энергетическом пороге позволяет создать селективный детектор, имеющий довольно высокую эффективность регистрации отрицательных пионов и практически нечувствительный к мюонам.

Звездный детектор, использованный нами для регистрации пионов в пучках мюонного канала, состоял из сцинтиллятора, объем которого просматривался двумя фотоумножителями (ФЭУ-33, а позднее ФЭУ-36) через световоды, расположенные перпендикулярно друг к другу. Использование двух фотоумножителей для регистрации сцинтилляций в звездном детекторе обусловлено тем, что необходимо одновременно раздельно считать как остановки мюонов, так и пионные звезды, т.е. регистрировать импульсы от фотоумножителей с дискриминацией и без нее. Для этой цели в работе /10/ использовались импульсы с последнего диода и анода одного фотоумножителя, но практически это менее удобно, так как раздельное питание двух фотоумножителей дает дополнительные возможности изменения уровня быстрой дискриминации.

Пластический сцинтиллятор (2,5% терфенила в полистироле с добавкой α NPO) имел размеры $150 \times 150 \times 10$ мм³. При выборе его толщины руководствовались тем, чтобы регистрировалось достаточно много мюонных остановок в единицу времени и при этом форма дифференциальной пробежной кривой изменялась несущественно. Поперечные размеры выбирались так, чтобы регистрация протонов из пионных звезд была эффективной, т.е. чтобы в сцинтилляторе укладывалось несколько пробегов самых энергичных протонов.

Блок-схема электронной аппаратуры для разделения мюонов и пионов звездным детектором и схема расположения сцинтилляционных счетчиков на пучках канала приведены на рис.1 и 2. Счетчики 1, 2, 3 имели сцинтилляторы диаметром 10 см, счетчик антисовпадений 5 - диаметром 25 см. Толщина каждого сцинтиллятора равнялась 10 мм. Импульсы с фотоумножителей счетчиков 1, 2, 3, 5 (ФЭУ-33, а позднее ФЭУ-36), а также с

одного из фотоумножителей счетчика 4 подавались по кабелям через усилители У и переменные линии задержки З на схемы совпадений. Импульс со второго фотоумножителя 4г счетчика 4 подавался по кабелю через быстрый дискриминатор D и линию задержки также на схему совпадений. Между счетчиками 2 и 3 помещался медный фильтр, толщина которого могла изменяться в зависимости от исследуемого пучка. Сцинтиллятор счетчика 4 использовался в качестве мишени, в которой проходили останки частиц исследуемого пучка.

Счет совпадений (12) служил для мониторинга интенсивности пучка. Комбинации совпадений - антисовпадений $2\ 3\ 4\ 4\ 5$ регистрировали останки в сцинтилляторе счетчика 4 частицы, давшей при остановке импульсы в фотоумножителе выше определенного порога.

Основные параметры элементов электронных схем, используемых для разделения пионов и мюонов, были следующие. Применялись широкополосные двухкаскадные усилители с коэффициентом усиления около 10 и собственным временем нарастания фронта импульса 3 нсек, с входным и выходным сопротивлениями 150 ом, надежно работающие при средних нагрузках порядка 10^5 сек⁻¹ (при скважности около 20). Схемы совпадений /11/ имели разрешающее время совпадений и антисовпадений 5 нсек, эффективность четверных совпадений не хуже 0,99, эффективность антисовпадений лучше 0,9995 (при нагрузках порядка $3 \cdot 10^4$ сек⁻¹), мертвое время схемы совпадений - антисовпадений 10 нсек, схемы надежно работали от амплитуд 1,5 в. Для того, чтобы не было заметного фона случайных совпадений в схеме $2\ 3\ 4\ 4\ 5$, длительность выходного импульса и нестабильность срабатывания дискриминатора должны быть небольшими. Специально для выполнения этого требования был создан интегральный амплитудный дискриминатор на диапазон порогового напряжения от 0,15 в до 6 в. Длительность его выходного импульса 30 нсек, время нарастания и "дрожание" переднего фронта выходного импульса - несколько наносекунд. Поскольку интенсивность потока частиц весьма значительная (темп счета в некоторых случаях достигал 10^7 сек⁻¹ с учетом скважности), импульсы после схем совпадений подавались на вход пересчетной ячейки с разрешением ≈ 10 нсек, разработанной на симметричных триггерах /12/, и считались пересчетным прибором ПС-10000. В более позд-

них исследованиях эта система была заменена пересчетным прибором ПП-9 с разрешением лучше 100 нсек.

3. Эффективность детектора к пионам и мюонам

Для надежного разделения пионных и мюонных остановок, помимо выбора разумных размеров детектора, существенное значение имеет выбор порога, выше которого мюоны практически не регистрируются, а пионы регистрируются достаточно хорошо. Трудно рассчитать точно эффективность регистрации пионов на заданном пороге, поскольку нет детальных сведений об энергетическом и угловом распределении частиц в пионных звездах. Однако можно сделать приблизительную оценку, которая показывает, что эффективность регистрации пионов звездным детектором на пороге, соответствующем протонам из звезд с энергией больше 40 Мэв, составляет несколько процентов. Из-за большой величины сцинтилляций электронов на этом уровне дискриминации они будут регистрироваться, начиная с энергии порядка 15 Мэв. Эффективность звездного детектора к мюонам на таком пороге с учетом геометрии эксперимента и интервала времени регистрации оказывается равной примерно 0,008%. Таким образом, такой порог приемлем для разделения пионов и мюонов.

Для экспериментального определения порога регистрации был получен интегральный амплитудный спектр импульсов в сцинтилляторе. На рис.3 показаны спектры амплитуд для проходящих и остановившихся мюонов и для остановившихся пионов. Спектр проходящих частиц $(2344g)$ получен на пучке мюонов мезонного канала с импульсом 145 Мэв/с и незначительной примесью пионов в отсутствие поглотителя. Спектр остановившихся мюонов $N(2344g\bar{5})$ получен на том же пучке с фильтром, толщина L_{μ} которого соответствовала максимуму остановок в звездном детекторе. Таким же образом получен спектр остановившихся пионов $N(2344g\bar{5})$ на пучке с импульсом 264 Мэв/с. Спектры четко разделяются, а кривая остановившихся пионов простирается значительно дальше мюонного спектра. Кривые для остановившихся пионов и мюонов фактически являются зависимостью эффективности регистрации остановок пионов и мюонов от уровня дискриминации, поскольку

$$\epsilon_{\mu} = \frac{N(2344\bar{g}5)_{L\mu}}{N(234\bar{5})_{L\mu}} \quad \text{и} \quad \epsilon_{\pi} = \frac{N(2344\bar{g}5)_{L\pi}}{N(234\bar{5})_{L\pi}}.$$

На рис. 4 показаны дифференциальные спектры проходящих и остановившихся частиц, для которых приведены кривые на рис.3. Проходящие мюоны оставляют примерно 2,7 Мэв в сцинтилляторе детектора (пик кривой). Остаточный пробег, равный толщине этого счетчика, примерно соответствует величине 12,5 Мэв для мюонов и 14 Мэв для пионов по ионизационным потерям. Взаимное расположение пиков кривых, как видно из рисунка, соответствует этим энерговыделениям. Хвост амплитудного распределения на кривой пионных остановок выше порога 12 обусловлен в основном пионными звездами. При этом эффективность регистрации пионов весьма значительна.

Оценим, какое должно быть соотношение между ϵ_{μ} и ϵ_{π} для определения малых примесей пионов в мюонном пучке. На данном пороге V для определенной толщины поглотителя L_{μ} детектор регистрирует $N(2344\bar{g}5)_{L\mu}$ остановок.

$$N(2344\bar{g}5)_{L\mu} = N_{\pi}(234\bar{5})_{L\mu} \cdot \epsilon_{\pi}(V) + N_{\mu}(234\bar{5})_{L\mu} \cdot \epsilon_{\mu}(V),$$

где $N_{\pi}(234\bar{5})_{L\mu}$ и $N_{\mu}(234\bar{5})_{L\mu}$ — число остановок пионов и мюонов в детекторе.

Примесь пионов в остановках равна: $\chi_{\pi} = \frac{N_{\pi}(234\bar{5})_{L\mu}}{N_{\mu}(234\bar{5})_{L\mu}}$. Для мюонных пучков мезонного канала ожидается, что примесь пионов $\chi_{\pi} = 0,1\%$ и $N(234\bar{5})_{L\mu} \approx N_{\mu}(234\bar{5})_{L\mu}$. Рассмотрим соотношение

$$\delta_{L\mu}(V) = \frac{N(2344\bar{g}5)_{L\mu}}{N(234\bar{5})_{L\mu}} = \chi_{\pi} \cdot \epsilon_{\pi}(V) + \epsilon_{\mu}(V),$$

которое легко найти из эксперимента. Тогда получим, что:

$$\frac{\delta_{L\mu}(V)}{\epsilon_{\pi}(V)} = \chi_{\pi} + \frac{\epsilon_{\mu}(V)}{\epsilon_{\pi}(V)} \quad \text{и} \quad \chi_{\pi} = \frac{\delta_{L\mu}(V)}{\epsilon_{\pi}(V)} - \frac{\epsilon_{\mu}(V)}{\epsilon_{\pi}(V)}.$$

Таким образом, для нахождения величины пионных примесей надо либо точно знать из независимых измерений $\epsilon_{\mu}(V)$, либо эффективность

должна быть такой, чтобы $\chi_{\pi} \gg \frac{\epsilon_{\mu}(V)}{\epsilon_{\pi}(V)}$, тогда вторым членом

в предыдущей формуле можно пренебречь. Для $\chi_{\pi} = 0,1\%$ величина $\epsilon_{\mu}/\epsilon_{\pi}$ должна быть меньше 0,1%: Так как $\epsilon_{\mu}/\epsilon_{\pi} > 0$, то

$$\chi_{\pi} < \frac{N(2344g\bar{5})_{L_{\mu}}}{N(2345)_{L_{\mu}} \cdot \epsilon_{\pi}}$$

Определим экспериментальное значение порога V_0 , при котором

$\chi_{\pi} \gg \frac{\epsilon_{\mu}(V_0)}{\epsilon_{\pi}(V_0)}$. На рис. 5 приведена зависимость от порога величины

$$\frac{N(2344g\bar{5})_{L_{\mu}}}{N(2344g\bar{5})_{L_{\pi}}} = \frac{\delta_{L_{\mu}}(V)}{\epsilon_{\pi}(V)} \cdot \frac{N(2345)_{L_{\mu}}}{N(2345)_{L_{\mu}}}$$

Эта величина перестает изменяться только тогда, когда χ_{π} становится много больше $\epsilon_{\mu}(V)/\epsilon_{\pi}(V)$, так как из рис. 3 следует, что зависимости ϵ_{μ} и ϵ_{π} от порога совершенно различны. Из рис. 5 видно, что отношение $\frac{\delta_{L_{\mu}}}{\epsilon_{\pi}}$ становится постоянным при V около 30.

Для выбранного значения порога $\epsilon_{\pi} = (3,8 \pm 0,08)\%$. Из выражения для $\delta_{L_{\mu}}$ следует, что $\epsilon_{\mu} < \delta_{L_{\mu}}$. Взяв $\delta_{L_{\mu}}$ в качестве наибольшего значения ϵ_{μ} , получаем, что $\epsilon_{\mu} < 0,0029\%$ и $\epsilon_{\mu}/\epsilon_{\pi} < 0,00076$. Соответственно этому коэффициент отбора $\epsilon_{\pi}/\epsilon_{\mu}$, введенный в работе^{/2/}, где получено значение около 30, достигает величины > 1300 . В работе^{/10/} этот коэффициент больше 850. Из способа определения нижнего предела этого коэффициента следует, что его значение зависит как от качества звездного детектора, так и от качества пучка, от величин пионных примесей.

4. Пионные примеси в мюонных останках

Мезонный канал ОИЯИ состоит из 29 квадрупольных магнитных линз и анализирующего магнита. Одна из линз расположена на выходе этого магнита. Особенность канала по сравнению с двумя другими существующими мезонными каналами^{/3,5/} состоит, в частности, в том, что его плоскости фокусировки наклонены к плоскостям фокусировки ускорителя. Это позволило использовать первую линзу канала, расположенную в непосредственной близости от ускорителя, как для фокусировки пучка, так

и для отклонения, применяя для этого асимметричное питание полюсов линзы /4/. Такая система значительно расширила диапазон импульсов частот, захватываемых каналом.

Свойства пучка - его импульс, расходимость, интенсивность, состав пучка - соответственно зависят от положения мишени по радиусу R и азимуту ϕ внутри ускорителя, от тока в первой линзе I_1 , от тока питания всего канала I_k , от тока анализирующего магнита I_M , от тока фокусирующей линзы на выходе магнита I_ϕ . Были найдены оптимальные соотношения между всеми этими величинами $R, \phi, I_1, I_k, I_M, I_\phi$.

На рис. 3 приведен спектр импульсов после анализирующего магнита с включенной и выключенной линзой на выходе при $R = 266,5$ см; $\phi = -9^\circ$; $I_1 = -160$ а; $I_k = 430$ а. Ток поворотного магнита калиброван в величинах импульсов с помощью токнесущей нити и по пробегным кривым. Из рисунка видно, что спектры имеют два характерных максимума, обусловленных разделением по импульсам прошедших канал пионов и рожденных в нем мюонов.

Для определения состава пучка фиксировался ток анализирующего магнита, задавая нужный импульс, и измерялись скорости счета $N(2345^-)$,

$N(2344g5^-)$ в зависимости от толщины поглотителя между счетчиками 2 и 3. На рис. 7, 8, 9 показаны эти пробегные кривые для пучков с разными импульсами, когда фокусирующая линза выключена, а на рис. 10 - с включенной линзой. Верхние кривые на этих рисунках показывают число остановок пионов и мюонов $N(2345^-)$, а нижние - число отсчетов звездного детектора, поправленное на его эффективность $N(2344g5^-) \cdot \epsilon_\pi^{-1}$, т.е. число пионных остановок.

Примесь пионов χ_π определялась в максимуме остановок L_μ мюонов по счёту звездного детектора $N(2344g5^-)$ и известной эффективности $\chi_\pi = \frac{N(2344g5^-)_{L_\mu}}{N(2345^-)_{L_\mu} \cdot \epsilon_\pi}$. Звездный детектор дает непосредственно данные о примеси в остановках. Это важно для экспериментов с остановившимися мюонами. В настоящее время большинство экспериментов с мюонами проводится на остановившихся частицах, поэтому весьма существенно знать, как зависят пионные примеси в оста-

новках от условий ввода частиц в канал, режима его работы и условий вывода.

Величина пионных примесей в мюонном пучке зависит от целого ряда факторов. По-видимому, основной причиной наличия примесей является рассеяние пионов с импульсом больше импульса мюонов на полюсах линз канала и анализирующего магнита, захват пионов в канал в широком импульсном интервале. Поэтому, в частности, измеряемая пионная примесь зависит от ширины пионного пика импульсного спектра частиц в канале и от того, насколько центр тяжести этого пика удален от импульса исследуемого пучка. Эти две характеристики спектра частиц, в свою очередь, зависят от положения мишени ускорителя, тока в первой линзе и тока в линзах канала для фиксированного импульса. Кроме того, примесь пионов зависит также от удаления от анализирующего магнита, наличия защитной стенки с коллиматором перед телескопом счетчиков, включения фокусирующей линзы на выходе анализирующего магнита. Все эти причины влияют на примесь пионов в остановках, но на полную примесь в пучке в основном влияют первые две.

Из положений мюонного максимума на кривой пробегов и пионного максимума на кривой для звездного детектора (см. рис. 7, 10), используя соотношение между пробегом и импульсом, получаем, что пионный и мюонный импульсы в этих максимумах совпадают с точностью до нескольких Мэв.с⁻¹. Это свидетельствует о том, что такие пионы в основном попали из канала на вход анализирующего магнита, а не образовались при рассеянии на его полюсах. В то же время хвост пионного распределения слева и справа от мюонного пика в значительной степени обусловлен рассеянием на полюсах анализирующего магнита, о чем свидетельствует, в частности, сравнение пионных кривых на рис. 7 и 10. Из сравнения видно, что включение фокусирующей линзы после анализирующего магнита уменьшило относительный вклад пионных остановок по обе стороны от максимума благодаря снижению числа косых прохождений через детектор и дополнительно энергетическому отбору. На рис. 11 показана зависимость величины пионных примесей χ_{π} в пучке мюонов с импульсом 159 Мэв.с⁻¹ от тока в фокусирующей линзе. Примесь имеет наименьшее значение при величинах тока, соответствующих наибольшей интенсивности

пучка. То, что полюса анализирующего магнита являются одним из источников пионных примесей, видно из рис. 12, где показана зависимость χ_{π} от расстояния до анализирующего магнита.

На рис. 13 приведена зависимость пионной примеси χ_{π} от положения мишени по радиусу. Кривая имеет четкий минимум. На рис. 14 дана зависимость расстояния между пионными и мюонными максимумами ($P_{\pi \max} - 159$) Мэв.с⁻¹ и ширина на полувысоте пионного максимума ΔP_{π} Мэв.с⁻¹ спектра импульсов, подобного спектру рис. 6, для разных положений мишени по радиусу. Ход кривых рис. 13 и 14 действительно подтверждает зависимость примеси пионов в мюонном пучке от расстояния до пионного максимума и ширины его в импульсном спектре: чем ближе пионный максимум и чем он шире, тем больше примесь пионов в мюонном пучке. Тот же вывод следует из сравнения рис. 15, где приведена примесь пионов χ_{π} в зависимости от тока первой линзы I_1 , с рис. 16, на котором показаны, как связаны ($P_{\pi \max} - 159$) Мэв.с⁻¹ и ΔP_{π} Мэв.с⁻¹ с током I_1 . Надо заметить, что от R , I_{ϕ} , I_1 , I_k зависит и интенсивность мюонного потока. Однако, как правило, наименьшее значение χ_{π} получается не очень далеко от значения максимальной интенсивности, и потому требования лучшей чистоты и наибольшей интенсивности не находятся в резком противоречии.

5. Определение пионной и мюонной компонент пучков

В некоторых экспериментах физические исследования могут проводиться с неостановившимися мюонами. В этом случае нужно знать соотношение между пионами и мюонами в пучке. В частности, эти данные нужны при оценке всевозможного пионного фона при постановке экспериментов на мюонных пучках канала.

Данные о пионной и мюонной компонентах пучка могут быть найдены из пробежных кривых, полученных с помощью звездного детектора и без него. Для этого необходимо пересчитать распределение по пробегам пионов и мюонов исследуемого пучка в распределение по импульсам. С этой целью для каждой длины пробега L нужно найти соответствующую

ший импульс P_π или P_μ , скорость остановок при заданной толщине поглотителя поправит на долю выбывших из пучка пионов и мюонов, используя для этого коэффициент ослабления пионов τ_π и мюонов τ_μ , перевести 1 г вещества, в котором исследуются остановки частиц, в интервал импульсов δP_π и δP_μ падающих частиц, из которых эти остановки происходят $\delta R = R(L+1) - R(L)$. Пионная и мюонная пробежные кривые будут трансформироваться по-разному из-за различных τ_π , δP_π , τ_μ и δP_μ .

Наибольшая неточность в таком пересчете заключена в поправках на выбывание из пучка, которые очень различны для пионов и мюонов. Рассчитать их довольно трудно, поскольку необходимо детальное знание сечений взаимодействия пионов и мюонов с ядрами поглотителя для разных энергий и тщательный учет геометрических условий. Поэтому коэффициенты ослабления были определены экспериментально при использовании зависимости $N(234)$ от толщины фильтра. Такой метод вычисления коэффициентов ослабления для мюонов оказался возможным благодаря тому, что имеются практически чистые мюонные пучки из канала с импульсами до 250 Мэв.с⁻¹. Найдено, что для замедлителя из меди $\tau_\mu = (0,00283 \pm 0,0001) \text{г}^{-1} \text{Cu}$. Хотя пионные пучки имеют значительные мюонные примеси, однако с помощью найденного τ_μ было определено значение $\tau_\pi = (0,0162 \pm 0,0008) \text{г}^{-1} \text{Cu}$.

Сравнение импульсных распределений пионов и мюонов в пучке определенного среднего импульса позволяет найти количественное соотношение между числом этих частиц. На рис. 17 приведено импульсное распределение пионов и мюонов в пучке со средним импульсом 159 Мэв.с⁻¹, полученное на основании пробежных кривых рис. 10. Видно, что положения максимумов на кривых довольно хорошо совпадают, а полуширина на полувысоте $\Delta P/P = \pm 5,7\%$. Интегрирование этих кривых дает пионную примесь в этом пучке $(2,2 \pm 0,2)\%$. Результаты определения примесей в других пучках приведены в табл. 1. Для тех пучков, где на пробежных кривых пионные и мюонные максимумы четко разделяются по осям (например, на рис. 9), число мюонов находилось по формуле:

$$N_{\mu}(234)_{L=0} = \{ N(234)_{R_{\mu}} - [N(234)_{R_{\mu}} - N(234)_{R_{\pi}}] K_{\mu} e^{\tau_{\mu} R_{\mu}} \}$$

где K_μ - доля мюонов в интервале пробегов ($R_\mu \div R_\pi$), R_μ - толщина поглотителя до начала остановок мюонов, R_π - толщина поглотителя до конца остановок пионов. Хотя эта формула применима только в некоторых случаях, когда число π и μ в пучке соизмеримо, процедура нахождения состава пучка с ее помощью значительно проще.

Как уже отмечалось выше, импульсный спектр частиц из канала довольно широк (см. рис. 6) даже для фиксированных условий ввода частиц в канал ($R, \phi, I - const$). Интересно знать состав пучка во всем этом интервале, поскольку есть эксперименты с мюонами, которые не требуют использования чистых мюонных пучков, а также некоторые эксперименты с пионами, для которых необходимо знание мюонных примесей. На рис. 18 приведено соотношение между пионами и мюонами в зависимости от импульса для пучков канала, образованных при одном положении мишени ($R = 266,5$ см, $\phi = -9^\circ$, $I_1 = -160a$, $I_2 = 430a$). Используются данные из табл. 1, полученные с включенной и выключенной фокусирующей линзой на выходе из анализирующего магнита. Хотя включение линзы существенно изменяет величину пионной примеси χ_π в остановках, оно значительно меньше влияет на состав пучка. Кривая, приведенная на рис. 18, применена для разделения импульсного спектра частиц из канала (рис. 6) по компонентам. Спектр импульсов пионов и спектр импульсов мюонов из канала показаны на рис. 19. Из рисунка видно, что наибольшее число мюонов (примерно $8 \cdot 10^5$) имеется в пучке с импульсом около 270 Мэв.с⁻¹, в котором, кроме того, содержится около $16 \cdot 10^5$ пионов. Наиболее чистые мюонные пучки имеют интенсивность около $19 \cdot 10^4$ сек⁻¹.

6. Заключение

Полезно сравнить данные о составе пучков мезонного канала с данными о других пучках синхротрона ОИЯИ. Опыты с мюонами ведутся также на пучках с импульсами 160 Мэв.с⁻¹ и 265 Мэв.с⁻¹, выводимых через коллимагоры 8 и 17. Интенсивность пучка, проходящего через детектор площадью 75 см² с импульсом 160 Мэв.с⁻¹, - около $140 \cdot 10^3$ сек⁻¹, а с импульсом 265 Мэв.с⁻¹ - примерно $50 \cdot 10^3$ сек⁻¹, а их состав $\pi:\mu$ соответственно $2:1$ и $8:1,5:0,5$. Из табл. 1 видно, что даже потоки чис-

тых мюонных пучков из канала, где $\pi/\mu < 0,5\%$, значительно превосходят эти интенсивности.

Измерения по времени пролета показали, что примеси электронов в пучках из мезонного канала не превышают нескольких процентов. Сравнение пучков из каналов синхроциклотрона ОИЯИ и ЦЕРНа показывает, что интенсивности пучков мюонного канала синхроциклотрона ОИЯИ превосходят интенсивности пучков из канала ЦЕРНа, а остальные их параметры близки друг к другу, несмотря на более трудные условия вывода пучков из синхроциклотрона ОИЯИ. Интенсивности пучков из канала синхроциклотрона Чикаго существенно меньше.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность профессору В.П. Желепову, профессору В.Г. Кириллову-Угрюмову и А.А. Кропину за постоянный интерес к работе и помощь.

Л и т е р а т у р а

1. В.Д. Бобров, В.Г. Варламов, Ю.М. Грашин, Б.А. Долгошеин, В.Г. Кириллов-Угрюмов, В.С. Роганов, А.В. Самойлов. ПТЭ №3 55 (1963).
2. А.Ф. Дунайцев, Ю.Д. Прокошкин, Тан Сяо-вей. Препринт ОИЯИ, Д-469, Дубна, 1960.
3. A.Citron, C.Delorme, F.J.Farley, L.Goldzahl, J.Hntze, E.Michaelis, M.Morpurgo, H.Overas. Proc. Int. Conf. on Instrum. for High-Energy Physics, Berkeley. Sept. 1960, p.286.
4. Ю.М. Грашин, Б.А. Долгошеин, В.Г. Кириллов-Угрюмов, А.А. Кропин, В.С. Роганов, А.В. Самойлов, С.В. Сомов. Препринт ОИЯИ, Р-1902, Дубна, 1964; Атомная энергия, т.18, №4, 384 (1965).
5. G.Culligan, H.Hinterberger, H.Overas, V.L.Telegdi, R.Winston Conf. on High Energy Cyclotron Improvement. College of William and Mary, 1964, p.237.
6. L.Winsberg. Rev. Sci. Instr., 25, 1 079 (1954).
7. Б. Росси. Частицы больших энергий, ГИТТЛ, 1955.
8. J.Lathrop, R.Lundy, V.Telegdi, R.Winston, D.Jovanovich. Phys. Rev. Lett., 7, 107 (1961).

9. А. О. Вайсенберг. Мю-мезон, "Наука", 1964.
10. A. Citron, C. Delorme, D. Fries, J. Heintze, E. G. Michaelis, H. Overas, Ju. Shtcherbakov Nucl. Instr. Meth., 15, 121 (1962).
11. В. Г. Варламов, Ю. М. Грашин, Б. А. Долгошеин, А. В. Самойлов, ПТЭ, №4, 63 (1963).
12. Ю. М. Грашин, С. В. Сомов. Описание изобретения 187084, бюллетень №20 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел

2 октября 1968 года.

Таблица 1

Параметры пучков мезонного канала

R см	φ град	$\frac{I_1}{a}$	$\frac{I_K}{a}$	$\frac{I_H}{a}$	$\frac{I_\Phi}{a}$	$\frac{P}{N \cdot \Delta t}$ с ⁻¹	$\pm \frac{\Delta P}{P}$ %	$N(123)$ 10^3сек^{-1}	$N_\mu(2345)$ 10^3сек^{-1}	$N_\pi(2345)$ 10^3сек^{-1}	χ_π %	$\frac{\pi}{\pi+\mu}$ %
268	-9,5	150	430	163	250	122	6,7	84	15,0	0,052	0,072±0,008	0,53±0,04
266,5	-90	-160	430	193	0	145	6,2	48	5,5	0,134	0,90±0,07	3,9±0,4
266,5	-9,0	-160	430	216	0	162	6,1	60	5,4	0,133	0,9±0,07	3,9±0,4
266,5	-9,0	-160	430	254	0	190	6,3	64	5,3	0,55	3,3±0,2	20,0±1,2
266,5	-9,0	-160	430	298	0	224	4,7	168	8,0	3,6	3,6±0,2	40±2
266,5	-9,0	-160	430	334	0	250	4,2	360	7,4	11,2	3,8±0,2	55±5
266,5	-9,0	-160	430	352	0	264	4,8	560	9,1	18,7	4,8±0,2	65±6
267	-9,0	-160	430	211	300	159	5,7	188	19,0	0,56	0,20±0,02	2,2±0,2
267	-9,0	-160	430	247	360	185	6,4	164	16,8	0,78	1,50±0,1	10,0±0,8
267	-9,0	-160	430	290	430	217	7,1	268	13,2	1,82	3,0±0,2	22,6±1,5
267	-9,0	-160	430	355	550	266	4,5	2000	63,0	91,0	3,2±0,2	58±4
268	13,0	800	670	334	490	250	4,8	260	18,0	0,31	0,72±0,05	6,8±0,6

Значение интенсивности $N(123)$ приведено для нерастянутого во времени пучка на площадь детектора 75 см^2 . P - импульс пучка, $\Delta P/P$ - полуширина на полувысоте импульсной кривой, $N_\mu(2345)_{L,\mu}$ - число остановок мюонов в счетчике толщиной 1 г.см^2 в максимуме мюонных остановок, $N_\pi(2345)_{L,\pi}$ - число пионных остановок в счетчике толщиной 1 г.см^2 в максимуме мюонных остановок, χ_π - примесь пионных остановок в максимуме мюонных остановок, $\pi/\pi+\mu$ - полная примесь пионов в пучке.

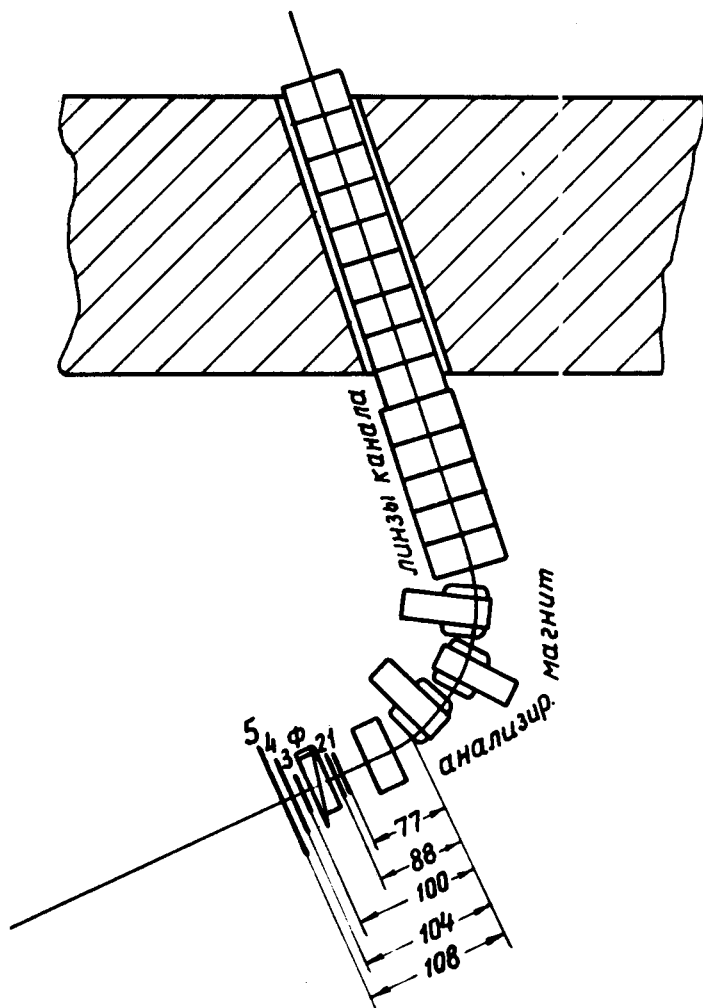


Рис.2. Схема расположения телескопа сцинтилляционных счетчиков на пучках мезонного канала. Расстояние по пучку отсчитывается от полюса последней секции МЛ-31 анализирующего магнита.

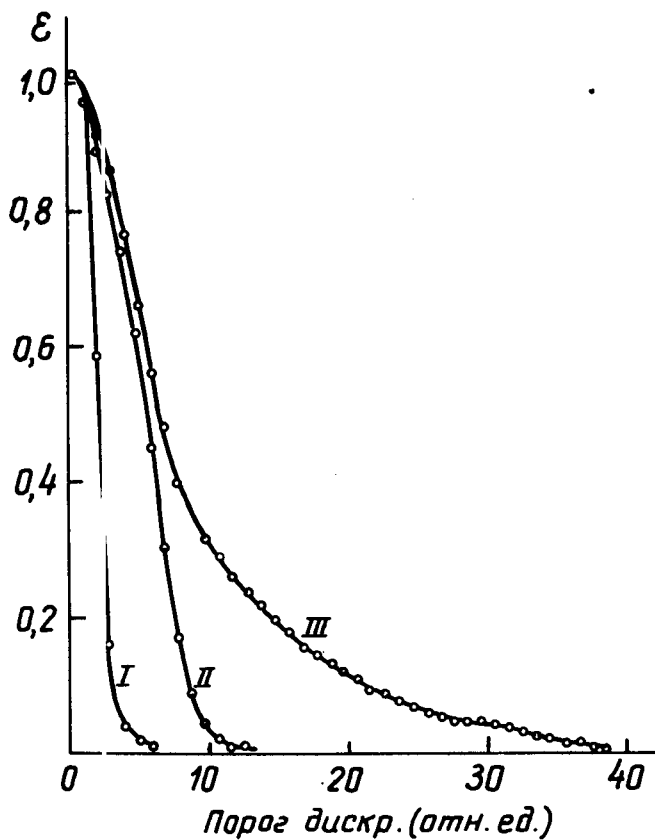


Рис.3. Интегральные спектры импульсов в сцинтилляторе звездного детектора. Спектр I — $N(2\ 3\ 4\ 4_g)$ для мюонов с импульсом $145\text{ Мэв}\cdot\text{с}^{-1}$, проходящих через счетчик 4. Спектр II — $N(2\ 3\ 4\ 4_g\ \bar{5})$ для мюонов, остановившихся в сцинтилляторе счетчика 4. Спектр III — $N(2\ 3\ 4\ 4_g\ \bar{5})$ для пионов, остановившихся в сцинтилляторе счетчика 4.

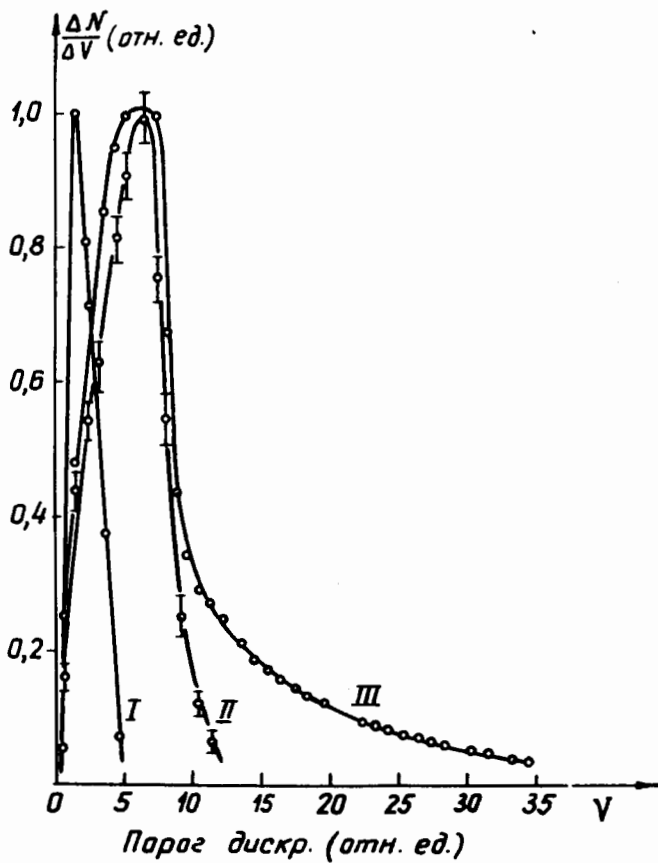


Рис.4. Дифференциальные спектры импульсов в сцинтиляторе звездного детектора: спектр I для проходящих частиц; спектр II для остановившихся мюонов, спектр III для остановившихся пионов.

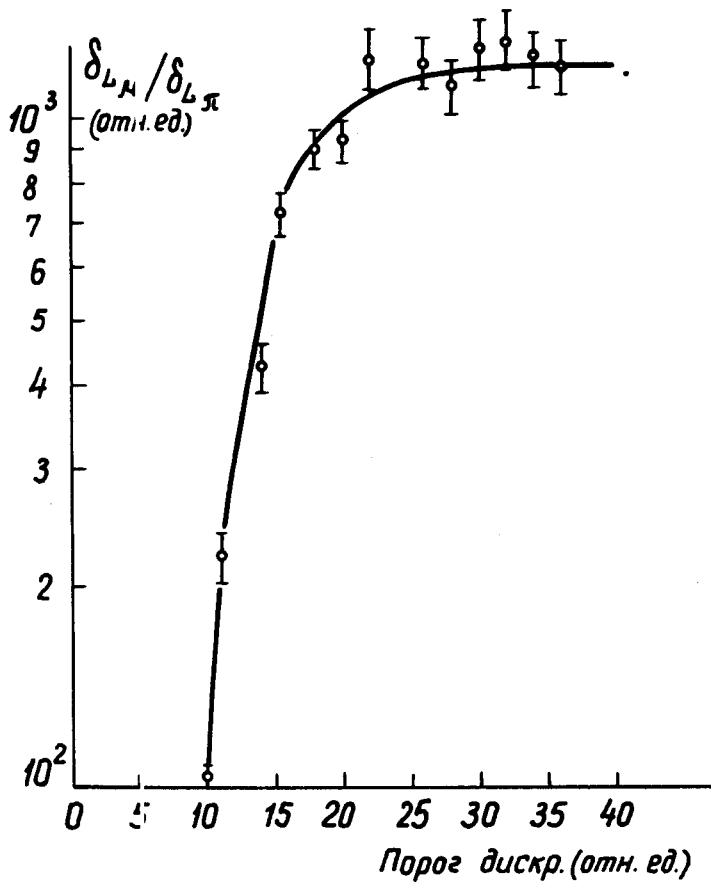


Рис.5. Зависимость от уровня дискриминации отношения скоростей счета звездным детектором N (2 3 4 4_г 5) остановившихся мюонов в мюонном пучке (145 Мэв.с⁻¹) и остановившихся пионов в пионном пучке (264 Мэв.с⁻¹).

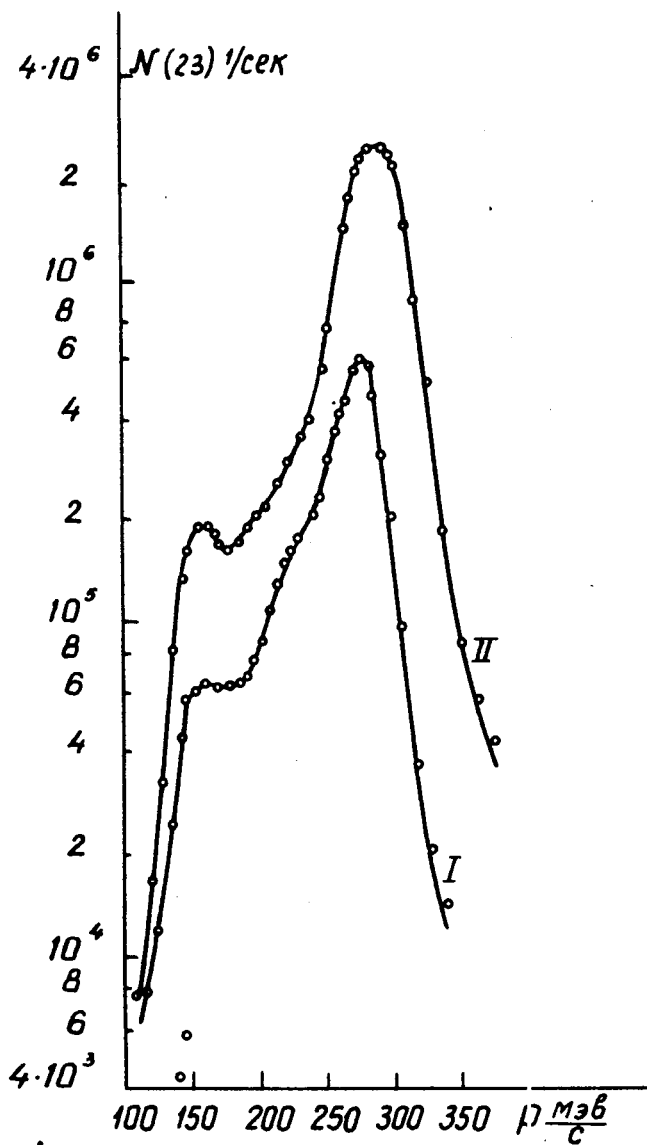


Рис.6. Спектр импульсов после анализирующего магнита: $R = 266,5$ см, $\phi = -9^\circ$; $I_1 = -160a$, $I_k = 430a$. Кривая 1 для $I_\phi = 0$; кривая 2 получена с включенной фокусирующей линзой (значение I_ϕ изменяется в зависимости от величины R).

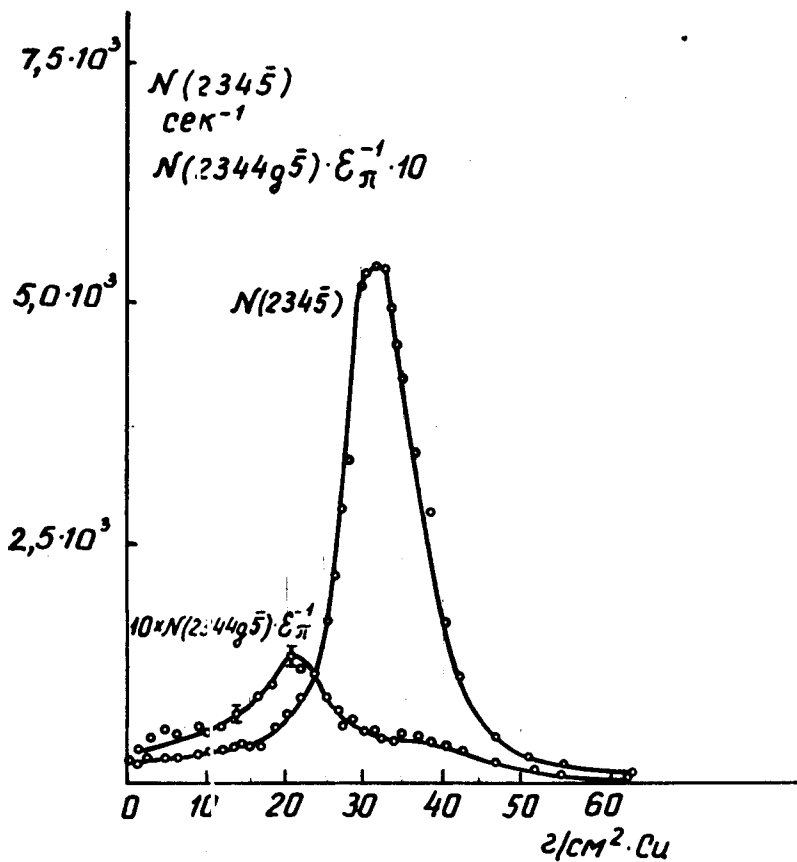


Рис.7. Скорость счета остановок $N(234\bar{5})$ и звездного детектора $N(2344g\bar{5}) \cdot \epsilon_{\pi}^{-1}$ в зависимости от толщины поглотителя для мюонного пучка с импульсом $162 \text{ Мэв} \cdot \text{с}^{-1}$ ($I_{\phi} = 0$).

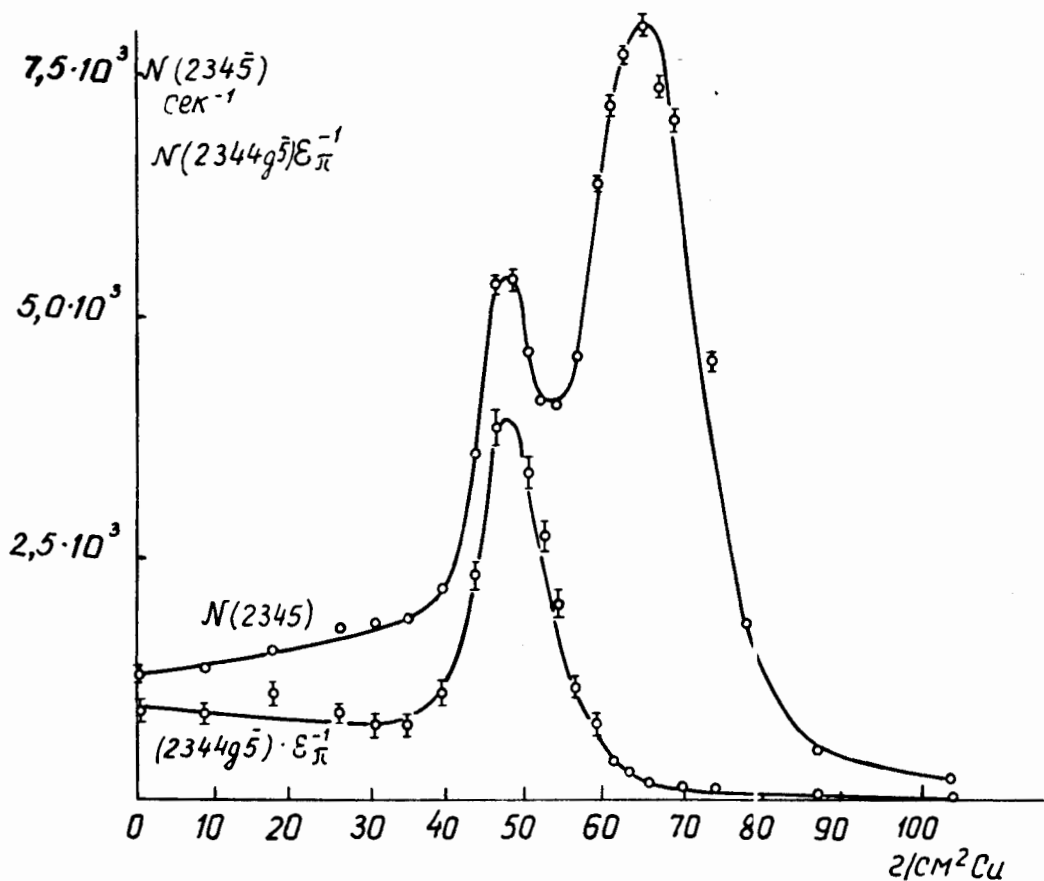


Рис.8. Распределение по пробегам $N(2345)$ и счет звездного детектора в пучке с импульсом $224 \text{ МэВ} \cdot \text{с}^{-1}$ ($I_{\phi} = 0$).

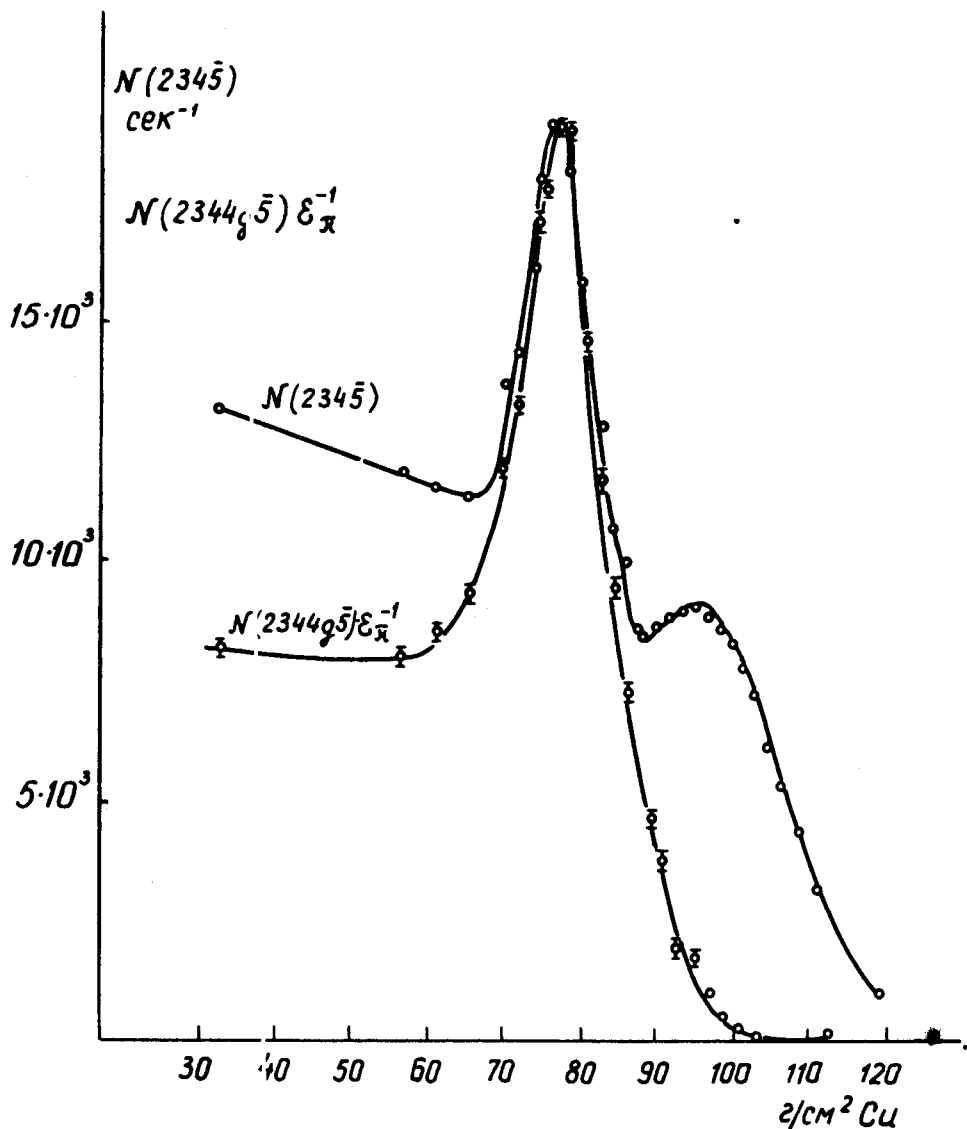


Рис.9. Распределение по пробегам $N(234\bar{5})$ и счет звездного детектора $N(2344g\bar{5}) \cdot \epsilon_{\pi}^{-1}$ в зависимости от толщины медного поглотителя в пионном пучке с импульсом 264 Мэв/с ($I_{\phi} = 0$).

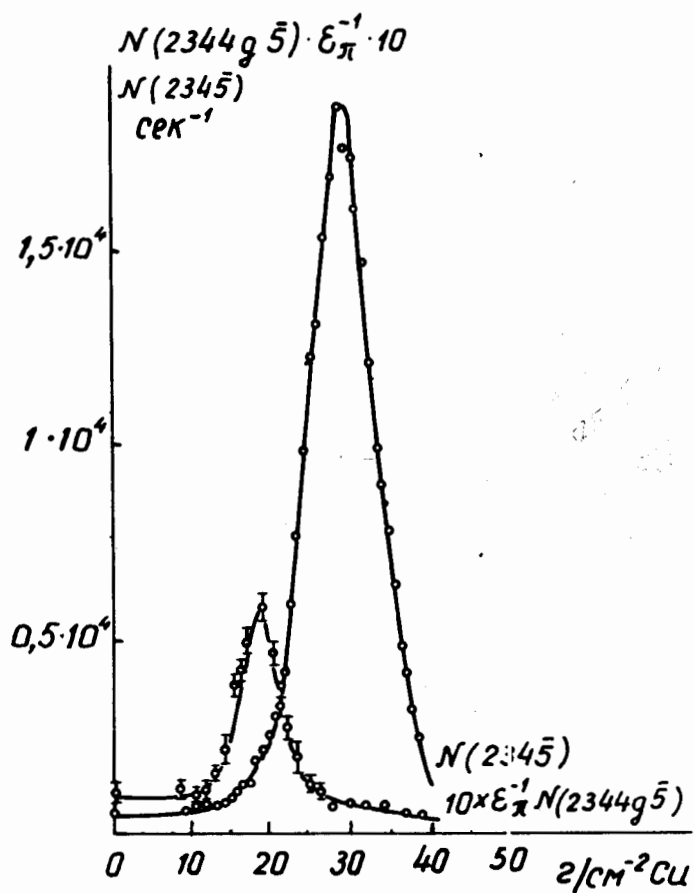


Рис.10. Скорость счета остановок $N(234\bar{5})$ и звездного детектора $N(2344g\bar{5}) \cdot \epsilon_{\pi}^{-1}$ в зависимости от толщины медного поглотителя для мюонного пучка с импульсом 159 Мэв/с ($I_{\phi} = 300\text{а}$).

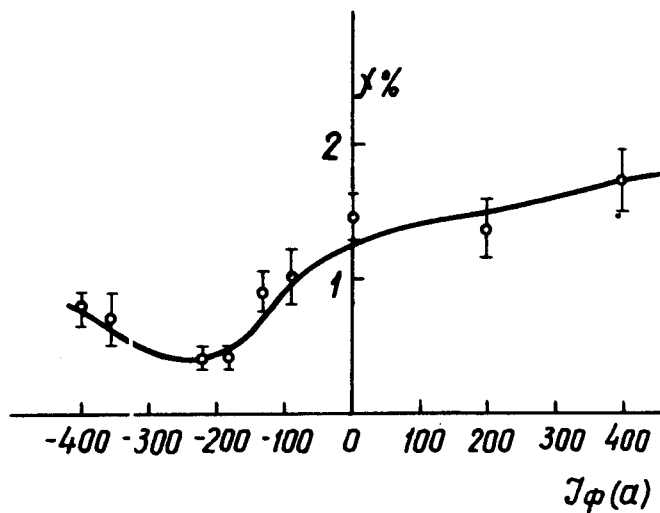


Рис.11. Зависимость примеси пионных остановок X_{π} в максимуме мюонных остановок от тока в фокусирующей линзе.

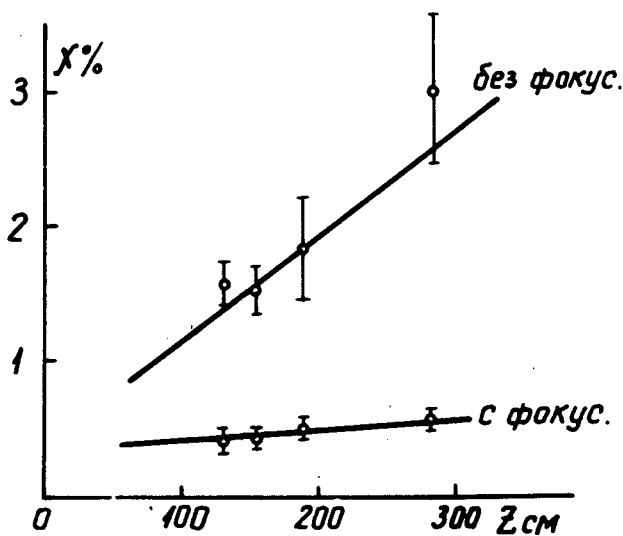


Рис.12. Зависимость величины примеси пионных остановок X_{π} от расстояния до полюса анализирующего магнита с включенной и выключенной фокусирующей линзой ($P_{\mu} = 159$ Мэв/с).

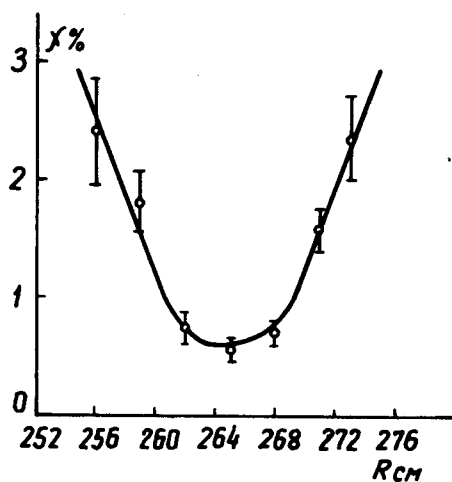


Рис.13. Зависимость примеси пионов X_{π} от положения мишени по радиусу ($\phi = -9^{\circ}$, $I_1 = -160a$, $I_k = 430a$, $P_{\mu} = 159$ Мэв/с).

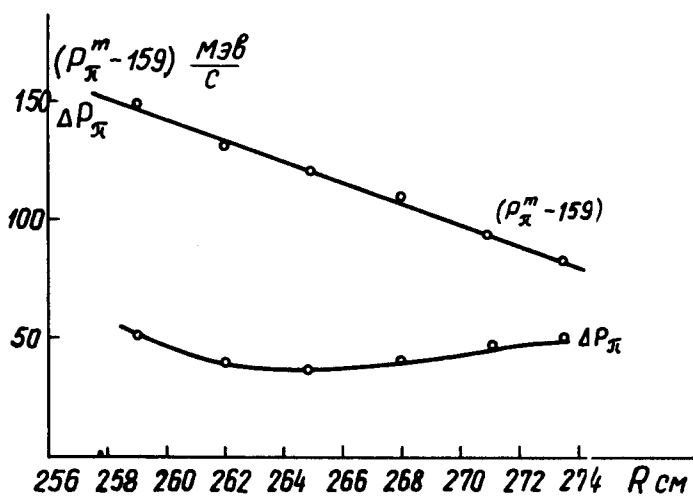


Рис.14. Зависимость ширины пионного пика ΔP_{π} и расстояния между пионными и мюонными пиками ($P_{\pi_{max}} - 159$ Мэв/с) импульсного спектра из канала от положения мишени по радиусу.

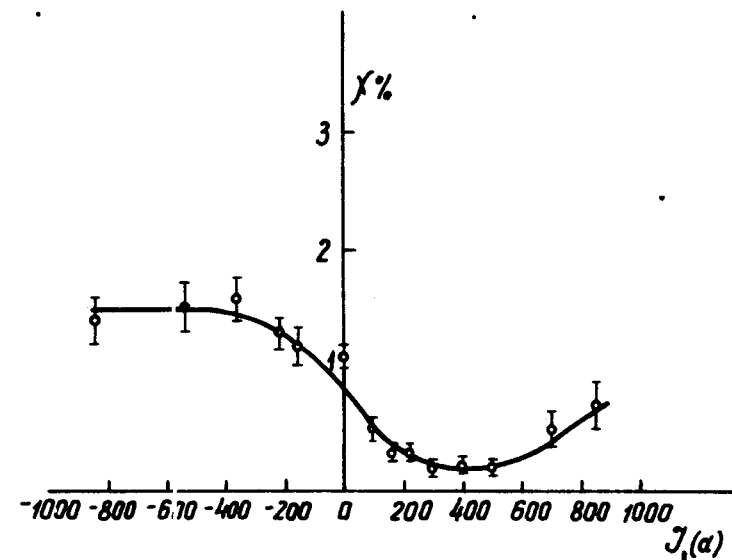


Рис.15. Зависимость примеси пионов в остановках мюонов χ_π от тока первой линзы ($P_\mu = 159$ Мэв/с).

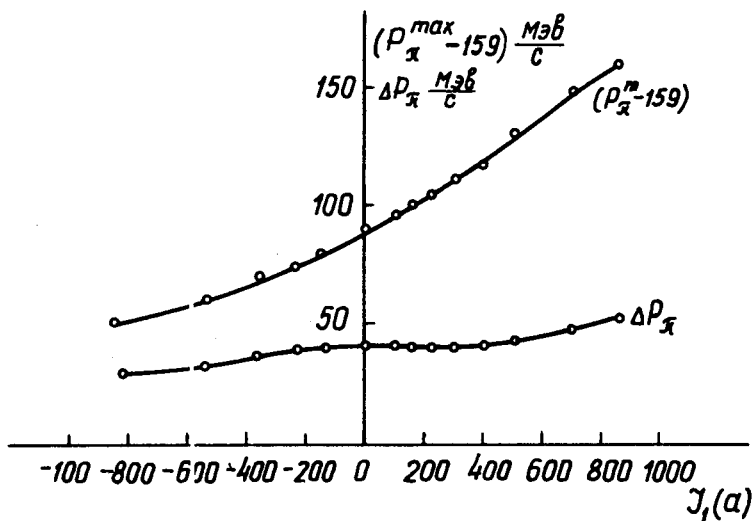


Рис.16. Зависимость ΔP_π и $(P_{\pi \max} - 159 \text{ Мэв/с})$ от тока первой линзы.

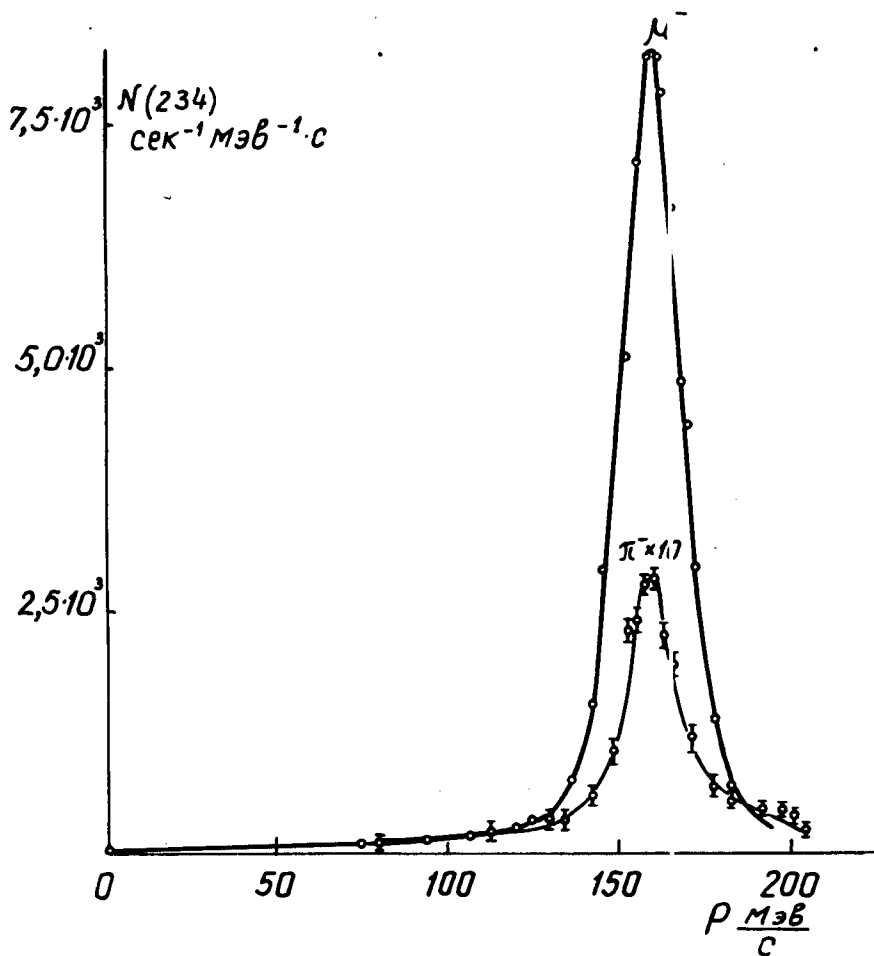


Рис.17. Распределение по импульсам пионов и мюонов в мюонном пучке со средним импульсом 159 МэВ/с.

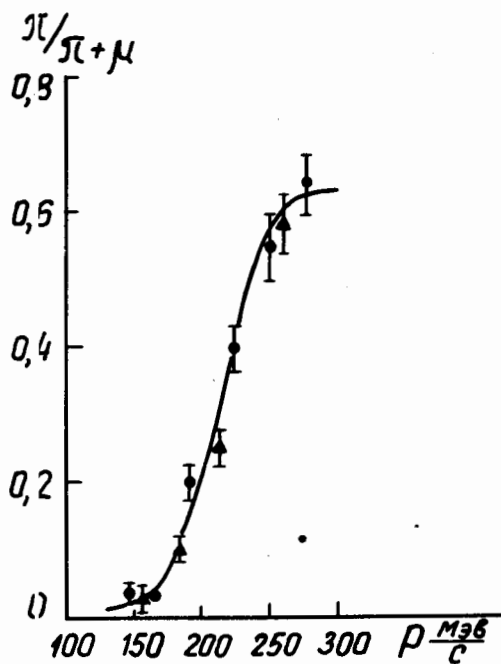


Рис.18. Отношение числа пионов к числу частиц в пучках с разными импульсами, образованными при одном положении мишени ($R = 266,5$ см, $\phi = -9^\circ$, $I_1 = -160a$; $I_k = 430a$, $\uparrow - I_\phi = 0$; $\bullet I_\phi \neq 0$).

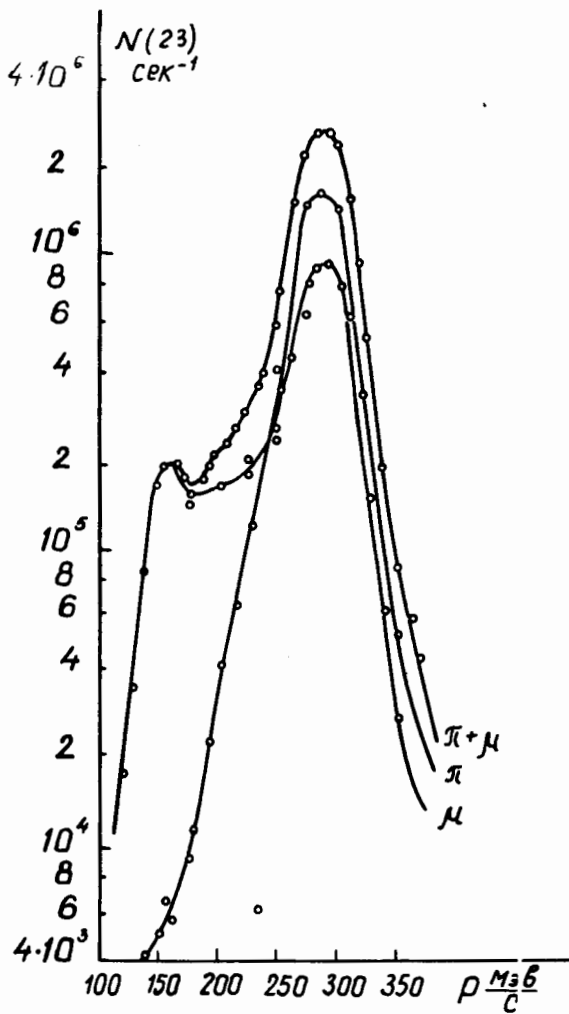


Рис.19. Импульсный спектр пионов и мюонов из канала, полученный по данным рис. 6 и рис. 18.