

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-408(15)-80

К.В.АЛАՅԱԿՅԱՆ, Մ.Ժ.ԱՄԱՐՅԱՆ, Ր.Ա.ԴԵՄԻՐՇՅԱՆ,
Կ.Մ.ԵԳԻՅԱՆ, Մ.Տ.ՕԳԱՆԺՅԱՆՅԱՆ, Յ.Գ.ՇԱՐԱԲՅԱՆ

УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КУМУЛЯТИВНОГО
ФОТОРОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ ("ДЕЙТРОН")

ԵՐԵՎԱՆ 1980 ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-408(15)-80

К. В. АДАНАКЯН, М. ДЖ. АМАРЯН, Р. А. ДЕМИРЧЯН,
К. Ш. ЕГИЯН, М. С. ОГАНДЖАНЫН, Б. Г. ШАРАБЯН,

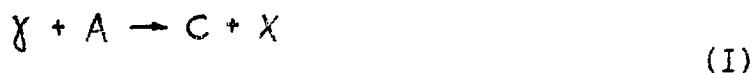
УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИИ КУМУЛЯТИВНОГО
РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ ("ДЕЙТРОН")

Ереван 1980

© *Ереванский физический институт, 1980*

1. Введение

Описываемая установка предназначена для исследования процесса фотофрагментации ядер в инклюзивной реакции



где C - регистрируемая вторичная частица, X - остаточная система .

Основные требования к установке продиктованы поставленной задачей: исследование закономерностей фоторождения кумулятивных π - мезонов и протонов. Эти требования, главным образом, следующие: установка должна: а) позволить проводить измерения выхода реакции (1) в широком диапазоне изменений энергии и угла регистрации частицы, позволяющем переходить из некумулятивной области в кумулятивную (т.е. в кинематически запрещенную область реакции (1) на свободном нуклоне), б) иметь большой аксептанс, так как выход реакции (1) в кумулятивной области довольно маленький, в) вместе с этим обеспечивать необходимые точности измерения параметров реакции (1).

Созданная установка, в основном, удовлетворяет вышеуказанным требованиям.

2. Общее описание установки

На рис. I приведен план установки. Пучок γ -квантов тракта Г-3 Ереванского электронного ускорителя через систему коллиматоров K_1 , K_2 и K_3 фокусируется на физической мишени (М) и иониторируется квантометром (КВ), расположенным в могильнике. Для очищения пучка фотонов от заряженных сопровождений и от ореола после коллиматоров установлены антиореольник и очищающий магнит типа СП-12. От входа СП-12 до могильника трасса пучка (кроме метрового участка около мишени) проходит через вакуумный пучкопровод.

Образованные в мишени частицы регистрируются детектирующими устройствами, расположенными на двух подвижных платформах (ПП). Подвижные платформы по круговым рельсовым путям могут независимо друг от друга поворачиваться вокруг оси, проходящей через центр мишени на 180° . Поворот платформ осуществляется дистанционно.

Мишенное устройство представляет собой диск с 7-ю ячейками, на шести из которых закреплены мишени, одна-свободна. Как данную мишень, так и угол падения γ -пучка на мишень можно менять дистанционно.

Вся информация о всех узлах установки поступает в пультовую комнату, откуда осуществляется питание этих узлов.

Интенсивность пройденного через мишень без взаимодействия фотонного пучка определяется путем измерения полного заряда,

выделенного пучком в квантометре. Измеренный заряд пропорционален величине

$$Q = c \cdot \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \Phi(E) dE \quad , \quad (2)$$

где c - константа данного квантометра, $(E)_{\min}$ - та минимальная энергия, с которой фотоны регистрируются квантометром, $(E)_{\max}$ - энергия электронов в ускорителе, $\Phi(E)$ - спектр Шиффа. Величина Q определяет число обычно используемых эффективных γ - квантов соотношением

$$N_{\gamma} = Q / E_{\max} \quad . \quad (3)$$

Таким образом N_{γ} - это число таких γ -квантов, которые образовались в предположении, что их энергия равна максимально возможной энергии, т.е. энергии электронов в ускорителе. Значение N_{γ} измеряется с ошибками $2 + 3 \%$.

На одной из подвижных платформ расположен пробегный телескоп (ПТ) , позволяющий отождествлять протоны с энергией в интервале 80-300 Мэв и заряженные π - мезоны (без определения заряда) в интервале энергии 45-160 Мэв в угловом интервале 20° - 160° . На второй (ПП) расположен магнитный спектрометр (МС), позволяющий идентифицировать π^{\pm} - мезоны и протоны в импульсных интервалах 0,18-1,5 Гэв/с и 0,5-1,5 Гэв/с, соответственно, в области углов 20° - 120° .

Наличие двух параллельно работающих детектирующих устройств позволяет в значительной степени сэкономить пучковое время и открывает принципиальную возможность проводить эксперименты в совпадении двух конечных продуктов реакции, типа $\gamma A \rightarrow c + b + x$

3. Пробежный телескоп

Пробежный телескоп (рис.2) состоит из пяти сцинтилляционных счетчиков ($C_1 + C_5$) и переменного медного замедлителя (Cu), расположенного между C_1 и C_2 . C_1 служит для определения телесного угла ПТ, счетчики $C_2 - C_5$ служат для отбора событий остановок частиц в счетчике C_4 , путем осуществления совпадений $C_1 + C_2 + C_3 + C_4 - C_5$. Более подробное описание работы и основные характеристики (ПТ) приведены в работе [1]. В качестве примера на рис.3 приведены массовые спектры регистрируемых при помощи (ПТ) заряженных частиц с различными значениями толщины медного замедлителя, т.е. с различными энергиями идентифицируемых частиц. Как видно, пики от протонов и \mathcal{N} -мезонов разделяются почти 100% эффективностью.

При помощи описываемого пробежного телескопа был проведен ряд экспериментов по кумулятивному фоторождению протонов на ядрах, результаты которых опубликованы в работах [2 - 6].

4. Магнитный спектрометр

Магнитный спектрометр установки "Дейтрон" был изготовлен для исследований фотофрагментации ядер в \mathcal{N}^{\pm} -мезоны и протоны в интервале импульсов до 1,5 Гэв/с.

Спектрометр построен на основе самодельного магнита весом 3 тонны. Малый вес магнита позволяет без особых трудностей осуществить поворот спектрометра в интервале углов $0-180^{\circ}$.

В качестве принципа отождествления частиц спектрометром был выбран метод "импульс-скорость".

Импульс измеряется по отклонению траектории частиц в маг-

нитном поле, скорость - по измерению времени прохождения отрезка траектории между фиксированными точками.

4.1. Измерение импульса частицы.

Траекторию частицы в магните можно определить измерением координат в трех точках. В описываемом спектрометре выбраны: одна точка (x_1, y_1) с входной, две точки (x_2, y_2) и (x_3, y_3) с выходной сторон от магнита (рис.4). Спектрометр построен таким образом, что выделяется (измеряется) траектория только с одинаковой кривизной по всему телесному углу (одинаковые импульсы). Выбор данного импульса, таким образом, определяется только выбором напряженности поля.

Импульс частицы определяется по соотношению

$$P = 300 HR = 300 h_0 (\sin \alpha_1 + \sin \alpha_2)^{-1} \cdot H, \quad (4)$$

где h_0 - длина дорожки магнитного поля, P - импульс в Мэв/с, H - напряженность магнитного поля в гс R - радиус кривизны в см, α_1 - угол входа частицы в магнитное поле, α_2 - угол выхода частицы из магнитного поля. Углы α_1 и α_2 нетрудно выразить через измеряемые координаты трех точек. Если α_1 и α_2 небольшие ($\alpha_1; \alpha_2 \ll 1$), как это имеет место в настоящем случае, то из геометрии рис.4 легко получить

$$\alpha_1 = a_1 x_1 + a_2 x_2 + a_3 x_3 \quad (5)$$

$$\alpha_2 = b(x_3 - x_2),$$

где a_0, a_1, a_2 и b постоянные, выраженные через геометрические размеры спектрометра.

Из соотношений (4) и (5) можно получить относительные ошибки измерения импульсов (при $\Delta \alpha, \ll I; \Delta \alpha_2 \ll I$)

$$\Delta P/P = \left[\left(\frac{\Delta \alpha_1}{\alpha} \right)^2 \cdot \left(1 + \frac{\Delta \alpha_1}{\alpha} \right) + \left(\frac{\Delta \alpha_2}{\alpha} \right)^2 \left(1 + \frac{\Delta \alpha_2}{\alpha} \right)^2 \right]^{1/2}$$

$$\Delta \alpha_1 = h_0 \left[a_0^2 \left(\frac{\Delta X_1}{h_0} \right)^2 + a_1^2 \left(\frac{\Delta X_2}{h_0} \right)^2 + a_2^2 \left(\frac{\Delta X_3}{h_0} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (6)$$

$$\Delta \alpha_2 = h_0 \left[\left(\frac{\Delta X_2}{h_0} \right)^2 + \left(\frac{\Delta X_3}{h_0} \right)^2 \right]^{1/2} ,$$

где $\alpha = \frac{h_0}{R}$ постоянная, поскольку R постоянная, ΔX_i (среднеквадратичные) ошибки определения i -той координаты.

Для измерения координат траектории были использованы годоскопы Γ_1 и Γ_2 в точках (x_2, y_2) и (x_3, y_3) и пятиспучка на мишени в точке (x_1, y_1) . Как правило, пучок на мишени имел прямоугольную форму с размерами 1,0 x 1,5 см (т.е. $\Delta X_0 = 1,0$ см). В годоскопическом ряду Γ_1 были использованы сцинтилляционные счетчики с шириной сцинтиллятора $\Delta X_1 = 1,0$ см, а в годоскопе Γ_2 - $\Delta X_2 = 2,0$ см. Если считать приведенные значения как среднеквадратичные разбросы, то по (6) легко вычислить $\Delta P/P$. Для используемого магнита и геометрии расположения элементов системы регистрации $(\Delta P/P)_{min} = 13\%$. Значение $(\Delta P/P)_{min}$ определяется минимально возможным радиусом кривизны в данной конфигурации магнитных полюсов, обеспечивающей телесный угол.

Для оценки телесного угла $\Delta \Omega$ методом Монте-Карло рассчитаны зависимость $\Delta \Omega(P_0)$ от импульса. Результаты приведены на рис.5, согласно которому $\Delta \Omega(P_0) = 1,25 \cdot 10^{-3}$ стр, где P_0 средний (осевой) импульс. Из той же кривой можно определить импульсный аксептанс $\delta P/P$, который для данной кон-

конфигурации системы регистрации (когда радиус кривизны выбран постоянным) совпадает с импульсным разрешением $\delta P/P = \Delta P/P = 13\%$, что хорошо совпадает с результатами расчетов по (6). Для определения абсолютного значения импульса P_0 был использован метод нити. Этим же методом можно определить относительные ошибки $\Delta P/P$. Для этого достаточно при постоянном магнитном поле определить токи через нить для крайних (возможных) траекторий в данном коридоре, определяемом конечными размерами счетчиков годоскопов и пятна пучка на мишени. Такие измерения дали значение $\Delta P/P \approx 13 \pm 1\%$, что хорошо согласуется с расчетными значениями как по Монте-Карло, так и по (6).

Значение $\Delta P/P$ было определено также экспериментально на калибровочном пучке электронов. На рис.6 приведены результаты измерений зависимости числа электронов, регистрируемых спектрометром при постоянном значении энергии электронов на входе спектрометра. Согласно рис.6 $\Delta P/P \approx 14\%$, что хорошо согласуется с расчетными и калибровочными (метод нити) данными.

До сих пор среднеквадратичные разбросы по импульсу были определены без учета многократного рассеяния в веществе на пути частиц. В условиях отсутствия низкоэнергичных пучков протонов (или π^- -мезонов), необходимых для экспериментального определения увеличения $\Delta P/P$ из-за многократного рассеяния, были проведены расчеты по Монте-Карло. На рис.7 приведены распределения расчетных значений радиусов кривизны для двух значений тока в магните (двух значений средних импульсов). Ширины этих кривых обусловлены как разбросами определения значений координат (x, y) , так и многократным рассеянием частиц в веществе.

ж При энергии электронов больше 1 Гэв.

ве на пути частицы. Как видно, для релятивистских протонов ($P_p = 1,3$ Гэв/с) ширина распределения совпадает с шириной распределений на рис.5 и 6, тогда как при $P_p = 0,5$ Гэв/с она увеличивается более чем в два раза. На рис.8 приведены распределения среднеквадратичных разбросов $\Delta P/P$ от среднего значения импульсов P_0 с учетом эффекта многократного рассеяния. Верхняя кривая для протонов, нижняя для π - мезонов. Из кривых следует, что для измерений в области импульсов $P \leq 0,5$ Гэв/с весьма желательно значительно уменьшить количество вещества на пути частиц в спектрометре.

4.2. Регистрирующая система спектрометра

Регистрирующая система (РС) спектрометра представляет собой телескоп из четырех сцинтилляционных счетчиков и из двух годоскопических рядов с 12-ю сцинтилляционными палочками в каждом.

Расположение годоскопов и всех счетчиков показаны на рис.4. Счетчики π_1 , π_2 и весь годоскоп G_1 тщательно были экранированы от рассеянных магнитных полей. Испытания на калибровочном пучке показали, что при изменении напряженности магнитного поля до максимального значения (~ 10 кгс) эффективности этих счетчиков заметно не меняются. В счетчиках π_2 , π_3 и π_4 были использованы фотоумножители ФЭУ-30, а в остальных - ФЭУ-87. Режимы ФЭУ были тщательно отобраны при помощи световых диодов по принципу максимального выхода или наилучшего временного разрешения.

Блок-схема регистрирующей системы МС приведена на рис.9. Схема совпадения (СССС), вырабатывает "мастерный" импульс от

4-х кратного совпадения $\mathbb{L}_1 + \mathbb{L}_2 + \mathbb{L}_3 + \mathbb{L}_4$. Такая же схема совпадения $(\text{СССС})_2$ вырабатывает фоновый "мастерный" импульс с задержками в каналах \mathbb{L}_2 , \mathbb{L}_3 и \mathbb{L}_4 . Двухкратные схемы совпадений $(\text{СС})_1 + (\text{СС})_2$ выделяют события совпадений двух палочек из разных рядов, но одинаковыми номерами (тем самым выделяется данная траектория частицы). Поскольку пары палочек геометрически отклоняются от предыдущих в соответствующих пропорциях и, поскольку магнит не фокусирующий, то все 12 каналов фиксируют одинаковые радиусы, т.е. одинаковые импульсы частиц. Выходные импульсы от 12 схем совпадений поступают на две схемы "ИЛИ". Кратность отбора первого "ИЛИ" равна единице, т.е. сигнал от любой схемы совпадений $(\text{СС})_i$ ($i = 1+12$) дает выходной импульс. Кратность отбора второй схемы "ИЛИ" выбрана равной двум. Пересчетки ПП_1 и ПП_2 непрерывно измеряют число этих событий, соответственно. На опыте требуется, чтобы $N_{\text{ПП}_2}/N_{\text{ПП}_1} < 2\%$. При увеличении этого числа уменьшается интенсивность пучка первичных фотонов.

Выходные импульсы от первого "ИЛИ" через соответствующие задержки поступают на входы схем совпадений $(\text{СС})_{13}$ и $(\text{СС})_{14}$, соответственно, первый из которых выделяет события прохождения через МС частиц с определенным импульсом, а второй то же событие, только в фоновом режиме (на первые входы $(\text{СС})_{13}$ и $(\text{СС})_{14}$ поступают импульсы от $(\text{СССС})_1$ и $(\text{СССС})_2$, соответственно). Выходные импульсы от $(\text{СС})_{13}$ и $(\text{СС})_{14}$ непрерывно измеряются пересчетками $(\text{ПП})_3$ и $(\text{ПП})_4$. Кроме того, выходной сигнал от основного канала $(\text{СС})_{13}$, после специального формирования, поступает в систему измерения времени пролета (СИВП) в качестве управляющего импульса.

4.3. Система измерения времени пролета.

Скорость частицы определяется непосредственным измерением времени прохождения между двумя отдаленными точками. В качестве таких точек были выбраны местоположения счетчиков \mathbb{N}_1 и \mathbb{N}_2 (расстояние 4,5 метра). Импульсы от счетчика \mathbb{N}_2 были использованы в качестве "старт" импульсов, сигналы от счетчика \mathbb{N}_1 - в качестве "стоп" - импульсов. Блок-схема СИВП приведена на рис. 10. Поскольку магнитная система не имеет фокусирующих свойств, для апертуры на расстоянии 4,5 метров от мишени счетчик \mathbb{N}_2 имеет длину 400мм. Поэтому разбросы измеряемого времени, обусловленные длиной сцинтиллятора, составляют 2нс. Это значит, что измерение времени пролета одним ФДУ от \mathbb{N}_2 может иметь разрешение не лучше $\Delta\tau = 2$ нс. Для уменьшения общих временных разбросов (для устранения влияния длины сцинтиллятора \mathbb{N}_2 на $\Delta\tau$) был применен метод компенсации, заключающийся в измерении суммы времен пролета между \mathbb{N}_1 и \mathbb{N}_2 с двух сторон \mathbb{N}_2 (на рис 10, \mathbb{N}_{21} и \mathbb{N}_{22}). Такая сумма времен не зависит от точки прохождения частицы через сцинтиллятор \mathbb{N}_2 . Действительно, если ℓ - расстояние точки сцинтилляции до одного из ФДУ, то значение измеряемых времен

$$\begin{aligned}T_1 &= t_0 + \ell/v \\T_2 &= t_0 + (L - \ell)/v \\T &= T_1 + T_2 = 2t_0 + L/v,\end{aligned}\tag{7}$$

где L - полная длина сцинтиллятора, v - скорость света в сцинтилляторе, t_0 - истинное время пролета частицы. Суммарное время T не зависит от переменного ℓ . (L/v - постоянная).

Промежутки времен T_1 и T_2 измеряются "время-амплитуда" конверторами. Сумма $T=T_1+T_2$ определяется путем сложения амплитуд двух импульсов, линейно зависящих от T_1 и T_2 . Амплитуда суммарного импульса измеряется анализатором АИ-128-2.

Система была тщательно откалибрована на пучке электронов. Чувствительность системы определялась методом задержки "стоп" импульсов на выходе \mathcal{N}_1 . На рис. II приведены спектры амплитуд суммарного импульса, пропорционального T при постоянном токе в магните. Отдельные пики получены при различных задержках "стоп" импульсов прямо на выходе ФЭУ счетчика \mathcal{N}_1 . На рис. I2 показаны зависимости значений каналов под максимумами (рис. II) от времени задержки. Полученная линия позволяет определить чувствительность системы, которая составляет 2,5 канала на 1 нсек. При помощи распределений на рис. II и линии на рис. I2 можно найти разрешающее время СИВП $\Delta t_0 = \pm 0,8$ нсек. Поскольку $\Delta t/t_0 = \Delta \beta/\beta$, то при $\beta = 1$ $\Delta \beta/\beta = \pm 5\%$, при $\beta < 1$, $\Delta \beta/\beta < \pm 5\%$.

4.4. Эффективность регистрации спектрометра

Эффективность регистрации спектрометром определяется как эффективностью отдельных счетчиков, так и относительной временной привязкой.

Эффективности счетчиков $\mathcal{N}_1 - \mathcal{N}_4$ были определены стандартным образом, т.е. путем измерения отношения N_{ci}/N_{ci-1} , где N_{ci} число совпадений всех счетчиков, N_{ci-1} - число совпадений без участия исследуемого счетчика, расположенного так, чтобы до и после него обязательно имелось, по крайней мере, по одному счетчику. Для всех счетчиков эффективность была

$\eta_i \geq 0,95$. Эффективность регистрации составляющих годоскопы Γ_1 и Γ_2 отдельных счетчиков определялась путем установления напряжений ФЭУ и порогов последующих электронных систем таким образом, чтобы весь спектр ионизационных потерь от частиц с минимальной ионизацией, прошедший через самую отдаленную от ФЭУ точку сцинтилляционной палочки, не был обрезан, если управляющий системой измерения этого спектра импульс вырабатывался с учетом исследуемого счетчика.

После установления такого режима была измерена эффективность годоскопов Γ_1 и Γ_2 в целом. Для этого из блоков $CC_1 + CC_2$ на рис.9 были отключены концы от годоскопа $\Gamma_2(1)$, а эти схемы совпадения переведены в режим "ИЛИ". Тогда на выходе блока первого "ИЛИ" (рис.9) появится сигнал при наличии импульса от какого-либо счетчика в годоскопе $\Gamma_2(1)$. При этом выбирался режим загрузок таким образом, чтобы на выходе блока второго "ИЛИ" (рис.9) события не было, т.е. за время, меньшее чем разрешающее время схемы (CC_{13}), через весь годоскоп прошла только одна частица (разрешающее время схем "ИЛИ" на рис.9 составляет около 15 нсек, тогда как то же для CC_{13} - 60 нсек). В таком режиме было определено отношение $N_{ci} / N_{ci r}$, где $N_{ci r}$ число совпадений на выходе CC_{13} . Экспериментальные значения эффективностей годоскопов были $\eta_{r_1} = 0,93$; $\eta_{r_2} = 0,91$. Необходимо отметить, что основной вклад в неэффективность годоскопов ($\eta_r < 1,0$) вносят имеющиеся щели между палочными сцинтилляторами, обусловленные наличием светоизоляторов.

Таким образом, суммарная эффективность регистрации спектрометра, обусловленная эффективностями отдельных счетчиков и

годоскопов составляет $\eta_0 = 0,70$.

Временная привязка отдельных счетчиков и годоскопов должна быть осуществлена по требованию данного эксперимента. Например, если требуется одновременно измерить выход π^+ - мезонов и протонов в импульсном интервале 0,5-1,5 Гэв/с, то необходимо обеспечивать одинаковую эффективность как при минимальном, так и при максимальном времени пролета частиц между счетчиками S_1 и S_2 , равными, соответственно, 15 нсек (π^+ - мезоны с импульсом $P_\pi \geq 0,5$ Гэв/с) и 32 нсек (протоны с импульсом $P_p = 0,5$ Гэв/с), т.е. во временном динамическом диапазоне 17,0 нсек.

На рис.13 приведена схема временной привязки счетчиков $S_1 + S_4$ и годоскопов G_1, G_2 . Как видно, по отношению к счетчику S_1 , все последующие детекторы сдвинуты на некоторый промежуток времени "влево", для компенсации максимального времени пролета на данном отрезке пути. Кроме того, ширина импульсов от счетчиков S_i $t_i = t_{oi} + 2\Delta t$, где t_{oi} - время пролета от S_1 до S_i , а $\Delta t = 5$ нсек. Как показали измерения, при такой временной привязке, эффективность регистрации во временном динамическом диапазоне 17,0 нсек не меняется.

4. Массовые спектры

Идентификация регистрируемых частиц методом "импульс-скорость" осуществляется согласно соотношению $P = m\beta(1-\beta^2)^{-1/2}m[(t_o/t_c)^2 - 1]^{-1/2}$, где t_o и t_c время пролета частицы и света, соответственно. Из этого соотношения следует, что если фиксировать импульс частицы (т.е. ток в магните) и измерить спектр амплитуд выходных

импульсов системы измерения времени пролета, то этот спектр фактически будет массовым спектром регистрируемых частиц.

На рис.14 и 15 приведены массовые спектры, соответственно для положительной и отрицательной полярностей магнитного поля. Для положительно заряженных частиц имеется два четко выделенных пика вплоть до тока I_{6a} , которому соответствует импульс 1,4 Гэв/с. Для отрицательно заряженных частиц заметен только один пик. Необходимо отметить, что спектрометр в принципе позволяет регистрировать как К-мезоны, так и дейтроны, однако для этого необходимо выбрать соответствующий режим регистрирующего устройства.

Спектры на рис.14 имеют одну особенность: с уменьшением импульсов частиц относительная ширина пика протонов расширяется. Это связано с конечным количеством вещества на пути частиц в спектрометре. Действительно, ширины этих спектров определяются среднеквадратичными разбросами измерения масс согласно соотношению

$$\Delta m/m = \left\{ \left(\Delta P/P \right)^2 + \left[1 - \left(t_c/t_0 \right)^2 \right]^{-2} \left(\Delta t_0/t_0 \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (8)$$

Выше было отмечено (см.п.3.1, рис.7 и 8), что с уменьшением импульса ($\Delta P/P$) увеличивается. При этом, ионизационные потери в счетчиках также увеличиваются, но эти потери имеют большие флуктуации, и чем меньше энергия частицы, тем чувствительнее вклад этих флуктуаций в Δt_0 . (хотя относительные разбросы ионизационных потерь уменьшаются при уменьшении энергии).

Таким образом, для уменьшения больших разбросов в спектрах малоэнергичных протонов необходимо уменьшить количество вещества на пути частиц в спектрометре.

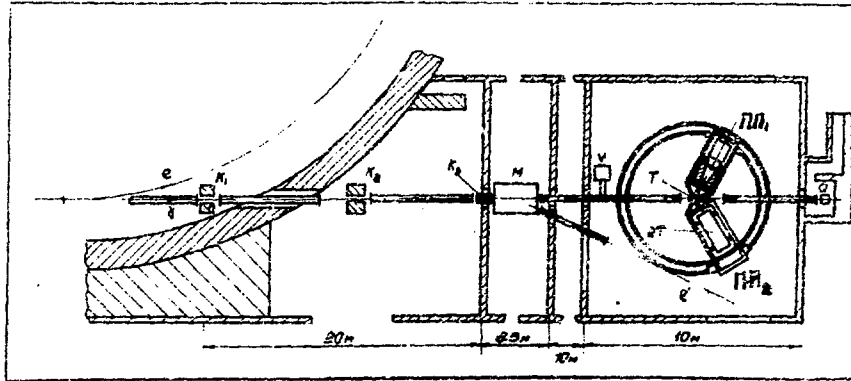


Рис.1

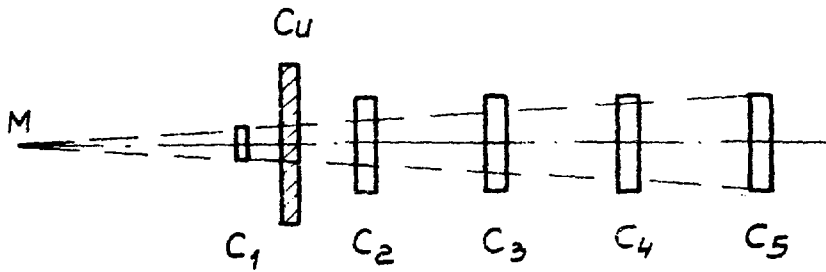


Рис.2

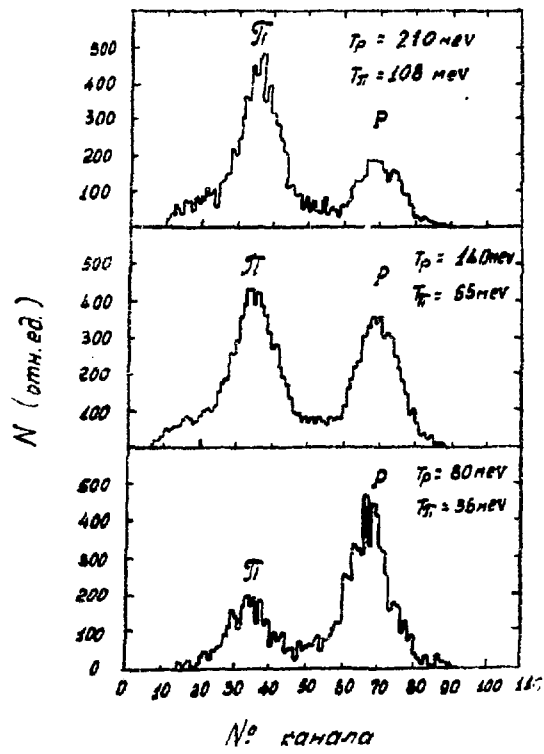


Рис.3

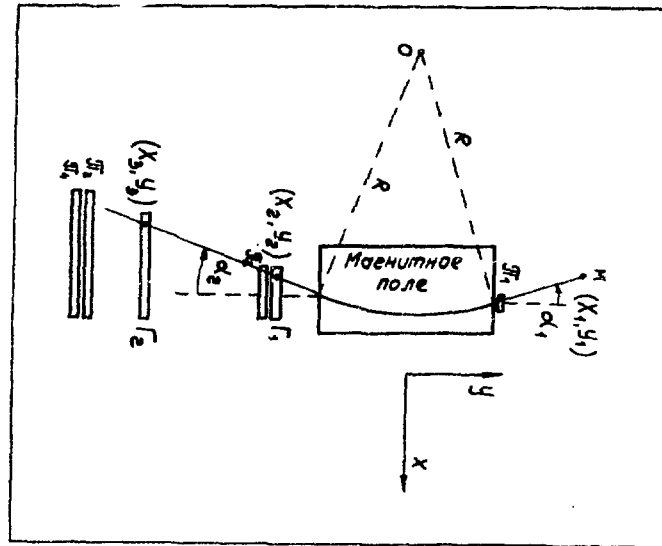


Рис.4

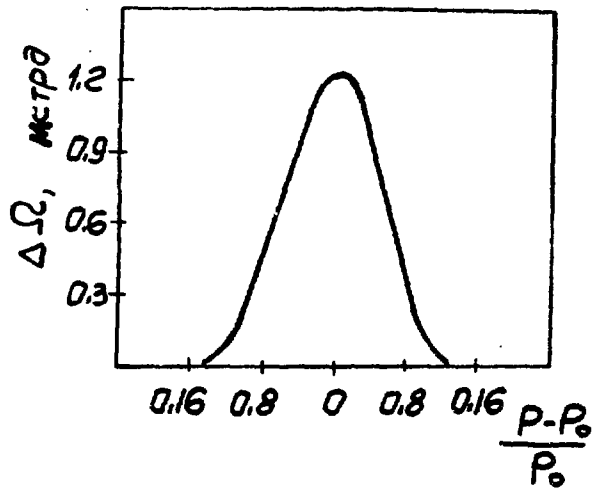


Рис. 5

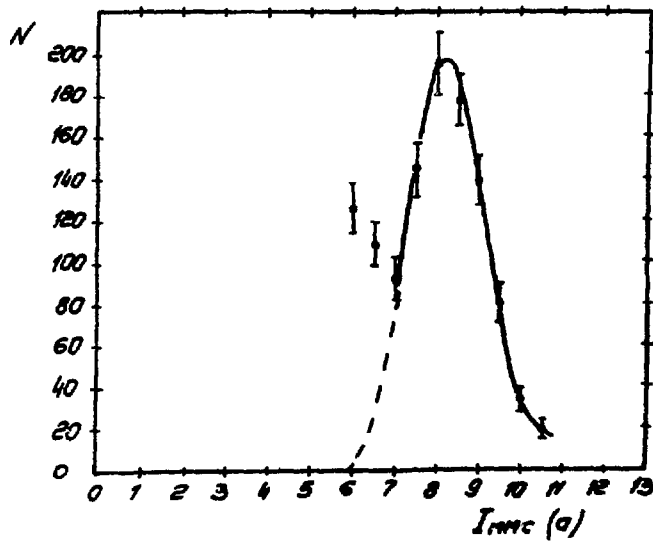


Рис. 6

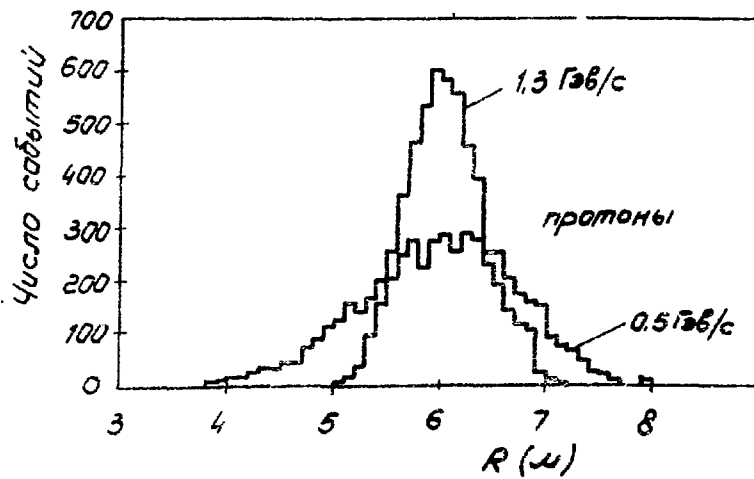


Рис. 7

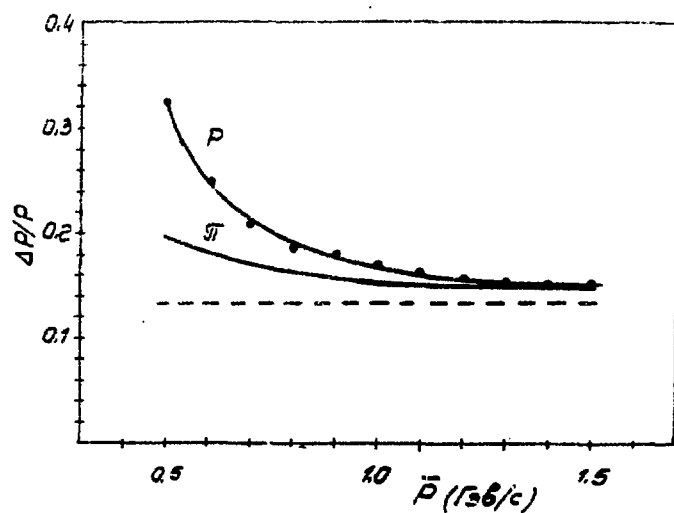


Рис. 8

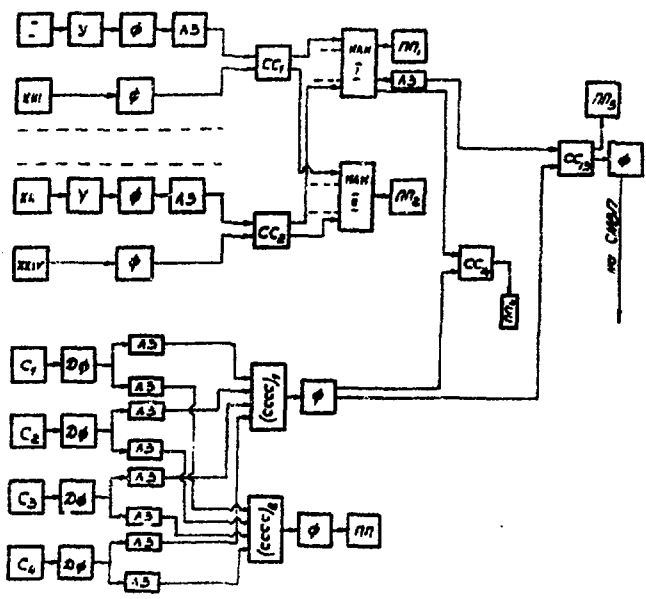


Рис. 9

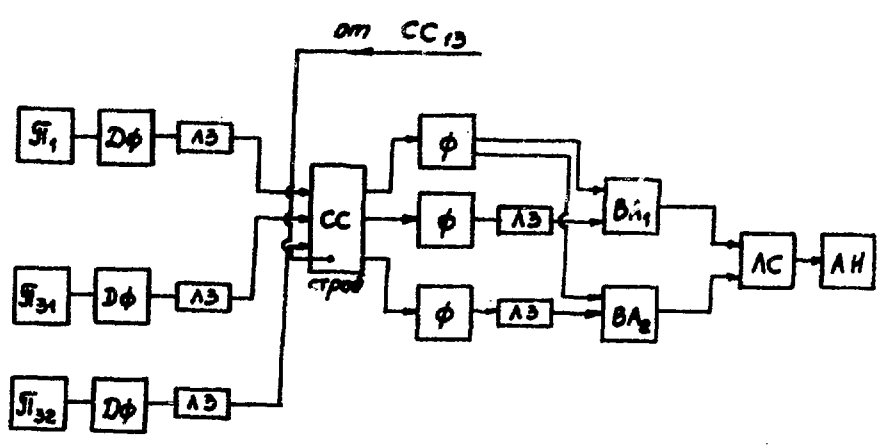


Рис. 10

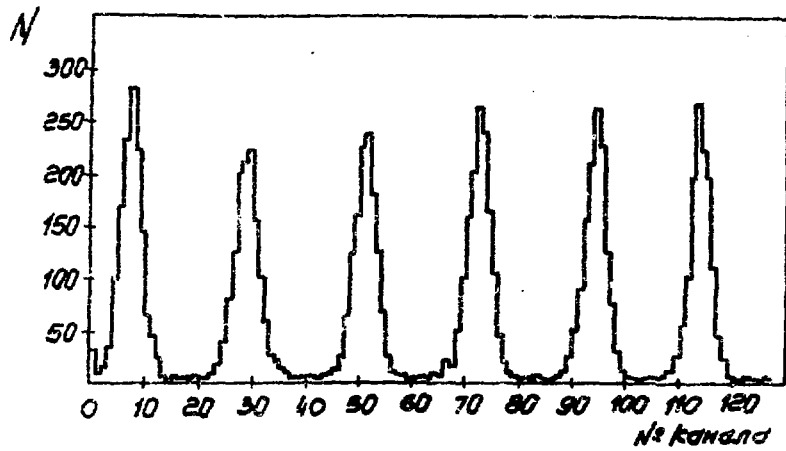


Рис. II

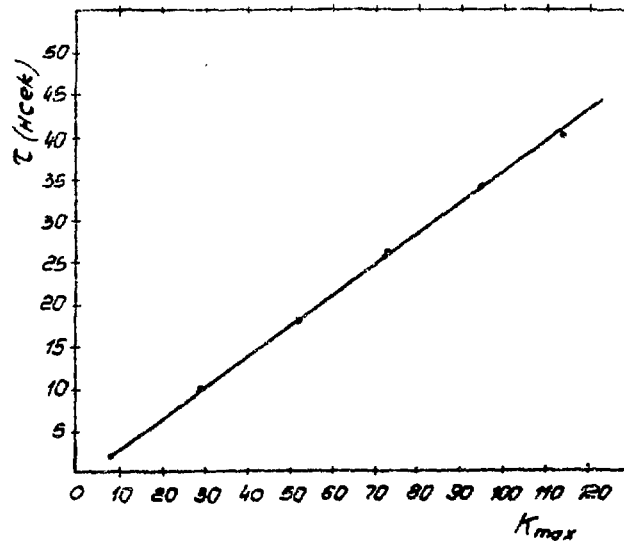


Рис. I2

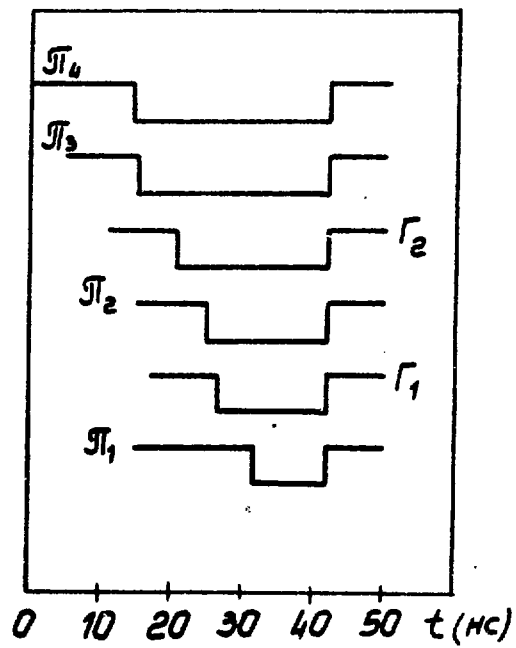


Рис.13

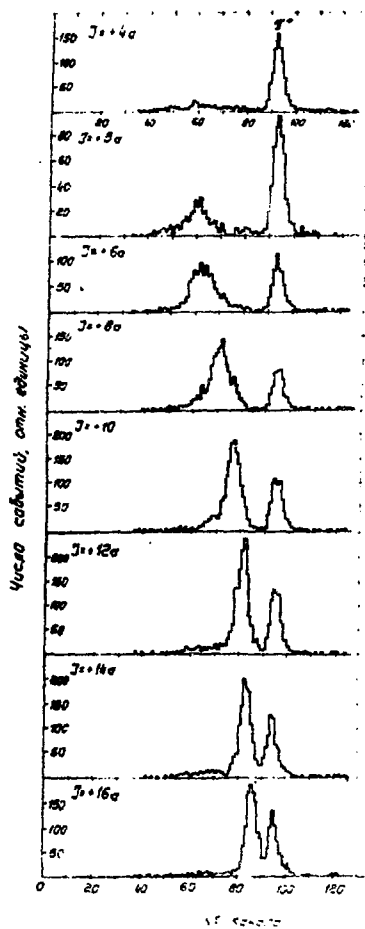


Рис. 14

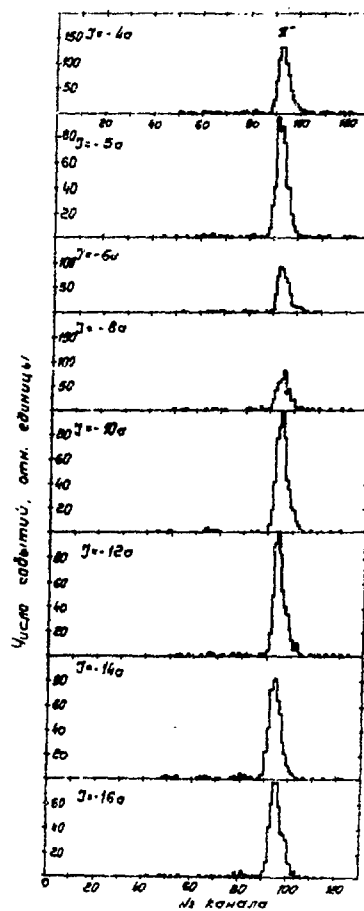


Рис. 15

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 План установки: K_1 , K_2 и K_3 - коллиматоры; T - мишень, Q - квантометр Вильсона; M - очищающий магнит; Π_1 - подвижная платформа детектора протонов; Π_2 - подвижная платформа магнитного спектрометра.
- Рис.2 Пробежный телескоп: C_1 , C_2 , C_3 , C_4 , C_5 - сцинтилляционные счетчики; C_u - переменный замедлитель из меди; M - мишень.
- Рис.3 Ионизационные потери (массовые спектры) частиц в счетчике C_2 . Пороги дискриминаторов C_3 и C_4 , соответственно в 3 и 4 раза выше "минимальных".
- Рис.4 Схема определения траектории частицы, прошедшей через магнитное поле: (x_1, y_1) - координата мишени, R - радиус кривизны траектории в магнитном поле; α_1 и α_2 - углы входа и выхода; (x_2, y_2) и (x_3, y_3) - точки на траектории частицы после отклонения в магните, Γ_1 , Γ_2 - гадоскопы, Π_1 и Π_2 - сцинтилляционные счетчики.
- Рис.5 Зависимость телесного угла регистрации от импульса частиц в МС.
- Рис.6 Кривая импульсного распределения, полученная на пучке электронов (см. текст)
- Рис.7 Расчетные по Монте-Карло распределения радиуса кривизны траектории в магнитном поле спектрометра с учетом многократного рассеяния для двух значений среднего импульса.

Рис.8 Зависимость среднеквадратичных разбросов $\Delta P/P$ от среднего импульса \bar{P} с учетом многократного рассеяния. Верхняя сплошная линия для протонов, нижняя сплошная линия для π^- -мезонов, пунктирная линия - для отсутствия многократного рассеяния.

Рис.9 Блок-схема регистрирующей системы МС; $\mathbb{A}_1 + \mathbb{A}_4$ - сцинтилляционные счетчики, I-XXIV - годоскопические счетчики, У - усилители, Ф - формирователи, (ДФ) - дискриминаторы формирователи, ЛЗ - линии задержки, (СССС) и СС - четырех и двухкратные схемы совпадений, ПП - пересчетные приборы.

Рис.10 Блок-схема системы измерения времени пролета: \mathbb{A}_1 , \mathbb{A}_{31} , \mathbb{A}_{32} - счетчики, Ф-формирователь, ДФ - дискриминаторы-формирователи, ЛЗ - линии задержки, СС-схема совпадений, ВА₁ и ВА₂ - время амплитудные преобразователи, ЛС-линейный сместитель, АИ-анализатор импульсов.

Рис.11 Спектры времени пролета для π^- -мезонов с энергией 1 Гэв, полученные при различных задержках между "стоп" - и "старт" - импульсами.

Рис.12 Калибровочная кривая системы измерения времени пролета: зависимость номера канала под максимумом пика от времени задержки.

Рис.13.Схема временной привязки счетчиков $\mathbb{A}_1 - \mathbb{A}_4$ и годоскопов Γ_1 , Γ_2 .

Рис.14 Время-амплитудные (массовые) спектры частиц, полученные при положительной полярности тока в магните (МС).

Рис.15 То же, что на рис.14, только при отрицательной полярности тока в магните (МС)

индекс 3624