

Д-321

20/1-69

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1 - 4156



А.В.Демьянов, А.А.Кропин, В.С.Роганов

ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКОВ МЕЗОННОГО КАНАЛА

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1968

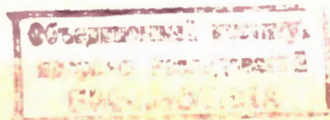
1 - 4156

7640/2 чф.

А.В.Демьянов, А.А.Кропин, В.С.Роганов

ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКОВ МЕЗОННОГО КАНАЛА

Направлено в ПТЭ



В в е д е н и е

В последние годы значительно расширилась область исследований на мезонных пучках. Постановка новых экспериментов приводит к необходимости качественного улучшения пучков частиц. В первую очередь это относится к чистоте пучков, их интенсивности, энергетическому разбросу. Однако и геометрические характеристики пучка - его размеры, расходимость и пространственная локализация - весьма существенны в экспериментальных исследованиях.

Требования к геометрии пучков очень разнообразны. В одних экспериментах необходимы фокусировка частиц на мишень и минимальные размеры пучка, в других - наименьшая его расходимость. Много исследований проводится с остановившимися частицами, и нужны сведения об изменении геометрических характеристик пучка, вносимых поглотителями. Поэтому на пучках размещаются устройства, которые управляют их геометрическими характеристиками, формируют их.

В данной работе рассматриваются вопросы формирования пучков мезонного канала синхроциклотрона ОИЯИ. Вначале описывается фокусировка мезонов в канале, затем формирование пучков квадрупольными, расположенными перед анализирующим магнитом и на его выходе, а также изменения геометрических характеристик пучков при замедлении частиц в поглотителях.

Фокусировка мезонов в канале

Мезонный канал /1/ синхроциклотрона ОИЯИ состоит из 14 дублетов квадрупольных линз и анализирующего магнита. Непрерывная фокусировка вдоль канала происходит на основе принципа жесткой фокусировки /2/ в периодической структуре из квадрупольных магнитов, при этом в соседних линзах плоскости фокусировки повернуты относительно друг друга на 90° . Период структуры образуется из пары линз (дефокусирующей и фокусирующей в одном направлении), разделенных промежутком.

Вопросы фокусировки частиц в подобной системе теоретически достаточно подробно изучены /2,3,4,5/. В этих работах движение частиц в одной плоскости фокусировки рассматривается независимо от движения в другой. Конструктивная особенность мезонного канала синхроциклотрона ОИЯИ состоит в том, что плоскости фокусировки 14 дублетов повернуты относительно плоскостей фокусировки (горизонтальной и вертикальной) анализирующего магнита на 45° и для всей системы в целом движение частиц в каждой из этих плоскостей нельзя описывать независимо. Ниже дается рассмотрение фокусировки частиц в мезонном канале с учетом этого обстоятельства.

Для квадрупольных магнитов поле H между полюсами в форме гиперболических цилиндров описывается (в первом приближении) выражениями:

$$H_x = \pm g y, \quad H_y = \pm g x, \quad H_z = 0;$$

где $g = H_0 a^{-1}$ - градиент магнитного поля, H_0 - величина магнитного поля на поверхности полюса, $2a$ - апертура линзы, ось z которой направлена по оси канала. Движение частиц в таком поле описывается уравнениями:

$$x'' + K^2 x = 0, \quad y'' - K^2 y = 0,$$

где $K^2 = g e P^{-1}$, e - заряд частицы, P - ее импульс. Решение этих уравнений с помощью матричного формализма можно записать в таком виде:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} x \\ x' \end{bmatrix} &= [m_f] \begin{bmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{bmatrix}, & \begin{bmatrix} y \\ y' \end{bmatrix} &= [m_d] \begin{bmatrix} y_0 \\ y'_0 \end{bmatrix}, \\ [m_f] &= \begin{bmatrix} f_{11} & f_{12} \\ f_{21} & f_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos K\ell & K^{-1} \sin K\ell \\ -K \sin K\ell & \cos K\ell \end{bmatrix}, \\ [m_d] &= \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} \\ d_{21} & d_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \operatorname{ch} K\ell & K^{-1} \operatorname{sh} K\ell \\ K \operatorname{sh} K\ell & \operatorname{ch} K\ell \end{bmatrix}, \end{aligned}$$

где x_0, y_0 и x'_0, y'_0 — координаты и наклон траектории на входе в линзу, а x, y и x', y' — на выходе линзы, $[m_f]$ и $[m_d]$ — матрицы передачи для фокусирующего (x) и дефокусирующего (y) направлений в линзе с эффективной длиной ℓ .

Матрица передачи $[m]$ через структурный период, состоящий из двух линз, разделенных промежутком без поля длиной s , находится перемножением соответствующих матриц:

$$[m] = [m_f] [s] [m_d] [s], \quad [s] = \begin{bmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

Отсюда находим:

$$\begin{aligned} m_{11} &= f_{11} (d_{11} + s d_{21}) + f_{12} d_{21}, & m_{12} &= f_{11} (2d_{11}s + d_{12} + s^2 d_{21}) + f_{21} (d_{21}s + d_{11}), \\ m_{21} &= f_{21} (d_{11} + s d_{21}) + f_{11} d_{21}, & m_{22} &= f_{21} (2d_{11}s + d_{12} + s^2 d_{21}) + f_{11} (d_{21}s + d_{11}). \end{aligned}$$

Матрица передачи $[T]$ через n периодов находится из матрицы передачи через один период $[T] = [m]^n$ и

$$T_{11}(n) = \sin^{-1} \mu \{ m_{11} \sin n\mu - \sin(n-1)\mu \}, \quad T'_{12}(n) = (\sin^{-1} \mu) m_{12} \sin n\mu,$$

$$T_{22}(n) = \sin^{-1} \mu \{ m_{22} \sin n\mu - \sin(n-1)\mu \}, \quad T'_{21}(n) = (\sin^{-1} \mu) m_{21} \sin n\mu,$$

$$\cos \mu = 1/2 (m_{11} + m_{22}).$$

Движение в такой системе устойчиво, если $1/2(m_{11} + m_{22}) < 1$. Смещение траектории от оси и наклон траектории после прохождения частицей n периодов определяется выражением:

$$x(n) = T_{11}(n)x_0 + T_{12}(n)x'_0, \quad x'(n) = T_{21}(n)x_0 + T_{22}(n)x'_0.$$

Наибольшего отклонения частица достигает в фокусирующей линзе, и апертурные ограничения наступают именно в ней. Для определения границ области захвата в фазовой плоскости (x, x') , внутри которой частицы удерживаются в канале, определяется тот период n_0 , где отклонение траектории частицы от оси максимально, и для этого значения n_0 должно быть $x(n_0) < a_0$ (a_0 - ограничивающая квадратная полуапертура, $a_0 < a$). Полагая n непрерывной переменной из условия $dx(n)/dn=0$, получаем:

$$\operatorname{tg} n_0 \mu = (x_0 \sin \mu)^{-1} \{ (m_{11} - \cos \mu)x_0 + m_{12}x'_0 \}.$$

Подстановка этого значения n_0 в выражение для $x(n)$ позволяет разделить эллипс, ограничивающий область захвата частиц в фазовой плоскости (x', x) , расположенной за фокусирующей линзой:

$$F_0 x'^2 + 2F_1 x x' + F_2 x^2 = F_3$$

где

$$F_0 = 1 - m_{11} m_{22}, \quad F_1 = 1/2(m_{11} - m_{22}) m_{12},$$

$$F_2 = m_{12}^2, \quad F_3 = 0,25 a_0^2 \{ 1 - (m_{11} + m_{22})^2 \}.$$

Нет причин, чтобы в других точках периода, а не за фокусирующей линзой, отклонение траектории превосходило $x(n_0)$. Поэтому границы фазовой области в любой точке вдоль оси находятся из этого эллипса. Если точка (x_1, x'_1) в фазовой плоскости, расположенной в произвольной точке на оси канала, связана с точкой $\{x(n_0), x'(n_0)\}$ матрицей передачи $[n]$, т.е.

$$\begin{bmatrix} x(n_0) \\ x'(n_0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} n_{11} & n_{12} \\ n_{21} & n_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ x'_1 \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} x_1 \\ x'_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} n_{22} & -n_{12} \\ -n_{21} & n_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x(n_0) \\ x'(n_0) \end{bmatrix}.$$

то коэффициенты эллипса N_0 , N_1 , N_2 в этой фазовой плоскости (x_1, x_1') вычисляются через коэффициенты F_0, F_1, F_2 :

$$\begin{bmatrix} N_0 \\ N_1 \\ N_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} n_{11}^2 & 2n_{21}n_{11} & n_{21}^2 \\ n_{12}n_{11} & n_{21}n_{12} + n_{11}n_{22} & n_{21}n_{22} \\ n_{22}^2 & 2n_{12}n_{22} & n_{22}^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_0 \\ F_1 \\ F_2 \end{bmatrix}, \quad N_3 = F_3.$$

В частности, для эллипса за дефокусирующей линзой коэффициенты D_0, D_1, D_2 находятся при использовании соотношений:

$$n_{11} = \frac{d}{s+d}, \quad n_{22} = -\left(\frac{d}{s+d}\right), \quad n_{21} = -\frac{d}{s+d}, \quad n_{12} = \frac{d}{s+d}.$$

Форма эллипса зависит от g, P, a_0, s, ℓ . В линзах мезонного канала $a = 10$ см, $\ell = 32,5$ см, $s = 17,5$ см. Для одного из режимов работы $g = 500$ э.см⁻¹ и в канал захватываются пионы со средним импульсом 260 Мэв.с⁻¹.

На рис. 1 и 2 приведены эллипс (F) за фокусирующей и эллипс (D) за дефокусирующей линзами в (x_1, x_1') и (y_d, y_d') фазовых плоскостях для пионов с импульсом 260 Мэв.с⁻¹. Поскольку коэффициенты эллипса зависят от g/P , форма эллипса не изменится и для другого среднего импульса, если одновременно изменить градиенты в линзах. Мюоны, образовавшиеся от распада пионов в канале, удержатся в канале лишь в том случае, если координаты и наклон их траекторий окажутся в фазовом эллипсе, соответствующем мюонному импульсу и градиенту в линзах. На рис. 1 и 2 также показаны эллипсы (F) и (D) для мюонов с импульсом 158 Мэв.с⁻¹ и $g = 500$ э.см⁻¹. Однако вычисление эффективности канала к фокусировке мюонов не входит в задачу данной работы.

Для разделения мюонов от пионов и импульсного анализа канал заканчивается анализирующим магнитом, продолжающим фокусировку частиц. Магнит состоит из трех секций, знакопередающихся по градиенту. Первая секция фокусирует частицы в вертикальной плоскости и дефокусирует в горизонтальной. Из-за конструктивных особенностей линз кана-

ла, вызванных узостью амбразуры в четырехметровой защитной стене, плоскости фокусировки магнита наклонены под углом 45° к плоскостям системы дублетов. Рассмотрим сначала фокусировку тремя секциями магнита, а затем всем каналом в целом.

Уравнения движения в секторном поле с постоянным градиентом даются выражениями

$$\frac{d^2 y}{d\Omega^2} + n y = 0, \quad \frac{d^2 x}{d\Omega^2} + (1-n)x = 0, \quad n = \rho g B^{-1},$$

где y - координата в вертикальной плоскости, x - отклонение от равновесной орбиты радиуса ρ в горизонтальной плоскости, Ω - угловая координата, B - вертикальная составляющая поля в медианной плоскости. Решения уравнения для движения в фокусирующей секции ($1-n > 0$) в горизонтальной плоскости записывается в виде:

$$\begin{bmatrix} x \\ x' \\ \delta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_{11} & F_{12} & F_{13} \\ F_{21} & F_{22} & F_{23} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ \delta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \sqrt{1-n} \Omega & (\rho \sin \sqrt{1-n} \Omega) / \sqrt{1-n} & \rho(1-\cos \sqrt{1-n} \Omega) / 1-n \\ (-\sqrt{1-n} \sin \sqrt{1-n} \Omega) / \rho & \cos \sqrt{1-n} \Omega & (\sin \sqrt{1-n} \Omega) / \sqrt{1-n} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ \delta \end{bmatrix},$$

где $\delta = \Delta R / R$. Для дефокусирующей секции ($1-n < 0$) тригонометрические функции заменяются на гиперболические, $\sqrt{1-n}$ - на $\sqrt{n-1}$, а в элементах (13) и (21) изменяются знаки. Матрица передачи $[M_x]$ через три секции магнита в горизонтальной плоскости получается из матриц передачи через секции:

$$[M_x] = [D_x][S][F_x][S][D_x].$$

Отсюда

$$M_{x_{11}} = (D_{x_{11}}^2 + D_{x_{12}} D_{x_{21}}) A_x + D_{x_{11}} D_{x_{21}} B_x + D_{x_{11}} D_{x_{12}} F_{x_{21}} = M_{x_{22}},$$

$$M_{x_{21}} = 2D_{x_{21}} D_{x_{11}} A_x + D_{x_{21}}^2 B_x + D_{x_{11}}^2 F_{x_{21}},$$

$$M_{x_{12}} = 2D_{x_{11}} D_{x_{12}} A_x + D_{x_{11}}^2 B_x + D_{x_{12}}^2 F_{x_{21}},$$

$$M_{x_{13}} = D_{x_{11}} (A_x D_{x_{13}} + B_x D_{x_{23}} + F_{x_{18}} + F_{x_{23}}) + D_{x_{12}} (A_x D_{x_{23}} + D_{x_{13}} F_{x_{21}} + F_{x_{23}}) + D_{x_{13}},$$

$$M_{x_{23}} = D_{x_{21}} (B_x D_{x_{23}} + A_x D_{x_{13}} + F_{x_{18}} + s F_{x_{23}}) + D_{x_{11}} (A_x D_{x_{23}} + D_{x_{13}} F_{x_{21}} + F_{x_{23}}) + D_{x_{23}},$$

$$A_x = F_{x_{11}} + s F_{x_{21}}, \quad B_x = s (F_{x_{11}} + A_x) + F_{x_{12}}.$$

Для вертикальной плоскости выражение аналогично, но D_{11} заменяется на F_{11} и $\sqrt{n-1}$ на \sqrt{n} , при этом

$$M_{y_{13}} = M_{y_{23}} = 0, \quad [M_y] = [F_y][s][D_y][s][F_y].$$

В этих выражениях s - расстояние между эффективными границами полей секторов магнита.

Матрица передачи между последней линзой четырнадцатого дублета и детектором $[K] = [s_0][M][s_0]$ имеет вид:

$$K_{11} = M_{11} + s_0 M_{21}, \quad K_{22} = M_{11} s_0 + M_{12} + s_0 (M_{21} s_0 + M_{23}), \quad K_{21} = M_{21},$$

$$K_{22} = M_{21} s_0 + M_{22}, \quad K_{13} = M_{13} + s_0 M_{23}, \quad K_{23} = M_{23},$$

где s_0 - расстояние между последней линзой и первой секцией магнита, такое же расстояние от последней секции до детектора.

Рассмотрение движения частиц в системе дублетов и в анализирующем магните в двух фазовых плоскостях производится независимо, если координатные плоскости совпадают с плоскостями фокусировки. Описание движения в каждой из двух произвольно выбранных фазовых плоскостей не может происходить независимо от описания в другой, поэтому необходимо использовать четырехрядные матрицы вместо двухрядных. В нашем случае плоскости фокусировки системы дублетов повернуты на 45° относительно плоскостей фокусировки магнита, совпадающих с вертикальной и горизонтальной плоскостями. Поэтому для описания фокусировки в полной системе

в горизонтальной и вертикальной плоскостях следует преобразовать фазовый эллипс системы дублетов из координатной системы линз в координатную систему магнита.

В системе магнита координаты траекторий частиц на выходе

(x_2, x_2', y_2, y_2') определяются по координатам на входе (x_1, x_1', y_1, y_1')

матрицей передачи $[M]^\mu$:

$$\begin{bmatrix} x_2 \\ x_2' \\ y_2 \\ y_2' \end{bmatrix} = [M]^\mu \begin{bmatrix} x_1 \\ x_1' \\ y_1 \\ y_1' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K_{x_{11}} & K_{x_{12}} & 0 & 0 \\ K_{x_{21}} & K_{x_{22}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & K_{y_{11}} & K_{y_{12}} \\ 0 & 0 & K_{y_{21}} & K_{y_{22}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_1' \\ y_1 \\ y_1' \end{bmatrix}.$$

Поворот координатных осей системы дублетов (x_f, x_f', y_d, y_d')

к осям магнита (x_1, x_1', y_1, y_1') можно осуществить, используя оператор поворота $[R]$:

$$\begin{bmatrix} x_1 \\ x_1' \\ y_1 \\ y_1' \end{bmatrix} = [R] \begin{bmatrix} x_f \\ x_f' \\ y_d \\ y_d' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \phi & 0 & \sin \phi & 0 \\ 0 & \cos \phi & 0 & \sin \phi \\ -\sin \phi & 0 & \cos \phi & 0 \\ 0 & -\sin \phi & 0 & \cos \phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_f \\ x_f' \\ y_d \\ y_d' \end{bmatrix},$$

где $\phi = 45^\circ$. Таким образом:

$$\begin{bmatrix} x_2 \\ x_2' \\ y_2 \\ y_2' \end{bmatrix} = [M]^\mu [R] \begin{bmatrix} x_f \\ x_f' \\ y_d \\ y_d' \end{bmatrix} \quad \text{и} \quad \begin{bmatrix} x_f \\ x_f' \\ y_d \\ y_d' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \pi_{11} & \pi_{12} & \pi_{13} & \pi_{14} \\ \pi_{21} & \pi_{22} & \pi_{23} & \pi_{24} \\ \pi_{31} & \pi_{32} & \pi_{33} & \pi_{34} \\ \pi_{41} & \pi_{42} & \pi_{43} & \pi_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_2 \\ x_2' \\ y_2 \\ y_2' \end{bmatrix}.$$

Отсюда можно получить выражение для эллипсов захвата (F) и (D)

в координатах (x_2, x_2', y_2, y_2') и проекции этих эллипсов в горизон-

тальной (x_2, x_2') и вертикальной (y_2, y_2') фазовых плоскостях.

Для проекции (F) — эллипса в горизонтальной плоскости находим:

$$\begin{bmatrix} F_{x_0} \\ F_{x_1} \\ F_{x_2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \pi_{11}^2 & 2\pi_{11}\pi_{21} & \pi_{21}^2 \\ \pi_{11}\pi_{12} & \pi_{21}\pi_{12} + \pi_{11}\pi_{12} & \pi_{21}\pi_{22} \\ \pi_{12} & 2\pi_{12}\pi_{22} & \pi_{22}^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_0 \\ F_1 \\ F_2 \end{bmatrix}.$$

Аналогичное соотношение получаем для проекции (D) — эллипса в горизонтальной плоскости $(D_{x_0}, D_{x_1}, D_{x_2})$, но в матрице преобразования элементы π_{ij} заменяются на $\pi_{i+2, j}$. Проекции $(F_{y_0}, F_{y_1}, F_{y_2})$ и $(D_{y_0}, D_{y_1}, D_{y_2})$ в вертикальной плоскости находятся аналогично, но в матрице вместо π_{ij} пишется $\pi_{1, j+2}$ для (F) — эллипса и $\pi_{i+2, j+2}$ для (D) — эллипса.

Магнитные измерения показали, что эффективная длина секции анализирующего магнита равна 59 см при таком расположении секций, когда обмотки находятся на минимально возможном расстоянии друг от друга. В этом случае расстояние между эффективными границами полей $s = 27$ см и $a = 8,0$, $\rho = 144$ см, $s_0 = 15$ см. Уравнения эллипсов (F) и (D) были получены при использовании этих величин.

Для определения доли интенсивности пучка, падающей на детектор, нужно отобразить детектор в фазовую плоскость, расположенную на входе или выходе магнита и сравнить это отображение с соответствующими фазовыми эллипсами. Отображение детектора 10×10 см², расположенного на расстоянии 70 см от полюса магнита, в горизонтальной плоскости на выходе магнита показано на рис. 3, где также приведены эллипсы (F) и (D) для пионов с импульсом 260 Мэв.с⁻¹. С помощью матрицы передачи $[\pi]$ детектор можно отобразить и на входную плоскость магнита. Это отображение в вертикальной входной плоскости магнита за четырнадцатым дублетом показано на рис. 4, где также приведены пионные (F) — и (D) — эллипсы. Из рис. 3 и 4 видно, что значительная доля (около 0,75) частиц, прошедших магнит, не попадает в детектор. Необходима дополнительная фокусировка для сокращения этих потерь.

Формирование пучков канала квадруполом
на входе в анализирующий магнит

Для изучения пространственного распределения и расходимости пучков использовалась система из двух счетчиков ($1 \times 1 \times 5 \text{ см}^2$ и диаметром 10 см, толщиной 1 см), включенных на совпадение. Счетчики перемещались в горизонтальной и вертикальной плоскостях на различных расстояниях от магнита.

Распределения, полученные экспериментально, сравнивались с распределениями, найденными с помощью фазовых эллипсов. Для этого фазовые эллипсы преобразовывались в плоскости расположения детектора по формулам, приведенным выше, и распределение строилось в предположении равномерной заселенности эллипсов частицами. Несмотря на грубость этого предположения, сравнение с экспериментальными данными для пионов дало хорошее согласие. Рассчитаны в горизонтальной и вертикальной плоскостях полуширина $\Delta_x = \pm 16 \text{ см}$, $\Delta_y = \pm 3,5 \text{ см}$ и расходимость $\gamma_x = \pm 0,16$, $\gamma_y = \pm 0,086$. Экспериментально найдено $\Delta_x = \pm 17 \text{ см}$, $\gamma_x = \pm 0,12$, $\Delta_y = \pm 3,3 \text{ см}$, $\gamma_y = \pm 0,119$.

Выше отмечалось, что для увеличения доли пионов, прошедших через детектор, необходима дополнительная фокусировка. Из рис. 5 видно, что она также необходима для мюонов. С этой целью перед анализирующим магнитом была помещена дополнительная линза №29, плоскости фокусировки которой совпадали с плоскостями фокусировки магнита.

Рассмотрение эффекта фокусировки при помощи такого квадруполя с повернутыми осями проводится аналогично описанному выше, но вместо матриц $[k_x]$ и $[k_y]$ в матрицу передачи $[T]$ включаются матрицы $[Q_x] = [k_x][m_x][s]$ и $[Q_y] = [k_y][m_y][s]$. Пионные (F)– и (D)– эллипсы для этого случая на выходе из магнита в горизонтальной плоскости вместе с отображением детектора показаны на рис. 6. Отображение детектора в вертикальной плоскости за четырнадцатым дублетом с помощью матриц передачи для пионов показано линиями "0" на рис. 4, а для мюонов – на рис. 5. Из рис. 4 и 6 следует, что уже 0,4 полной интенсивности попадает в детектор. Это приблизительно соответствует росту интенсивности в 1,4 раза, наблюдаемому экспериментально.

Важной характеристикой пучка является распределение частиц по импульсам. Это распределение зависит от анализирующих свойств магнита. Элементы K_{13} и K_{23} в матрице передачи через магнит характеризуют его дисперсионные свойства. На рис. 7 приведены фазовые эллипсы в горизонтальной плоскости для пионов с импульсами 260 и 286 Мэв.с⁻¹. Из рисунка видно, что для импульсов, отличающихся на 10%, эллипсы полностью разделяются. На рис. 8 показаны импульсные распределения частиц в мюонных пучках с импульсами 158 Мэв.с⁻¹, 250 Мэв.с⁻¹ и в пионном пучке с импульсом 198 Мэв.с⁻¹, полученные из пробегных кривых, как это описано в работе /6/. Из рисунка следует, что полуширина на полувысоте в импульсных распределениях равна 5,7; 4,30 и 3,6% для этих пучков. Учет страглинга и многократного рассеяния примерно на 10% уменьшает приведенные значения полуширин.

Формирование пучков канала на выходе из анализирующего магнита

Дальнейшее возрастание доли частиц, попадающих в детектор, достигается с помощью фокусировки одиночной линзой или дублетом, расположенными на выходе анализирующего магнита. На рис. 4,5,6 показано отображение детектора 10 x 10 см² для одной или двух линз на фазовую вертикальную плоскость, расположенную за четырнадцатым дублетом, и на фазовую горизонтальную плоскость на выходе магнита. Из рис. 4,6 видно, что в детектор попадает 0,65 или 0,75 полной интенсивности пионов в случае одной линзы или дублета.

Ожидаемый рост интенсивности (с 0,4 при отсутствии линз на выходе из магнита) примерно соответствует наблюдаемому на опыте значению 1,7 или 1,9 для случая синглета или дублета.

На рис. 9 показаны пространственные распределения мюонного пучка с импульсом 158 Мэв.с⁻¹ в вертикальной плоскости, а на рис. 10 - в горизонтальной плоскости для одной или двух линз на выходе из магнита. Эти распределения при наличии линз на выходе практически не зависят от импульса (см., например, рис.11 для пионов с импульсом

198 Мэв.с⁻¹). Из измеренных распределений на разных расстояниях от магнита получены полуширины и расходимости пучков. Для случая фокусировки одной линзой:

$$\Delta y = \pm 6,5 \text{ см}, \quad y_y = \pm 2,8^\circ, \quad \Delta x = \pm 2,2 \text{ см}, \quad y_x = \pm 3,6^\circ;$$

двумя линзами:

$$\Delta y = \pm 3,0 \text{ см}, \quad y_y = \pm 2,6^\circ, \quad \Delta x = \pm 5,0 \text{ см}, \quad y_x = \pm 3,4^\circ.$$

Пространственные распределения значительно уже, чем в случае отсутствия линз на выходе магнита. Нужно заметить, что формирование пучка линзами на выходе магнита не только увеличивает плотность частиц, падающих на детектор, к чему сводится роль линзы перед магнитом, но также позволяет влиять на геометрию пучка, уменьшать или увеличивать размеры пучка в горизонтальной и вертикальной плоскостях применительно к условиям эксперимента.

Изменение формы пучков канала при их замедлении в поглотителе

В настоящее время значительное количество экспериментов проводится на остановившихся пионах и мюонах. В этих экспериментах необходимо знать характеристики пучка после поглотителя, изменение его состава, уширение и возрастание расходимости. Изменение состава пучка изучалось в других работах /6/, и в данной работе рассматривается только геометрия пучков в поглотителе.

На рис. 11 показаны пространственные распределения в горизонтальной плоскости мюонного пучка с импульсом 158 Мэв.с⁻¹ и пионного пучка с импульсом 198 Мэв.с⁻¹ для разных толщин медного поглотителя. Поскольку начальные расходимости пучка в горизонтальной и вертикальной плоскостях почти одинаковы, расходимость пучка в вертикальной плоскости будет практически той же, что и в горизонтальной плоскости.

Из рис. 11 видно, что для пионного пучка полуширина возрастает с 2,3 до 3,6 см в максимуме пионных остановок и до 4,0 см в максимуме мюонных остановок. Для мюонного пучка полуширина возрастает от 2,2 до

3,0 см в максимуме мюонных остановок. Эти значения практически одинаковы (см. рис. 12) для медного и графитового фильтра (3,0 и 2,9 см). Из рис. 12 видно, что расходимость пучка в медном фильтре значительно больше (28° в максимуме мюонных остановок), чем в графитовом (7°). Отсюда следует, что в экспериментах на чистых мюонных пучках с остановившимися частицами безразлично, какие фильтры использовать, если их взаимодействие с мишенью происходит вблизи поглотителя. В случае протяженной геометрии, когда останавливающиеся частицы взаимодействуют далеко от замедлителя, предпочтительнее более легкие или комбинированные фильтры.

Авторы выражают благодарность В. А. Гошеву и П. С. Наседкину за помощь при измерениях.

Л и т е р а т у р а

1. Ю. М. Грашин, Б. А. Долгошеин, В. Г. Кириллов-Угрюмов, А. А. Кропин, В. С. Роганов, А. В. Самойлов, В. С. Сомов. Препринт ОИЯИ, Р-1902, Дубна, 1964; А Э, 18, №4, 384 (1965).
2. E.D.Courant, M.S.Livingston, H.S.Snyder. Phys. Rev., 88, 1190 (1952);
E.D.Courant, H.S.Snyder. Ann. of Phys., 3, 1 (1958).
3. J.Seiden. Ann. de Phys., 10, 259 (1955).
4. A.Citron, H.Overás. CERN sc/143 (1957);
A.Citron, M.Morpurgo, H.Overás, CERN 63-35 (1963).
5. E.Braunersreuther, V.Chaband, C.Delorme, M.Morpurgo. CERN 61-12 (1961).
6. А. В. Демьянов, В. С. Роганов. Препринт ОИЯИ, 1-4026, Дубна, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел

19 ноября 1968 года.

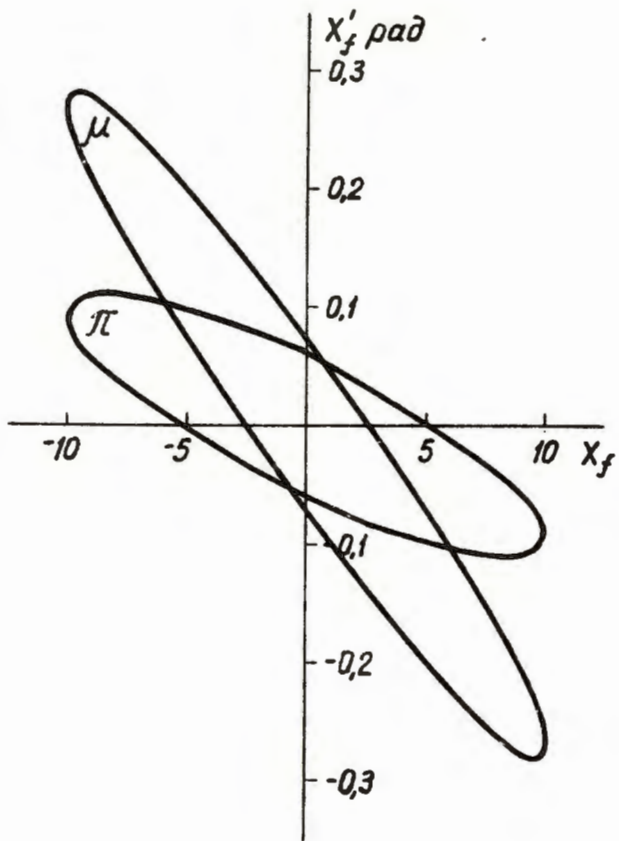


Рис.1. Эллипсы захвата (F) для пионов с импульсом $260 \text{ Мэв}\cdot\text{с}^{-1}$ и мюонов с импульсом $158 \text{ Мэв}\cdot\text{с}^{-1}$ за фокусирующей линзой в фазовых плоскостях канала.

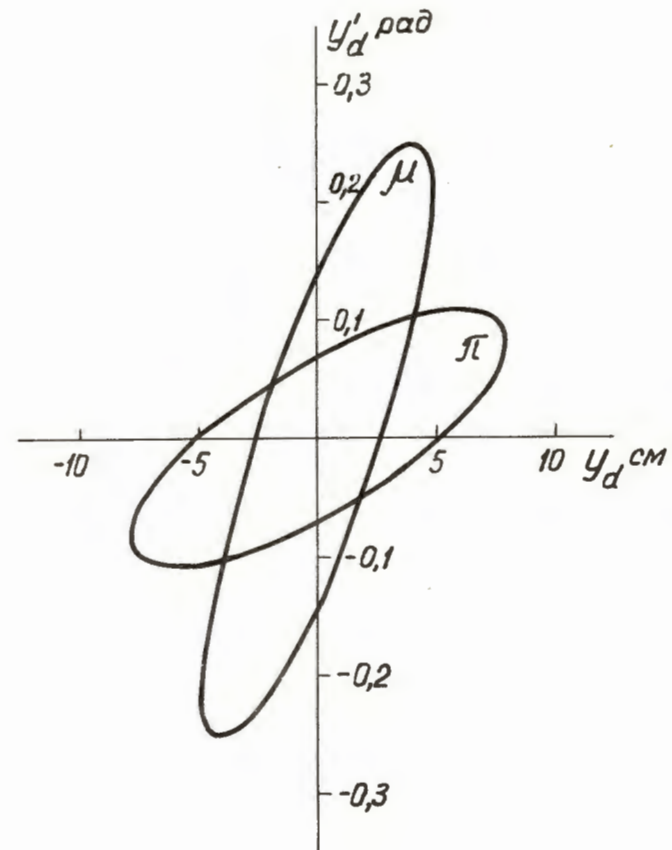


Рис.2. Эллипсы захвата (D) для пионов и мюонов за дефокусирующей линзой в фазовых плоскостях канала.

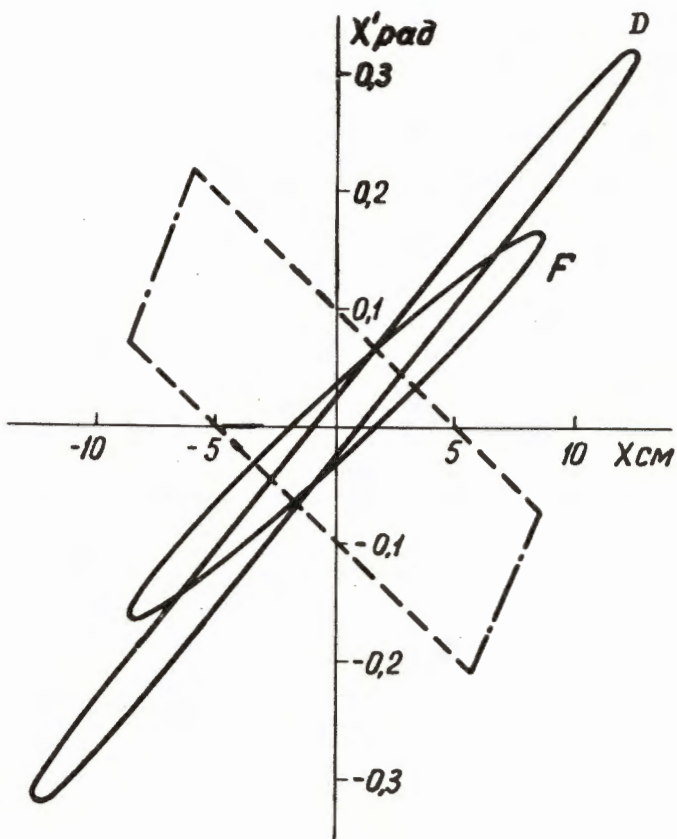


Рис.3. Проекция пионных эллипсов (F) и (D) в горизонтальной фазовой плоскости на выходе магнита. Пунктирные линии соответствуют отображению детектора $10 \times 10 \text{ см}^2$, расположенного в 70 см от полюса магнита, штрих-пунктирные линии соответствуют полюсам магнита.

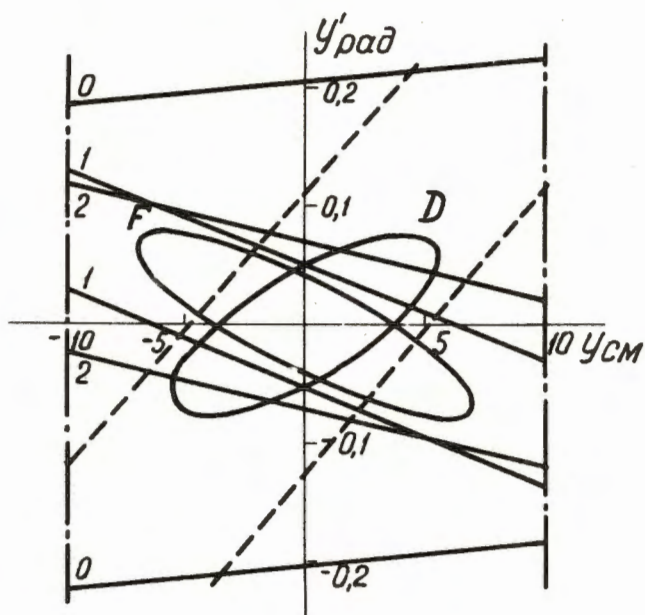


Рис.4. Проекция пионных эллипсов (F) и (D) и отображения детектора в вертикальной фазовой плоскости на выходе из четырнадцатого дублета. Отображения детектора соответствуют следующим случаям: 1) пунктирные линии - детектор расположен в 70 см от полюса магнита; 2) линии "0" - первый случай, но перед магнитом расположен дополнительный квадруполь №29; 3) линии "1" - второй случай, но за магнитом - квадруполь №30; 4) линии "2" - за магнитом помещен дублет, в 15 см от которого расположен детектор, штрих-пунктирные линии соответствуют полюсам магнита.

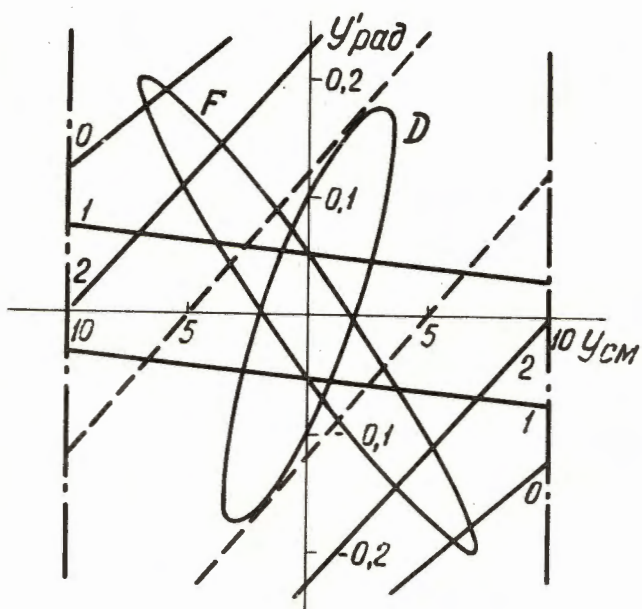


Рис.5. Проекция мюонных эллипсов (F) и (D) и отображения детектора в вертикальной фазовой плоскости на выходе из четырнадцатого дублета. (Обозначения - на рис. 4).

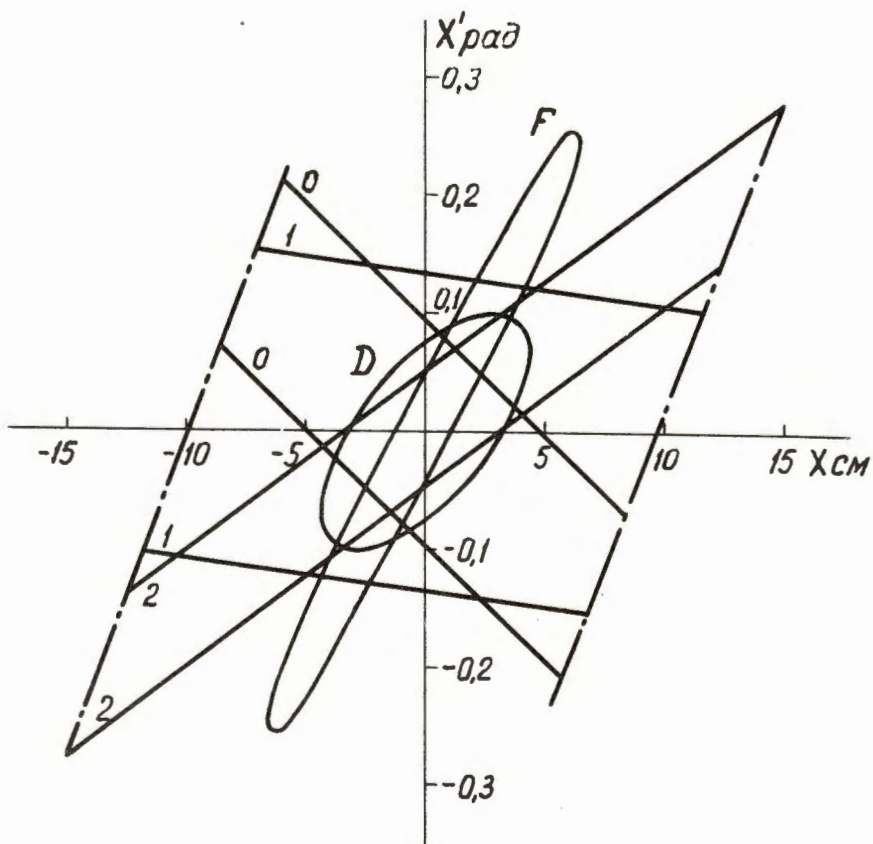


Рис.6. Проекция пионных эллипсов (F) и (D) и отображения детектора в горизонтальной фазовой плоскости на выходе магнита с квадруполем перед ним.

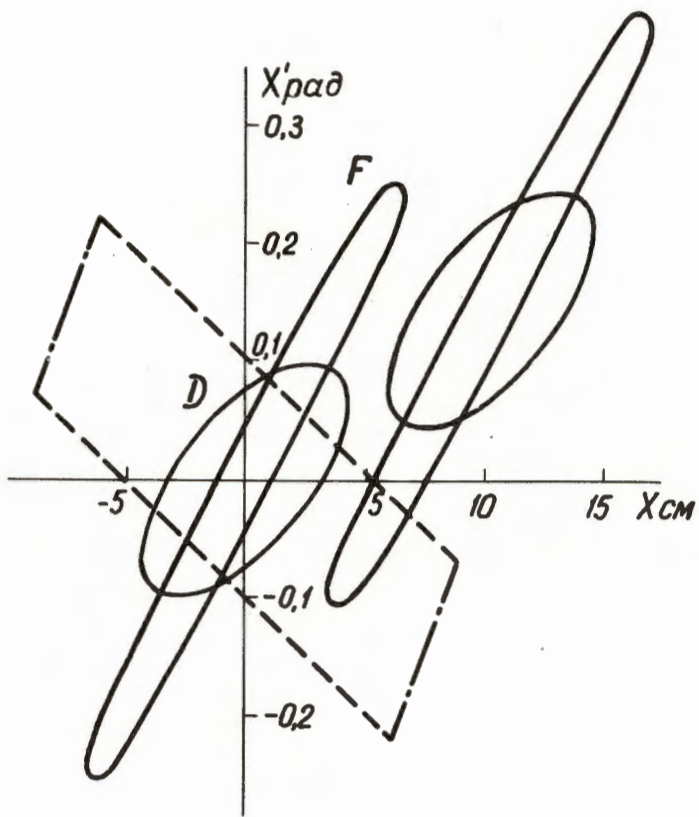


Рис.7. Проекция эллипсов (F) и (D) для пионов с импульсами 260 и 286 Мэв. c^{-1} в горизонтальной фазовой плоскости на выходе магнита.

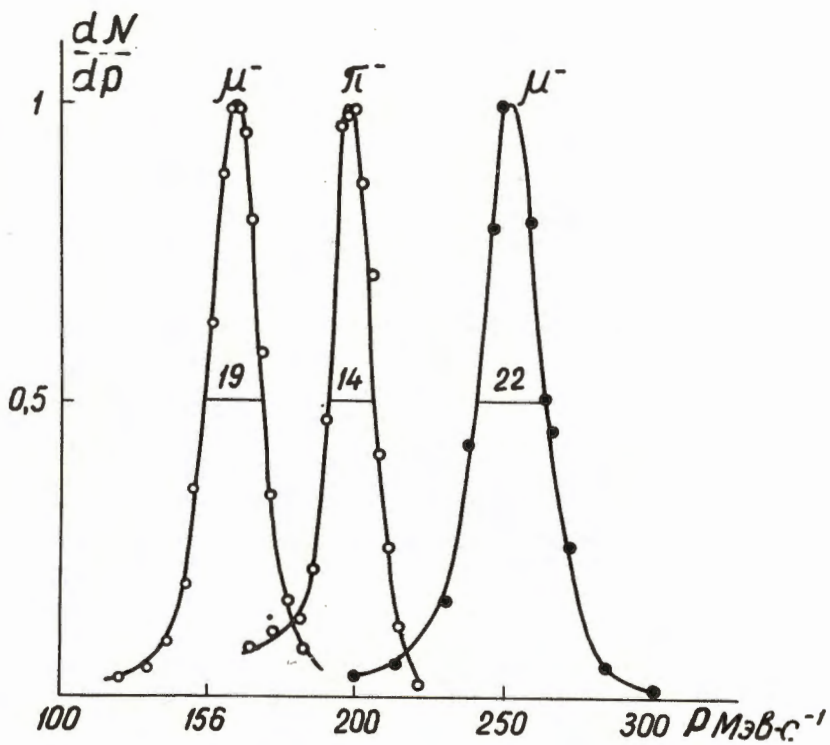


Рис. 8. Импульсное распределение мюонов в пучках с импульсами 250 МэВ.с^{-1} , 158 МэВ.с^{-1} и пионов в пучке с импульсом 198 МэВ.с^{-1} .

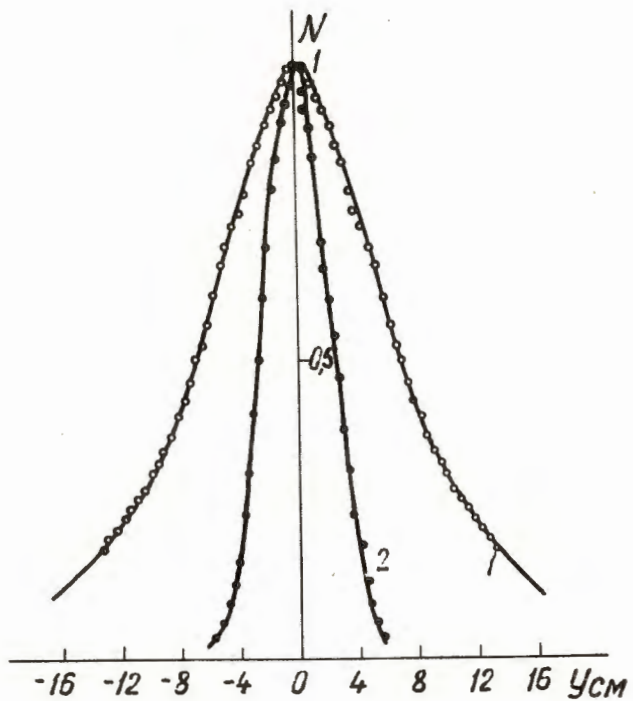


Рис.9. Пространственное распределение пучка мюонов в вертикальной плоскости для одной (кривая 1) и двух (кривая 2) линз за анализирующим магнитом.

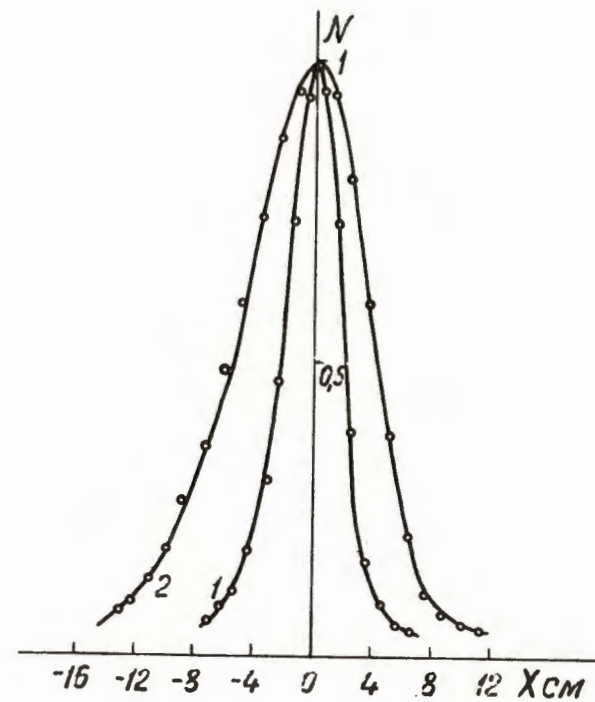


Рис.10. Пространственное распределение пучка мюонов с импульсом $158 \text{ Мэв} \cdot \text{с}^{-1}$ в горизонтальной плоскости для одной (кривая 1) и двух (кривая 2) линз за анализирующим магнитом.

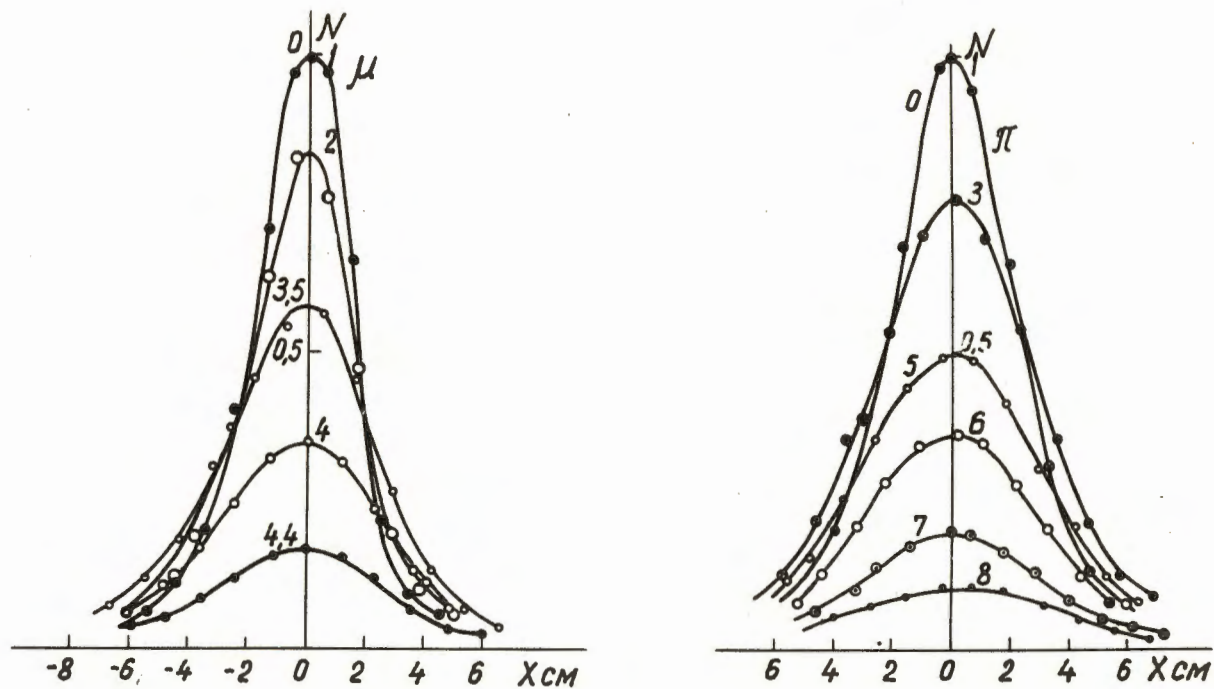


Рис.11. Пространственное распределение пучка мюонов с импульсом $158 \text{ Мэв} \cdot \text{с}^{-1}$ и пионов с импульсом $196 \text{ Мэв} \cdot \text{с}^{-1}$ после одной линзы для разных толщин медного поглотителя, значения которых в сантиметрах указаны на кривых.

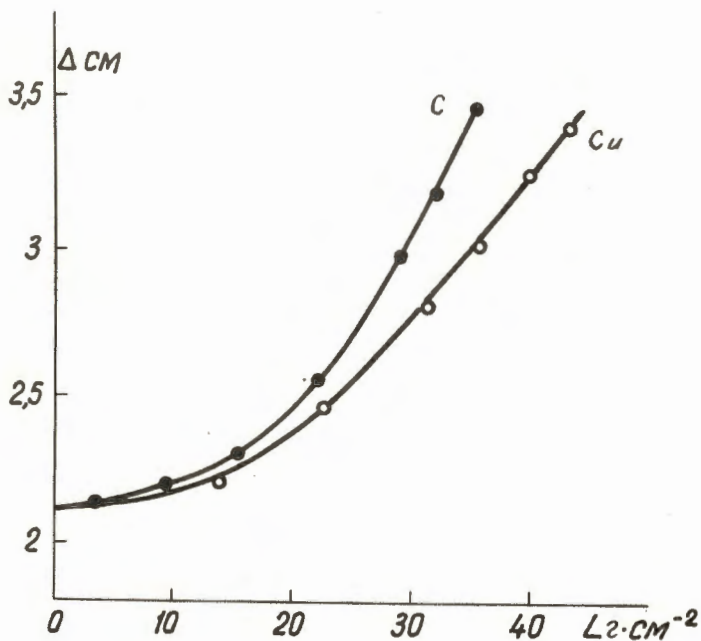


Рис.12. Зависимость полуширины пучка мюонов с импульсом $158 \text{ Мэв} \cdot \text{с}^{-1}$ от толщины медного и графитового поглотителей.