



В.Г.Кириллов-Угрюмов, А.А.Кропин
В.С.Роганов, А.В.Самойлов

P-863

РАСЧЕТ ТРАЕКТОРИЙ П-МЕЗОНОВ,
ОБРАЗОВАННЫХ НА ВНУТРЕННЕЙ МИШЕНИ
СИНХРОЦИКЛОТРОНА ОИЯИ

Дубна 1961

663

В.Г.Кириллов-Угрюмов, А.А.Кропін

В.С.Роганов, А.В.Самойлов

P-663

РАСЧЕТ ТРАЕКТОРИЙ π^- -МЕЗОНОВ,
ОБРАЗОВАННЫХ НА ВНУТРЕННЕЙ МИШЕНИ
СИНХРОЦИКЛОТРОНА ОИЯИ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

978/8
49

А н н о т а ц и я

Приведены простые и достаточно точные формулы для расчета траекторий движения заряженных частиц в магнитном поле шестиметрового фазотрона ОИЯИ. По результатам расчетов траекторий движения π^- -мезонов в диапазоне энергий от 40 до 400 Мэв для углов вылета от 0 до $\pm 80^\circ$ оцениваются фокусирующие свойства рассеянного поля ускорителя.

В в е д е н и е

Получение и наиболее эффективное использование пучков заряженных частиц от ускорителя связано с детальными сведениями об их движении в рассеянном поле электромагнита. Эти сведения для отдельных траекторий частиц можно получить или путем графического построения, или же по методу токнесущей нити. Однако эти методы, при ограниченной точности, довольно трудоемки и практически неприемлемы, если требуется знание большого количества траекторий. Эта задача может быть успешно выполнена электронно-счетными машинами при аналитическом выражении законов движения.

Для расчетов траекторий движения π^- -мезонов, образованных на внутренней мишени шестиметрового синхротрона ОИЯИ, нами были использованы простые и экономичные формулы /1/, описывающие горизонтальное и вертикальное движение частиц в любом азимутально-симметричном магнитном поле. Эти формулы весьма удобны для расчетов траекторий на электронных вычислительных машинах. Анализ рассчитанных траекторий позволил получить сведения о фокусирующем и дефокусирующем действии рассеянного поля ускорителя. Эти сведения могут быть весьма полезными при решении задач повышения интенсивности пучков π^- -мезонов за счет дополнительной фокусировки частиц с помощью формирования рассеянного поля ускорителя или с помощью фокусирующих магнитов и квадрупольных линз.

Расчетные формулы

Для азимутально симметричного магнитного поля ускорителя горизонтальное и вертикальное перемещение частиц при малом шаге перемещения $h \ll \rho$ и $h \ll R$ вдоль траектории описывается следующими формулами:

$$R_{i+1} = R_i + h \cos \alpha_i - \frac{h^2}{2\rho_i} \sin \alpha_i + \frac{h^2}{2R_i} \sin^2 \alpha_i \quad //$$

$$\varphi_{i+1} = \varphi_i + \frac{h}{R_{i+1}} \sin \alpha_i + \frac{h^2}{2g_i R_{i+1}} \cos \alpha_i \quad /2/$$

$$d_{i+1} = d_i + \frac{h}{\rho} - (\varphi_{i+1} - \varphi_i) \quad /3/$$

$$Z_{i+1} = Z_i \left[1 - \frac{1}{2} \frac{h^2}{w} \frac{dH}{dR} \sin \bar{\alpha}_i \right] + Z_i' h \quad /4/$$

$$Z_{i+1}' = -Z_i \frac{h}{w} \frac{dH}{dR} \sin \bar{\alpha}_i + Z_i' \left[1 - \frac{1}{2} \frac{h^2}{w} \frac{dH}{dR} \sin \bar{\alpha}_i \right] \quad /5/$$

В этих выражениях индексом "i" отмечены параметры траектории в начале шага, индексом "i+1" - в конце шага, R - расстояние от центра магнита до рассматриваемой точки траектории частицы,

φ - угол между начальным радиус-вектором \vec{R}_0 , проведенным через мишень, и текущим радиус-вектором \vec{R}_i ,

α - угол между радиус-вектором \vec{R}_i и касательной к траектории / $\alpha = 0$ - касательная направлена по радиус-вектору, $\alpha = 180^\circ$ - касательная направлена противоположно направлению \vec{R}_i /,

Z - отклонение траектории от медианной плоскости,

$Z' = \frac{dZ}{ds}$ - соответствует углу наклона траектории к медианной плоскости.

$\rho = \frac{mvc}{eH} = \frac{3,333 \rho}{H} = \frac{w}{H}$ см. Здесь импульс частицы ρ выражен в Мэв/с, а магнитное поле H в килоэрстедах. Знак заряда частицы может быть учтен приписыванием импульсу ρ знака, соответствующего знаку частицы.

$\frac{dH}{dR} = \frac{H_k - H_{k+1}}{\Delta R}$, где H_k и H_{k+1} - ближайшие табличные значения поля H .

$\bar{\rho}$ и $\bar{\alpha}$ - радиус кривизны и угол отклонения траектории, взятые в центре шага h , для учета малых изменений в ρ и α на длине шага,

Формулы /1/, /2/ и /3/ легко получаются из геометрических соотношений, как это видно из рис. 1, где ΔF произвольный участок рассматриваемой траектории.

Из треугольников OAB и AO'B следует, что

$$\begin{aligned} R_{i+1}^2 &= R_i^2 + h^2 - 2R_i h \cos \left[\pi - \left(\alpha_i + \frac{h}{2\rho_i} \right) \right] \approx \\ &\approx R_i^2 \left(1 + \frac{h^2}{R_i^2} + \frac{2h}{R_i} \cos \alpha_i - \frac{h^2}{\rho_i R_i} \sin \alpha_i \right) \approx \\ &\approx R_i^2 (1+t) \quad , \quad \text{где } t \ll 1. \end{aligned}$$

Отсюда

$$R_{i+1} = R_i \sqrt{1+t} \approx R_i (1 + \frac{1}{2}t - \frac{1}{8}t^2) \approx R_i + h \cos \alpha_i - \frac{h^2}{2\rho_i} \sin \alpha_i + \frac{h^2}{2R_i} \sin^2 \alpha_i,$$

т.е. с точностью до членов порядка $(h/\rho)^2$

$$R_{i+1} = R_i + h \cos \alpha_i - \frac{h^2}{2\rho_i} \sin \alpha_i + \frac{h^2}{2R_i} \sin^2 \alpha_i, \quad (11)$$

где вследствие малости шага h принято, что дуга $\widehat{AB} = h$ равна хорде AB.

Пренебрежение членами порядка $(h/\rho)^2$ приводит к практически неощутимой погрешности. Так, например, при шаге $h = 1$ см и среднем поле $H = 10000$ эр ошибка в определении R на 1000 шагов для частиц с импульсом ≈ 100 Мэв/с будет меньше 2 мм. Естественно, что ошибка будет еще меньше для частиц большего импульса при движении их в резко спадающем магнитном поле.

Для нахождения $\varphi_{i+1} = \varphi_i + \Delta\varphi_i$ воспользуемся соотношением

$$\frac{\sin \left[\pi - \left(\alpha_i + \frac{h}{2\rho_i} \right) \right]}{R_{i+1}} = \frac{\sin \Delta\varphi_i}{h} \quad \text{в треугольнике OAB. Так как}$$

$\Delta\varphi_i \ll 1$, то

$$\sin \Delta\varphi_i \approx \Delta\varphi_i = \frac{h}{R_{i+1}} \sin \left(\alpha_i + \frac{h}{2\rho_i} \right) \approx \frac{h}{R_{i+1}} \sin \alpha_i + \frac{h^2}{2\rho_i R_{i+1}} \cos \alpha_i$$

т.е.,

$$\varphi_{i+1} = \varphi_i + \frac{h}{R_{i+1}} \sin \alpha_i + \frac{h^2}{2\rho_i R_{i+1}} \cos \alpha_i. \quad (12)$$

Ошибка в определении φ_{i+1} порядка $(h/\rho)^3$ и за 1000 шагов по траектории не превышает 0,001 радiana.

Соотношение для α_{i+1} легко получается из треугольника ВАО:

$$\alpha_{i+1} - \alpha_i = \Delta\varphi_i + \delta_{1/2} + \angle BAC = \Delta\varphi_i + \gamma = \Delta\varphi + \frac{h}{p}$$

или

$$\alpha_{i+1} = \alpha_i + \frac{h}{p} + (\varphi_{i+1} - \varphi_i). \quad /3/$$

Здесь значение радиуса кривизны \bar{p} взято в середине шага в отличие от формул /1/ и /2/, где p входит в члены второго порядка малости.

Формулы /4/ и /5/ получаются из уравнения для вертикального движения частиц.

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{e}{c} [\vec{v} \vec{H}]_z = \frac{e}{c} (v_z H_\varphi - v_\varphi H_z) = -\frac{e}{c} v_\varphi H_z, \quad /6/$$

т.к. для азимутально-симметричного поля $H_\varphi = 0$. Составляющая скорости $v_\varphi = v \sin \alpha$, где v - скорость частицы, а α - угол между направлением движения и радиус-вектором \vec{R}_i . Так как для небольших отклонений от медленной плоскости радиальная составляющая поля

$$H_z = \frac{dH_z}{dR} z, \quad , \text{ то}$$

уравнение /6/ принимает вид

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = -\frac{e}{c} v \sin \alpha \frac{dH_z}{dR} z. \quad /6^1/$$

Введя длину траектории $S = vt$, получим уравнение /6¹/ в виде

$$\frac{d^2 z}{ds^2} + \frac{e}{m v c} \sin \alpha \frac{dH_z}{dR} z = 0 \quad \text{или}$$

$$\frac{d^2 z}{ds^2} + \frac{1}{W} \sin \alpha \frac{dH_z}{dR} z = 0, \quad \text{т.к.} \quad S = \frac{m v c}{e H} = \frac{W}{H}.$$

Обозначая $\frac{1}{W} \sin \alpha \frac{dH_z}{dR} = N$, окончательно уравнение для вертикального движения получим в виде

$$\frac{d^2 z}{ds^2} + N z = 0. \quad \pi/$$

Решением уравнения /7/ на малом участке h , где α и $\frac{dH_z}{dR}$ меня-

ются слабо, является:

$$z = A \cos \sqrt{N} s + B \sin \sqrt{N} s. \quad /8/$$

Так как $z' = \frac{dz}{ds} = \operatorname{tg} \alpha \approx \alpha$, где α угол наклона траектории к медианной плоскости, то из уравнения /8/ следует, что

$$\alpha = z' = -\sqrt{N} A \sin \sqrt{N} s + \sqrt{N} B \cos \sqrt{N} s. \quad /9/$$

Из уравнений /8/ и /9/ легко получить связь между значениями z и z' в конце и начале шага h . Действительно, при $s = 0$ имеем $z(0) = z_0$ и $\frac{dz(0)}{ds} = z_0'$. Отсюда найдем: $A = z_0$, $B = \frac{z_0'}{\sqrt{N}}$. Тогда из уравнений /8/ и /9/ при найденных значениях A и B найдем значения z и z' в конце шага $s = h$:

$$z_1 = z_0 \cos \sqrt{N} h + \frac{z_0'}{\sqrt{N}} \sin \sqrt{N} h \approx \\ \approx z_0 (1 - \frac{1}{2} N h^2) + z_0' h = z_0 (1 - \frac{1}{2} \frac{h^2}{w} \frac{dH_z}{dR} \sin \bar{\alpha}) + z_0' h$$

$$\text{и } z_1' = -z_0 N h + z_0' (1 - \frac{1}{2} N h^2) = -z_0 \frac{h}{w} \frac{dH_z}{dR} \sin \bar{\alpha} + z_0' (1 - \frac{1}{2} \frac{h^2}{w} \frac{dH_z}{dR} \sin \bar{\alpha})$$

Таким образом

$$z_{i+1} = z_i (1 - \frac{1}{2} \frac{h^2}{w} \frac{dH_z}{dR} \sin \bar{\alpha}_i) + z_i' h \quad /14/$$

$$z_{i+1}' = -z_i \frac{h}{w} \frac{dH_z}{dR} \sin \bar{\alpha}_i + z_i' (1 - \frac{1}{2} \frac{h^2}{w} \frac{dH_z}{dR} \sin \bar{\alpha}_i). \quad /15/$$

Расчет траекторий движения π^- мезонов

Полученные выше уравнения /1/-/5/ определяют связь между параметрами траектории частиц в начале и конце шага h вдоль траектории. Для расчета всей траектории движения частиц в магнитном поле ускорителя необходимо знание закона изменения поля с расстоянием от центра ускорителя. Такая зависимость поля, приведенная в таблице 1, получена путем измерений значений поля с помощью датчика, использующего эффект Холла /2/. На расстояниях 250-300 см от центра магнита произведена привязка полученных данных поля по

значениям, полученным на основании измерений методом ядерного резонанса^{/3/}.

На основании соотношений /1/, /2/, /3/ и значения поля $H(R)$ на вычислительной машине "Урал" были рассчитаны траектории π^- - мезонов с энергиями от 40 до 400 Мэв через 20 Мэв, вылетающих из мишени под углами от 0 до $\pm 60^\circ$ через 5° . Шаг h вдоль траектории был принят равным 1 см. Мишень считалась установленной на расстоянии 277,5 см от центра. Зависимость $H=H(R)$ хранилась в памяти машины в виде таблицы с шагом по радиусу равным 2 см. Для определения величины поля в точке интервала $[R_k, R_{k+1}]$ применялась квадратичная интерполяция. При расчете траекторий были учтены ионизационные потери π^- - мезонов в алюминиевой диафрагме толщиной 2 мм, закрывающей выпускное окно вакуумной камеры. Для удобства построений координаты траекторий печатались в декартовой системе с началом в центре магнита ускорителя и с осью "у", перпендикулярной четырехметровой бетонной стене. Печатание координат осуществлялось вдоль траектории через 20 см как для прямого, так и для обратного направлений магнитного поля. Траектории рассчитывались до расстояния, равного 8 м от центра магнита. По достижении этого расстояния определялось уравнение касательной к данной траектории. В случае π^- - мезонов малых энергий, когда частицы не выходят из магнитного поля ускорителя, машина считала только начало траектории.

Результаты расчетов траекторий π^- - мезонов с энергией от 40 до 400 Мэв, вылетающих параллельно направлению протонного пучка, для движения в медианной плоскости приведены на рис. 2. На рис. 3 изображены 13 траекторий π^- - мезонов с энергией 300 Мэв, вылетающих из мишени в интервале углов от 0 до $\pm 60^\circ$ с направлением протонного пучка. Если из рис. 2 следует, что траектории π^- - мезонов разных энергий, вылетающих под одним углом, не пересекаются, то, как следует из рис. 3, такое пересечение возможно для мезонов одной энергии, вылетающих под разными углами из мишени.

Аналогичный расчет был проведен и для вертикального движения π^- - мезонов, вылетающих из центра мишени под углом 0,01 радиана к медианной плоскости и для мезонов, вылетающих в плоскости, параллельной медианной плоскости, лежащей на расстоянии ± 1 см от нее. Из двух траекторий можно получить траектории с произвольными начальными условиями в вертикаль-

ной плоскости при небольших отклонениях от медианной поверхности. Действительно, если $z_1(L)$ и $z_2(L)$ есть два решения дифференциального уравнения вертикального движения, то и их сумма $Z = Az_1 + Bz_2$ является решением этого уравнения.

$$\begin{aligned} \text{Если } z_1(0) = 0 \text{ и } z_1'(0) = 1, \text{ а} \\ z_2(0) = 1 \text{ и } z_2'(0) = 0, \text{ то} \\ A = Z'(0) \text{ и } B = Z(0). \end{aligned}$$

Таким образом, решение уравнения движения для произвольной траектории, выраженное через известные параметры двух траекторий $z_1(L)$ и $z_2(L)$, будет иметь вид

$$\begin{aligned} Z &= Z(0) z_1(L) + Z'(0) z_2(L) \\ Z' &= Z'(0) z_1'(L) + Z(0) z_2'(L). \end{aligned}$$

В этих уравнениях за единичный угол принят угол $Z' = 0,01$ радиана, а за единичное отклонение - $Z = \pm 1$ см.

На рис. 4 приведены координаты z_1 и z_2 в зависимости от расстояния вдоль траектории до мишени для π^- -мезонов с энергией от 80 до 380 Мэв, вылетающих под углом $\vartheta = 0^\circ$ в горизонтальной плоскости. Из рисунка видно, что траектории движения в вертикальной плоскости π^- -мезонов с энергией от 200 до 380 Мэв практически совпадают.

Более подробные данные о результатах расчетов приведены в ^{14/}, где даны таблицы координат и фотографии траекторий π^- -мезонов с энергией от 40 до 400 Мэв в горизонтальной и вертикальной плоскостях для углов вылета от 0° до $\pm 60^\circ$. Эти данные дают полную информацию о траекториях π^- -мезонов в рассеянном поле шестиметрового синхроциклотрона.

Фокусировка и анализ по энергиям π^- -мезонов рассеянным
полем синхроциклотрона

Из рис. 2 легко установить анализирующие свойства рассеянного поля магнита ускорителя, характеризуемые величиной $\frac{d\varphi}{dE}$, где $d\varphi$ - угол между касательными к траекториям π^- -мезонов с энергиями E_1 и E_2 а $dE = E_1 - E_2$. Значение $\frac{d\varphi}{dE}$ вне пределов рассеянного поля магнита в зависимости от энергии π^- -мезонов $E = \frac{E_1 + E_2}{2}$ приведено на рис. 5. Как видно из рис. 5, величина $\frac{d\varphi}{dE}$ уменьшается более чем в 10 раз при увеличении энергии π^- -мезона в 4 раза.

Естественно, что и фокусирующие свойства рассеянного поля меняются в зависимости от энергии π^- -мезонов. Количественно это можно характеризовать отношением \mathcal{D} линейных размеров изображения без магнитного поля и с полем для одних и тех же краевых траекторий вылета π^- -мезонов из мишени. Если $|\mathcal{D}| > 1$, то поле фокусирует; при $|\mathcal{D}| < 1$ поле дефокусирует, а при $\mathcal{D} < 0$ изображение перевернутое, т.е. краевые траектории пересекаются ранее рассматриваемого места изображения.

В качестве краевых траекторий, образующих изображение в горизонтальной плоскости, брались траектории $\pm 5^\circ$ к направлению протонного пучка, а величина фокусировки \mathcal{D}_x определялась из соотношения $\mathcal{D}_x = \frac{2 \sin 5^\circ \cdot L}{\Delta}$, где Δ - расстояние между крайними траекториями, а L - расстояние вдоль траектории от мишени до изображения. Для движения в вертикальной плоскости величины фокусировки $\mathcal{D}_x^{(1)}$ и $\mathcal{D}_x^{(2)}$ определялись выражениями: $\mathcal{D}_x^{(1)} = \frac{0,01 \cdot L}{z_1}$ и $\mathcal{D}_x^{(2)} = \frac{1}{z_2}$ для соответствующих краевых траекторий.

Из рис. 6 видно как проявляются фокусирующие свойства рассеянного поля ускорителя для π^- -мезонов разных энергий. На этом рисунке приведена зависимость \mathcal{D}_x , $\mathcal{D}_x^{(1)}$ и $\mathcal{D}_x^{(2)}$ от энергии отрицательных π^- -мезонов, вылетающих под углом $\vartheta = 0^\circ$. Размеры изображения брались для $L = 8$ м, т.е. вблизи четырехметровой защитной стены. Соответствующие значения Δ , z и L для движения в горизонтальной и в вертикальной плоскостях приведены в таблицах II и III.

Из рис. 6 следует, что рассеянное поле ускорителя сильно фокусирует в горизонтальной плоскости, хотя величина фокусировки \mathcal{D}_x и уменьшается примерно втрое с ростом энергии от 80 до 400 Мэв. При движении в вертикальной плоскости π^- -мезоны с энергией большей 100 Мэв испытывают дефокусировку, в то время как для $E_{\pi^-} < 100$ Мэв наблюдается значительная фокусировка.

Величина фокусировки зависит не только от энергии π^- -мезонов, но также и от расстояния изображения до мишени ускорителя. Это видно из таблиц \bar{II} и \bar{III} и рис. 7, на котором приведена зависимость \mathcal{D}_x , $\mathcal{D}_x^{(1)}$, $\mathcal{D}_z^{(2)}$ от L для $E_{\pi^-} = 80, 160$ и 300 Мэв.

На рис. 8 приведены величины \mathcal{D}_x , $\mathcal{D}_x^{(1)}$, $\mathcal{D}_z^{(2)}$ в зависимости от угла вылета ϑ в горизонтальной плоскости π^- -мезонов с энергией 300 Мэв для расстояния $L = 8$ м. Из рисунка видно, что для движения в вертикальной плоскости зависимость дефокусировки ($|\mathcal{D}_x| < 1$) от угла вылета π^- -мезонов очень слабая, в то время как для движения π^- -мезонов в горизонтальной плоскости наблюдается сильная зависимость фокусировки от угла вылета, достигающая максимального значения вблизи углов вылета $\vartheta \approx 30^\circ$. Используя данные о траекториях, приведенные в ¹⁴, аналогичную зависимость можно получить для π^- -мезонов других энергий.

Для мезонов, вылетающих под различными углами $\mathcal{Z}(0)$ из медианной плоскости, величина фокусировки совпадает с вычисленными ранее значениями $\mathcal{D}_x^{(1)}$. Для мезонов, вылетающих параллельно медианной плоскости, величина фокусировки совпадает со значениями $\mathcal{D}_z^{(2)}$. Соответствующие величины \mathcal{D}_z приведены на рис. 7. Однако для мезонов, вылетающих при произвольных углах к плоскости, не совпадающей с медианной, величины фокусировки существенно отличаются от $\mathcal{D}_x^{(1)}$ и $\mathcal{D}_z^{(2)}$. Используя выражение для \mathcal{Z} и \mathcal{Z}' произвольной траектории через известные значения координат двух вычисленных траекторий \mathcal{Z}_1 и \mathcal{Z}_2 / таб. \bar{III} /, легко можно оценить величину фокусировки \mathcal{D}_z для произвольной траектории π^- -мезонов.

В заключение следует отметить, что доля π^- -мезонов, попадающих

в экспериментальный павильон через коллиматоры в защитной стене, очень мала. Действительно, как это следует из рассмотрения траекторий движения для отрицательных $\bar{\pi}$ -мезонов, на расстоянии 15 м от мишени через коллиматор с диаметром отверстия 10 см проходят мезоны, которые лежат в интервале углов вылета из точечной мишени в медианной плоскости $\Delta\vartheta = 2,5^\circ, 2^\circ$ и $1,5^\circ$ и в вертикальной плоскости в интервале углов $\Delta z'(\omega) = 2,9^\circ, 0,29^\circ$ и $0,23^\circ$, соответственно для энергий 80, 160 и 300 Мэв. Значительная доля мезонов с энергией 80 Мэв, для которых имеет место двойная фокусировка, теряется вследствие малой апертуры диафрагмы выпускного окна, высота которого составляет 9 см. Таким образом, существенное увеличение числа мезонов в экспериментальном зале ускорителя может быть достигнуто при неизменном токе ускорителя за счет применения квадрупольных линз с большой апертурой и увеличении размеров выпускного окна до 20-30 см.

Следует заметить также, что условия фокусировки, как показывает качественное рассмотрение уравнений движения, могут существенно измениться при изменении положения мишени по радиусу. Уменьшение расстояния от мишени до центра ускорителя должно увеличить фокусирующее действие рассеянного магнитного поля. В настоящее время проводится количественное рассмотрение этой простой возможности увеличения интенсивности мезонных пучков.

В заключение авторы выражают благодарность Василевскому И.М. за ценные советы при обсуждении работы.

Т а б л и ц а 1.

Поле H как функция радиуса R .

R см	H эрстед	R см	H эрстед	R см	H эрстед	R см.	H эрстед
205	I6I73	27I	I594I	34I	5932	4II	2307
7	I6I72	3	I5933	3	5727	3	2257
9	I6I7I	5	I5923	5	5532	5	22I0
2II	I6I70	7	I5905	7	5347	7	2I62
3	I6I60	9	I5878	9	5I75	9	2I20
5	I6I4I	28I	I5836	35I	50I2	42I	2076
7	I6I20	3	I5776	3	4857	3	2032
9	I6IO5	5	I5687	5	47I0	5	I99I
22I	I6IO2	7	I557I	7	4572	7	I95I
3	I6IO6	9	I542I	9	4437	9	I9I0
5	I6II2	29I	I5236	36I	43I2	43I	I872
7	I6II7	3	I5008	3	4I88	3	I834
9	I6II9	5	I474I	5	4070	5	I797
23I	I6II7	7	I4440	7	3952	7	I760
3	I6III	9	I4088	9	3842	9	I72I
5	I6IO3	30I	I3702	37I	3737	44I	I683
7	I6095	3	I3282	3	3635	3	I649
9	I6087	5	I2834	5	3535	5	I6I4
24I	I6080	7	I2342	7	3440	7	I579
3	I6073	9	II822	9	3348	9	I545
5	I6065	3II	II270	38I	3260	45I	I509
7	I6056	3	I0763	3	3I75	3	I477
9	I6047	5	I0295	5	3095	5	I445
25I	I6038	7	9856	7	30I7	7	I4I3
3	I6028	9	9445	9	2945	9	I38I
5	I60I7	32I	9038	39I	2880	46I	I35I
7	I6005	3	8642	3	28I3	3	I320
9	I5994	5	8252	5	2750	5	I29I
26I	I5982	7	7882	7	2690	7	I263
3	I5970	9	7545	9	2630	9	I23I
5	I5962	33I	7227	40I	2573	47I	I202
7	I5954	3	6932	3	25I7	3	II73
9	I5947	5	6657	5	2462	5	II44
		7	6402	7	24I0	7	III7
		9	6I66	9	2358	9	I090

R см	Н эрстед	R см	Н эрстед	R см	Н эрстед	R см	Н эрстед
48I	1064	455	386	62I	78	69I	-98
3	1038	3	374	3	73	3	-102
5	1013	5	362	5	68	5	-103
7	990	7	350	7	62	7	-104
9	966	9	337	9	57	9	-103
49I	94I	56I	326	63I	52	70I	-100
3	917	3	314	3	47	3	-93
5	894	5	303	5	42	5	-86
7	870	7	292	7	37	7	-79
9	846	9	281	9	31	9	-74
50I	823	57I	270	64I	26	71I	-70
3	801	3	260	3	21	3	-66
5	780	5	251	5	16	5	-64
7	759	7	242	7	11	7	-61
9	737	9	232	9	6	9	-59
51I	716	58I	223	65I	1	72I	-58
3	697	3	214	3	-4	3	-57
5	677	5	206	5	-9	5	-56
7	657	7	197	7	-14	7	-55
9	638	9	189	9	-19	9	-55
52I	619	59I	182	66I	-23	73I	-54
3	601	3	174	3	-27	3	-54
5	584	5	166	5	-32	5	-54
7	566	7	158	7	-36	7	-53
9	550	9	151	9	-40	9	-53
53I	533	60I	143	67I	-45	74I	-52
3	517	3	136	3	-49	3	-52
5	500	5	129	5	-53	5	-51
7	485	7	122	7	-58	7	-50
9	471	9	115	9	-62	9	-50
54I	455	61I	109	68I	-66	75I	-49
3	440	3	102	3	-72	3	-49
5	426	5	96	5	-79	5	-48
7	413	7	90	7	-86	7	-48
9	400	9	84	9	-92	9	-48

R см	Н эрстед	R см	Н эрст.	R см	Н эрст.	R см	Н эрстед
76I	-47	77I	-45	78I	-44	79I	-43
3	-47	3	-45	3	-43	3	-43
5	-46	5	-44	5	-43	5	-42
7	-46	7	-44	7	-43	7	-42
9	-46	9	-44	9	-43	9	-42

Т а б л и ц а II.

Размер изображения Δ см в горизонтальной плоскости в зависимости от энергии Π^- -мезонов на разных расстояниях вдоль траектории от мишени ускорителя.

$\begin{matrix} E_{\Pi^-} \\ L_{\text{см}} \end{matrix}$	80	120	160	200	240	280	300	320	360	400
100	6,4	8,4	9,7	11,3	11,5	13,1	13,7	14,2	14,6	15,5
200	5,8	9,8	12,4	14,3	15,4	17,2	18,3	18,8	19,7	20,7
300	6,0	11,0	15,1	17,7	19,1	21,2	22,6	23,5	24,3	25,5
400	7,0	13,3	18,9	21,0	21,7	25,1	27,0	28,0	29,0	30,4
500	8,5	15,9	20,7	24,2	26,4	29,2	31,3	32,7	33,7	35,4
600	11,0	18,6	23,7	27,6	30,0	33,1	35,7	37,3	38,5	40,3
700	13,8	21,1	26,2	30,8	33,7	37,0	40,1	42,0	43,3	45,2
800	16,8	23,7	29,0	34,1	37,5	41,2	44,6	46,7	48	50,1

Т а б л и ц а III.

Значения Z_1 и Z_2 см в зависимости от энергии Π^- -мезонов, вылетевших под углом $\vartheta = 0^\circ$ к протонному пучку на разных расстояниях L вдоль траектории от мишени ускорителя.

E_{Π^-} МэВ	80		120		160		200		240		280		300		320		360		400	
	Z_1	Z_2	Z_1	Z_2	Z_1	Z_2	Z_1	Z_2	Z_1	Z_2	Z_1	Z_2	Z_1	Z_2	Z_1	Z_2	Z_1	Z_2	Z_1	Z_2
100	1,04	1,22	1,11	1,29	1,38	1,60	1,37	1,56	1,36	1,52	1,33	1,48	1,32	1,46	1,31	1,44	1,29	1,40	1,27	1,37
200	1,70	1,09	2,18	1,66	2,90	2,27	3,02	2,34	3,07	2,35	3,08	2,31	3,07	2,28	3,07	2,26	3,04	2,20	3,02	2,14
300	1,93	0,66	3,02	1,86	4,26	2,82	4,60	3,08	4,77	3,16	4,83	3,15	4,86	3,14	4,87	3,11	4,87	3,05	4,85	2,98
400	1,86	0,13	3,72	1,96	5,54	3,32	6,12	3,77	6,44	3,96	6,56	3,97	6,65	3,99	6,68	3,97	6,71	3,90	6,71	3,82
500	1,66	-0,42	4,37	2,04	6,79	3,81	7,62	4,46	8,10	4,76	8,28	4,79	8,43	4,84	8,50	4,82	8,56	4,80	8,57	4,66
600	1,45	-0,97	5,02	2,11	8,05	4,30	8,13	5,15	9,77	5,55	10,01	5,61	10,22	5,69	10,31	5,67	10,40	5,61	10,43	5,51
700	1,24	-1,52	5,67	2,08	9,30	4,79	9,65	5,84	11,43	6,34	11,73	6,43	12,00	6,54	12,12	6,52	12,24	6,46	12,29	6,36
800	1,04	-2,07	6,32	2,16	10,26	5,28	11,16	6,53	13,10	7,14	13,46	7,25	13,79	7,39	13,94	7,37	14,09	7,32	14,15	7,20

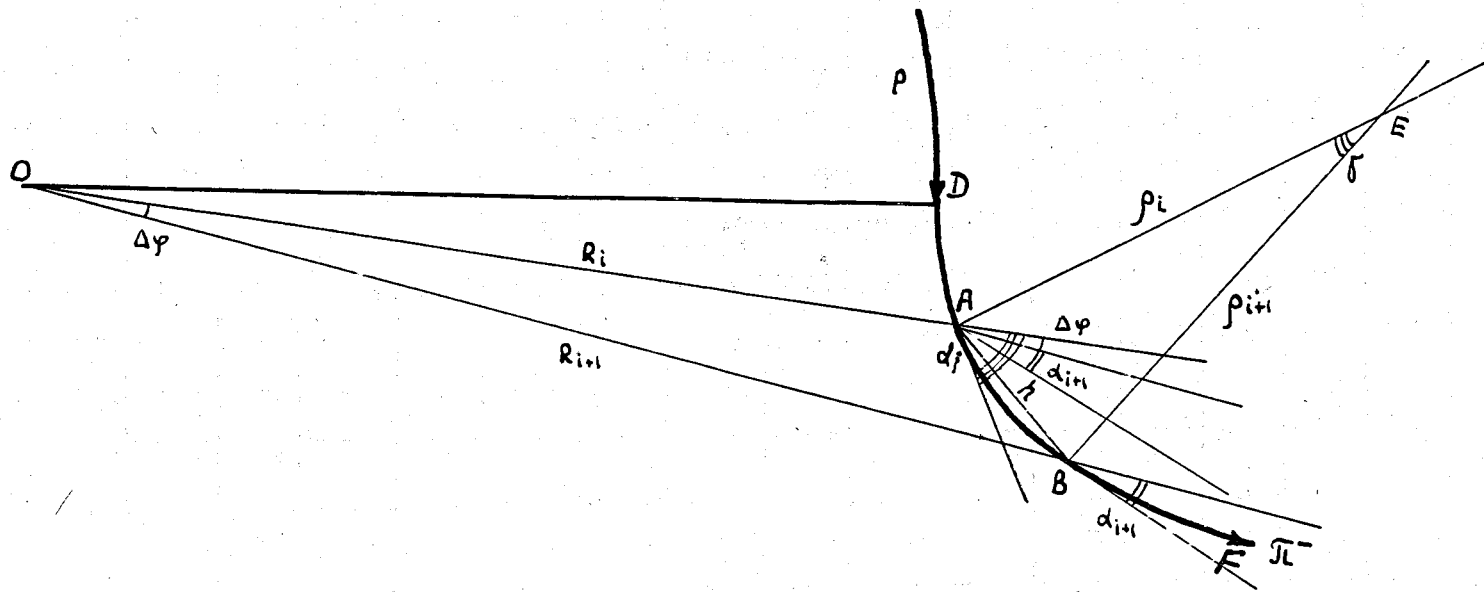


Рис. 1

Траектории π^- -мезонов под 0°

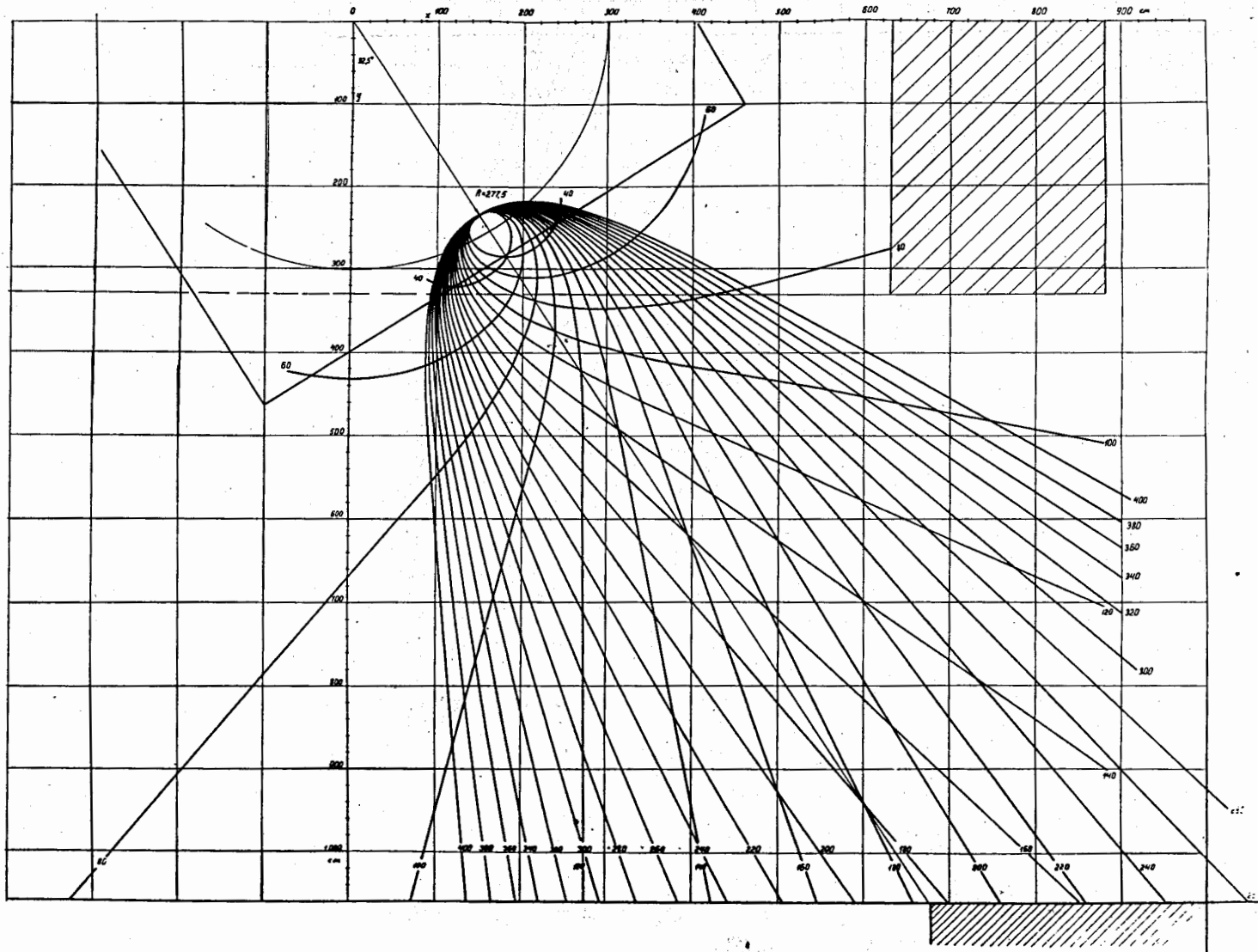


Рис. 2. Траектории π^- -мезонов с энергией от 40 до 400 Мэв, вылетающих под углом $\psi = 0^\circ$.

Энергия π^- -мезонов 300 Мэв.

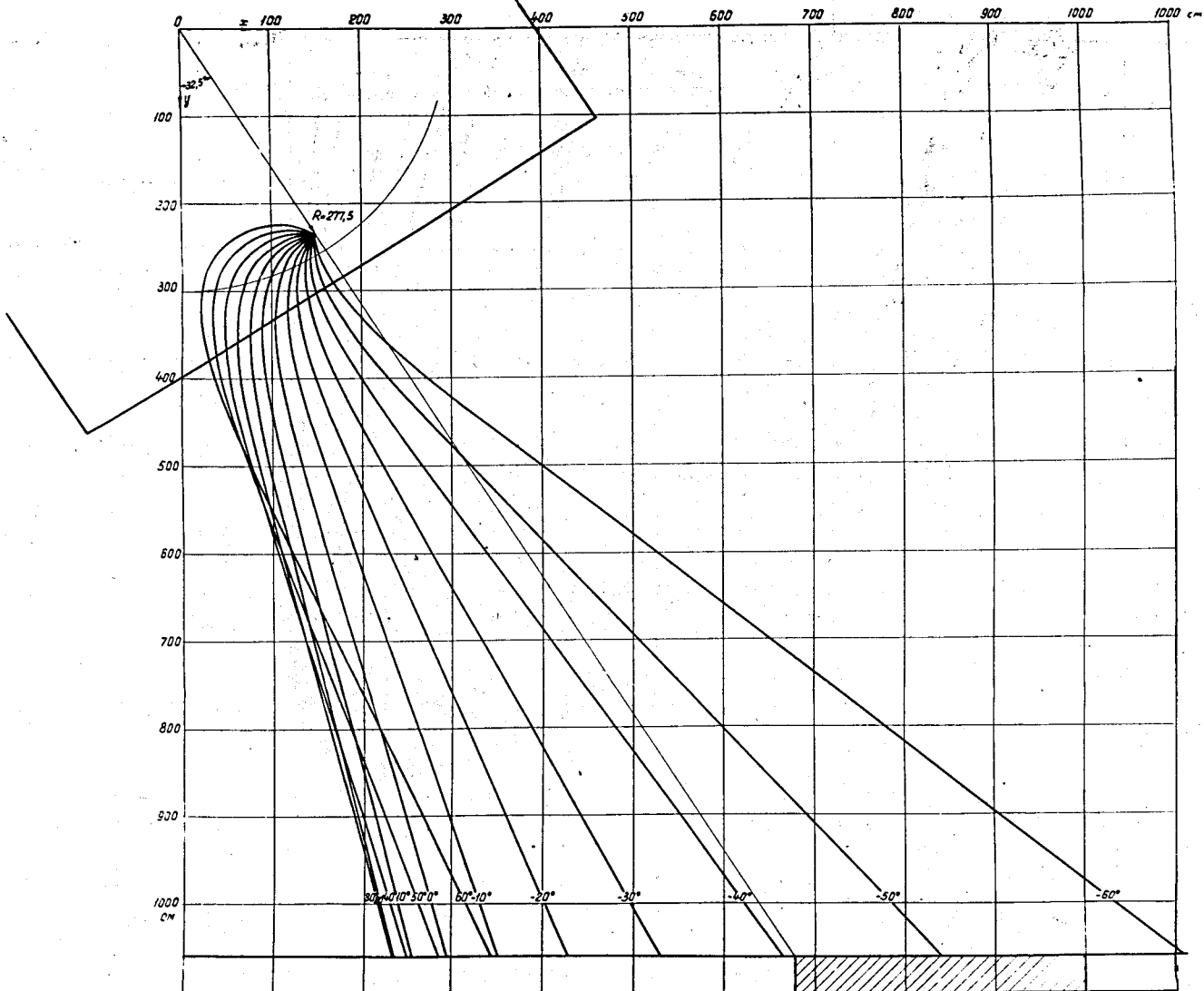


Рис. 3. Траектории π^- -мезонов с энергией 300 Мэв, вылетающих под углами от 0 до $\pm 60^\circ$.

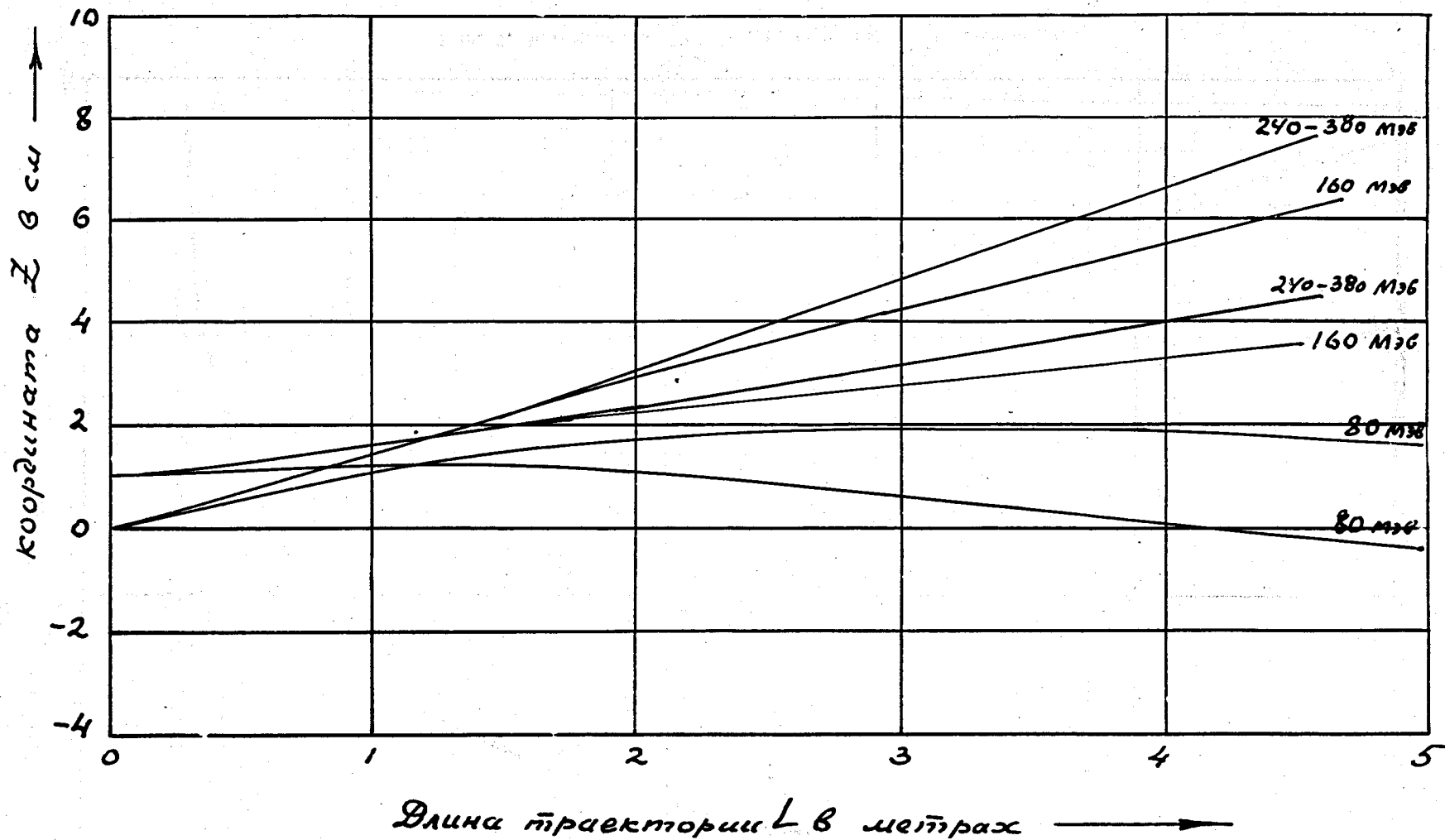


Рис. 4. Зависимость координат Z_1 и Z_2 от расстояния L до мишени ускорителя вдоль траектории для различных энергий π^- -мезонов.

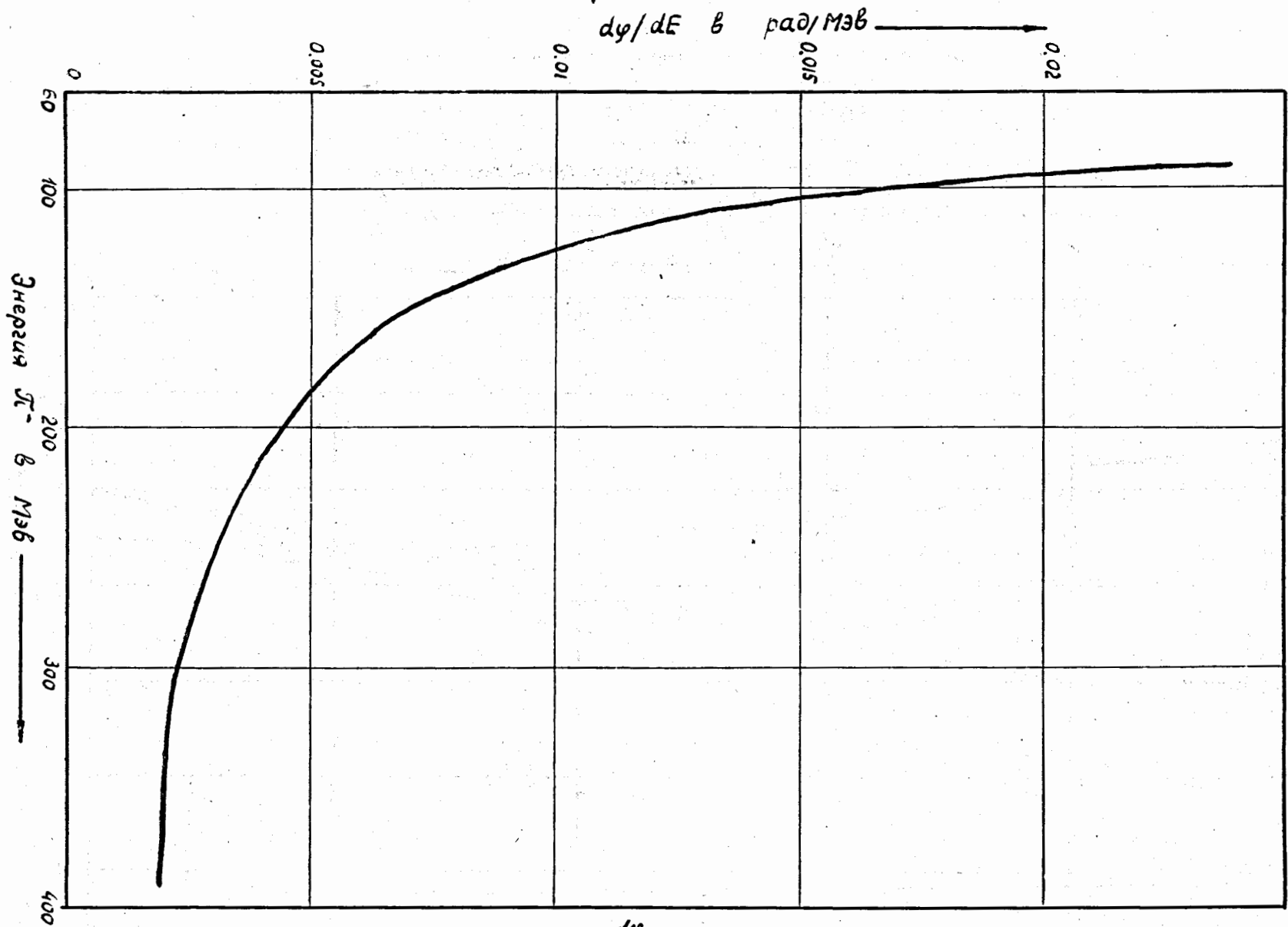


Рис. 5. Зависимость $\frac{d\sigma}{dE}$ от энергии π^- - мезонов.

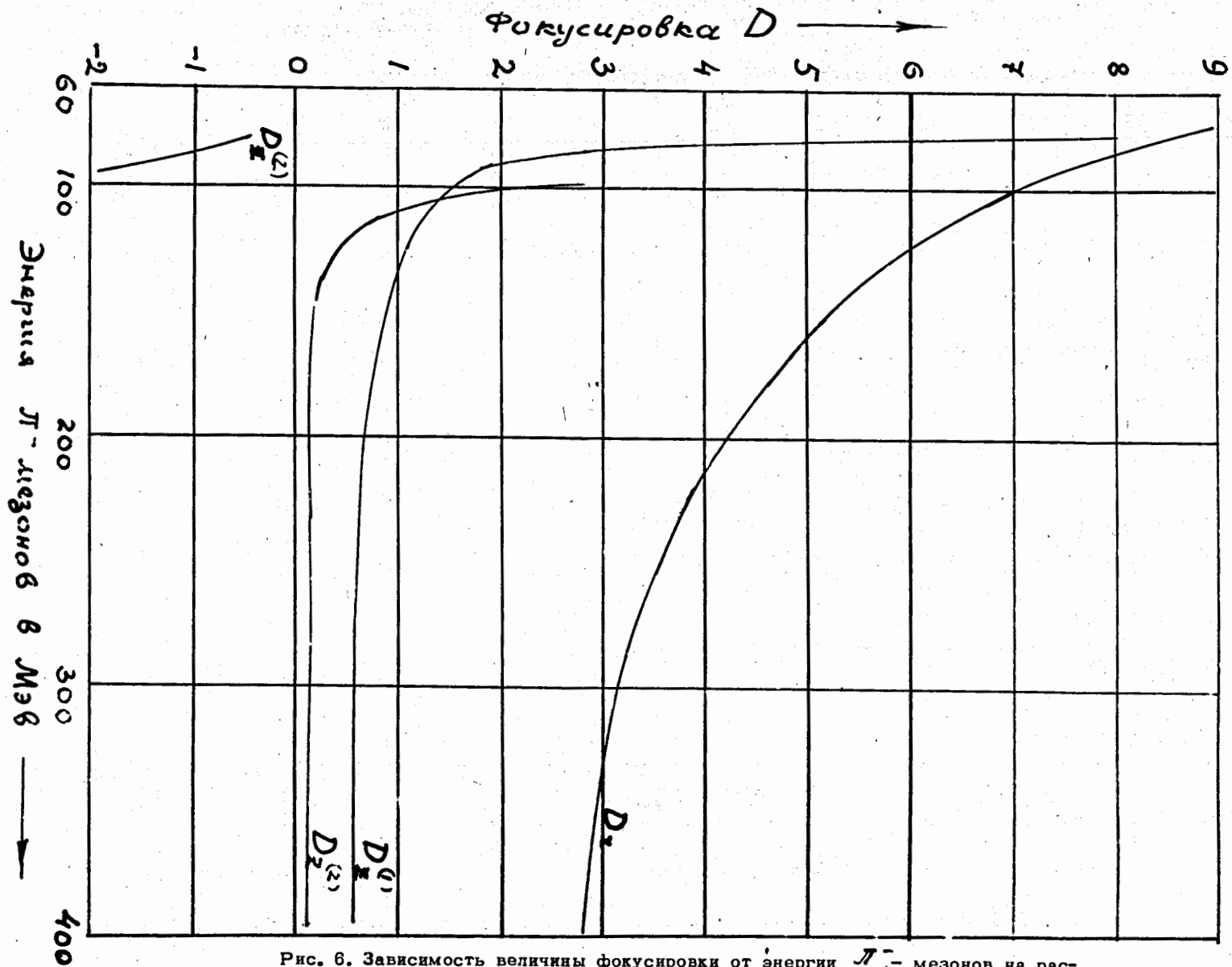


Рис. 6. Зависимость величины фокусировки от энергии π^- мезонов на расстоянии $L = 8$ м от мишени вдоль траектории,

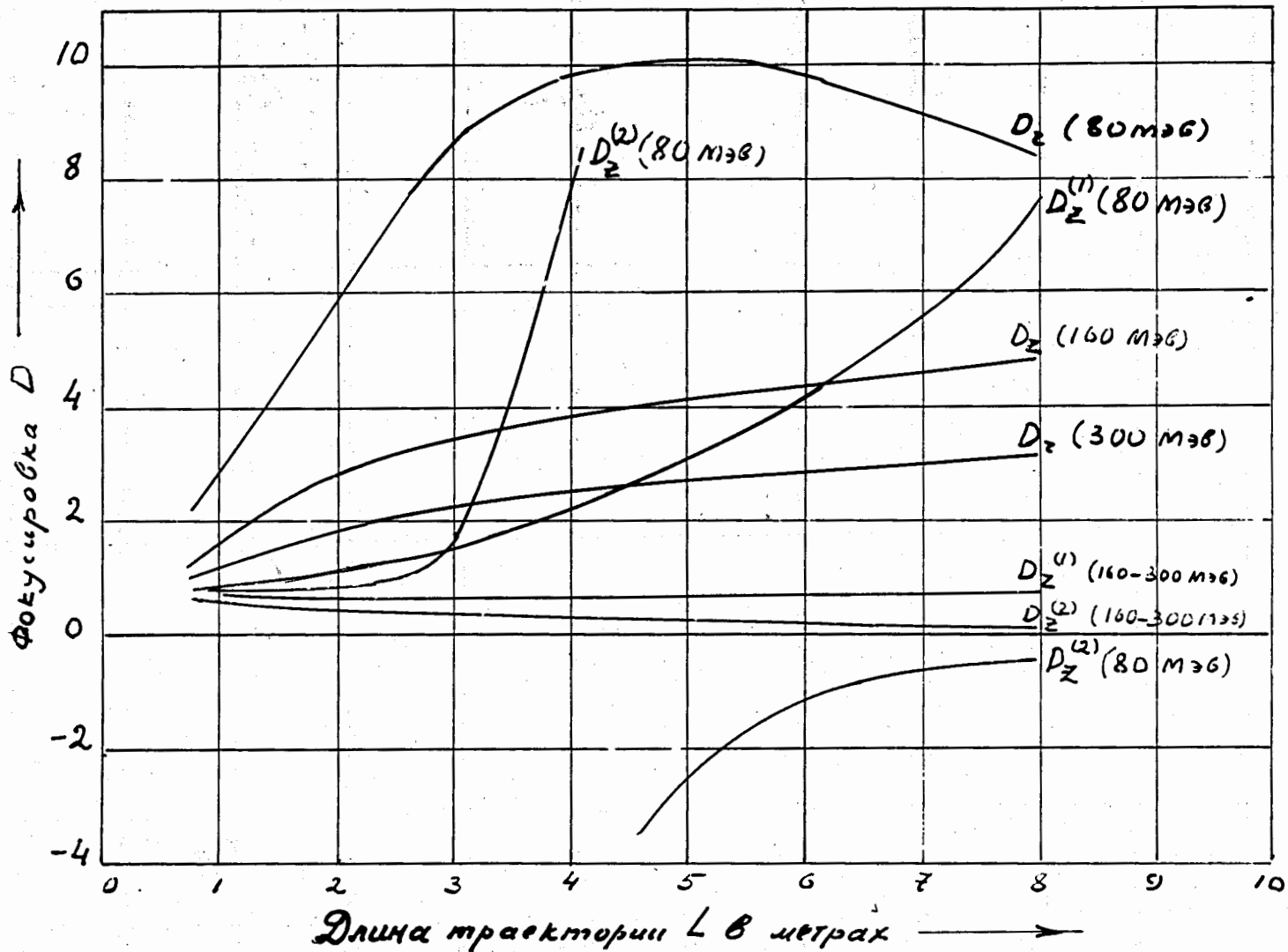


Рис. 7. Зависимость величины фокусировки для π^- - мезонов с энергией 80, 160 и 300 МэВ от расстояния до мишени вдоль траектории.

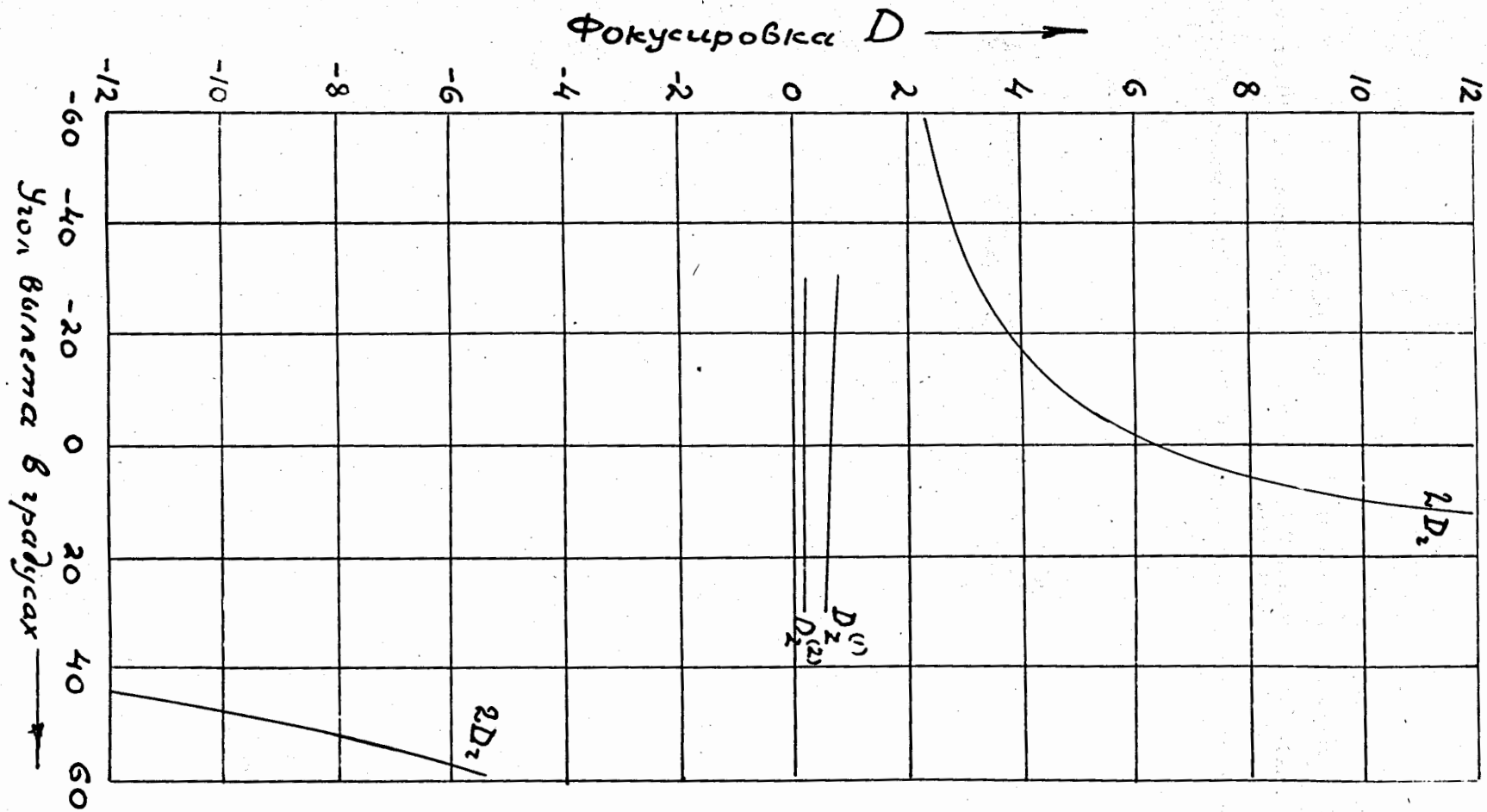


Рис. 8. Зависимость величины фокусировки от угла вылета для π^- - мезонов с энергией 300 Мэв на расстоянии $L = 8$ м от мишени вдоль траектории.

Л и т е р а т у р а

1. F.J.M. Farley, CERN 59-12, 1959.
2. Д.П. Василевская, Ю.Н. Денисов. ПТЭ 3, 144, 1959.
3. **В.С. Катышев**, А.А. Кропин, В.Б. Мухина, Т.Н. Томилина, А.В. Честной. ОИЯИ, Р-601, 1960.
4. В.Г. Кириллов-Угрюмов, А.А. Кропин, В.С. Роганов, А.В. Самойлов, ОИЯИ, Р-664 , 1961.

Работа поступила в издательский отдел
25 января 1961 г.