

С 3450

К-90

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

30/18

Р - 2880



Е.М. Кулакова, К.П. Мызников, Л.А. Смирнова,  
Б.В. Феоктистов

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЦЕНТР  
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

МЕТОД РАСЧЕТА ТРАЕКТОРИЙ  
ВЫВЕДЕННЫХ ЧАСТИЦ  
В РАССЕЯННОМ ПОЛЕ  
СИНХРОФАЗОТРОНА ОИЯИ

1966

Р - 2880

Е.М. Кулакова, К.П. Мызников, Л.А. Смирнова,  
Б.В. Феоктистов

МЕТОД РАСЧЕТА ТРАЕКТОРИЙ  
ВЫВЕДЕННЫХ ЧАСТИЦ  
В РАССЕЯННОМ ПОЛЕ  
СИНХРОФАЗОТРОНА ОИЯИ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

## 1. В в е д е н и е

При выводе пучков заряженных частиц из синхрофазотрона трасса вывода обычно на большом протяжении пересекает рассеянное магнитное поле ускорителя. В оптическом отношении рассеянное магнитное поле подобно сильнофокусирующей линзе и существенным образом влияет на движение и фокусировку выведенных пучков. Поэтому при расчете и наладке каналов выведенных частиц крайне важно точно анализировать их движение в рассеянном магнитном поле. В настоящей работе описан метод расчета на электронно-вычислительной машине горизонтальных и вертикальных проекций траекторий частиц в рассеянном поле синхрофазотрона ОИЯИ. В основу расчетов положена карта рассеянного магнитного поля, измеренная в 1965 г. в конце III квадранта ускорителя при индукции в зазоре магнита 12300 гаусс /1/. Точность измерения относительного распределения магнитного поля составляла 0,3%. Это дало возможность учесть нелинейные члены при нахождении компонент магнитного поля и значительно уточнить ранее существовавший метод расчета /2/. Ниже будет описана методика расчета для всех случаев, встречающихся в практике вывода вторичных и первичных частиц из синхрофазотрона ОИЯИ:

- расчет траектории частицы с данным импульсом, вылетающей из мишени под заданным углом;
- расчет положения мишени по заданному направлению движения частиц в свободном пространстве для заданного импульса и угла вылета частиц из мишени;
- расчет траекторий протонов при выводе из ускорителя с учетом их движения в отклоняющем магните, распределение поля в котором может быть задано как аналитически, так и в виде карты. Вертикальная и горизонтальная проекции траекторий частиц рассчитываются как функции заряда, импульса, начального азимута, радиуса и вертикального смещения, а также начального горизонтального и вертикального углов частиц.

## 2. М е т о д   р а с ч е т а

При расчетах использованы уравнения движения заряженной частицы в магнитном поле в цилиндрической системе координат (см., например, /3/):

$$\ddot{R} = A_0 \sqrt{1 - \beta^2} [A_R - \dot{R}A] + \dot{\phi}^2 R;$$

(1)

$$\ddot{z} = A_0 \sqrt{1 - \beta^2} [A_z - \dot{z}A]; \quad (1)$$

$$\ddot{\phi} = \frac{1}{R} \{ A_0 \sqrt{1 - \beta^2} [A_\phi - R\dot{\phi}A] - 2\dot{R}\dot{\phi} \}.$$

Здесь  $R, \phi, z$  - радиус, азимут и вертикальное смещение частицы;  $A_0 = \frac{e}{m_0 c^2}$ ;  $\beta = \frac{v}{c}$ ,  $v$  - скорость,  $e$  - заряд;  $m_0$  - масса покоя частицы,  $c$  - скорость света.

Составляющие векторного потенциала магнитного поля  $A$  определяются через компоненты магнитного поля  $B_x, B_R$  и  $B_\phi$ :

$$\begin{aligned} A_R &= R\dot{\phi}B_x - \dot{z}B_\phi; \\ A_x &= \dot{R}B_\phi - R\dot{\phi}B_R; \\ A_\phi &= \dot{z}B_R - \dot{R}B_x. \end{aligned} \quad (2)$$

Дифференцирование производится по  $(ct)$ , где  $c$  - скорость света.

Используемая при расчетах цилиндрическая система координат выбрана следующим образом (рис. 1): центр системы совпадает с центром квадранта ускорителя, за начало отсчета по азимуту принят торцовый срез вертикальных стоек яра магнита на входе в квадрант ускорителя. Отсчет азимута  $\phi$  производится против часовой стрелки в соответствии с направлением движения ускоряемого пучка. Азимут  $\phi = 90^\circ$  соответствует торцу вертикальных стоек яра магнита на другом конце квадранта. Расстояние по радиусу отсчитывается от центра кривизны квадранта. Плоскость  $(R, \phi)$  совпадает со средней геометрической плоскостью ускорителя, расстояние  $z$  отсчитывается от неё соответственно вверх и вниз. Направление горизонтальной проекции траектории в каждой точке характеризуется горизонтальным углом  $\alpha = \text{arctg} \frac{\dot{R}}{R\dot{\phi}}$  между касательной к горизонтальной проекции траектории в данной точке и касательной к координатной окружности (см. рис. 1), проходящей через эту точку. Вертикальный угол  $\alpha_\perp = \text{arctg} \frac{z}{\sqrt{R^2 + (R\dot{\phi})^2 + \dot{z}^2}}$  определяется как угол между касательной к вертикальной проекции траектории и плоскостью  $(R, \phi)$ . Для удобства анализа траекторий в свободном пространстве введена дополнительная прямоугольная система координат, центр которой находится в точке  $O_1$  пересечения равновесной окружности ( $R = 2800 \text{ см}$ ) с крайним радиусом квадранта (рис. 1). Ось  $y$  направлена по  $R$ , ось  $x$  направлена по касательной к равновесной окружности в точке  $O_1$ . Положительное значение  $x$  отсчитывается в направлении движения пучка.

Карта вертикальной составляющей магнитного поля  $B_z(R, \phi, 0)$  (рис. 2) была снята

в средней геометрической плоскости ускорителя ( $z=0$ ) в прямоугольной системе координат, центр которой совпадает с точкой пересечения оси последнего окна квадрата и равновесной орбиты ускорителя ( $R=2800$  см ;  $\phi=1,374$ ). По измеренному распределению  $B_z(R, \phi, 0)$  в конце квадрата было составлено распределение  $B_z(R, \phi, 0)$  по всему квадрату. При этом предполагалось, что распределение  $B_z$  в начале и конце квадрата совпадают. Из рис. 2 видно, что, начиная от оси окна,  $B_z$  слабо зависит от  $\phi$ , поэтому было сделано допущение, что поле в области между осями крайних окон не изменяется в направлении азимута. Таким образом, карта поля на протяжении всего квадрата задана в следующем виде: поле в области от осей крайних окон в направлении торцов квадрата задано в виде карт в цилиндрической системе координат, поле в области между осями крайних окон взято не зависящим от азимута и имеющим такое же распределение по  $R$ , как и на осях окон. Пересчет карты поля из прямоугольной системы координат в цилиндрическую производился на электронно-вычислительной машине. Для расчетов вертикальной и горизонтальной проекции траекторий необходимо знание компонент поля  $B_z(R, \phi, z)$ ,  $B_R(R, \phi, z)$ ,  $B_\phi(R, \phi, z)$  во всем интересующем нас объеме поля. Нахождение этих компонент в пространстве производилось с точностью до величины второго порядка малости по известной величине  $B_z(R, \phi, 0)$  по следующим формулам:

$$B_z(R, \phi, z) = B_z(R, \phi, 0) - \frac{z^2}{2} \left[ \frac{1}{R} \frac{\partial B_z(R, \phi, 0)}{\partial R} + \frac{\partial^2 B_z(R, \phi, 0)}{\partial R^2} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 B_z(R, \phi, 0)}{\partial \phi^2} \right]; \quad (3)$$

$$B_R(R, \phi, z) = \frac{\partial B_z(R, \phi, 0)}{\partial R} z; \quad (4)$$

$$B_\phi(R, \phi, z) = \frac{1}{R} \frac{\partial B_z(R, \phi, 0)}{\partial \phi} z. \quad (5)$$

Таким образом, все компоненты поля в пространстве были выражены через известную величину  $B_z(R, \phi, 0)$  и ее производные по  $R$  и  $\phi$ . Вычисление величины производных производилось по разностной схеме с учетом величины поля в 3 точках:

$$\frac{\partial B_z(R, \phi, 0)}{\partial R} = \frac{B_z(R + \Delta R, \phi, 0) - B_z(R - \Delta R, \phi, 0)}{2\Delta R}, \quad (6)$$

х) Выражения для компонент поля получены из условия  $\text{rot } \mathbf{B} = 0$ ,  $\text{div } \mathbf{B} = 0$ . Кроме того, предполагалось, что средняя геометрическая и магнитная плоскости совпадают. Строго говоря, последнее условие выполняется не всегда. Однако для учета поправок, вызванных этим эффектом, необходимо знать распределение компонент  $B_R$  и  $B_\phi$  в плоскости  $(R, \phi, 0)$ . Ввиду малости этих величин осуществить их измерение на практике весьма затруднительно.

$$\frac{\partial^2 B_z(R, \phi, 0)}{\partial R^2} = \frac{B_z(R + \Delta R, \phi, 0) + B_z(R - \Delta R, \phi, 0) - 2B_z(R, \phi, 0)}{\Delta R^2}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial^2 B_z(R, \phi, 0)}{\partial \phi^2} = \frac{B_z(R, \phi + \Delta \phi, 0) + B_z(R, \phi - \Delta \phi, 0) - 2B_z(R, \phi, 0)}{\Delta \phi^2}.$$

Интегрирование уравнений (1) производилось на электронно-вычислительной машине методом Рунге-Кутты (программа 1047). Шаг интегрирования составлял 10 см. Нахождение величины  $B_z(R, \phi, 0)$  в промежуточных точках производилось по измеренным величинам методом параболической интерполяции по трем точкам. Нужно отметить, что в данной работе не учитывается изменение поля ускорителя во времени, поскольку это изменение для рассчитываемых траекторий весьма мало ( $< 0,005\%$ ). Абсолютная величина поля, принятая за 100%, может задаваться в соответствии с конкретными условиями задачи. Поскольку большинство траекторий рассчитывается в интервале значений поля  $12000 \div 12800$  гс, в настоящее время в программу введена величина  $B_0 = 12620$  гс, для которой протон с  $p = 10.593$  Гэв/с имеет равновесный радиус 2800 см. При этом предполагается, что картина рассеянного поля в указанном интервале индукций совпадает с картой поля при 12300 гаусс.

### 3. Расчет траекторий вторичных заряженных частиц ( программа 1047 )

По программе 1047 можно производить расчеты траекторий вторичных частиц по так называемым прямому и обратному направлениям. При расчете по прямому направлению (программа 1047-1) определяется траектория частицы с заданным импульсом, выходящей из внутренней мишени под заданным углом. Для этого необходимо задать следующие начальные условия:  $\alpha_H$  [рад] - горизонтальный угол вылета частицы из мишени;  $\alpha_{1H}$  [рад] - вертикальный угол вылета частицы из мишени;  $\phi_H$  [рад] - азимут мишени;  $R_H$  [см] - радиус мишени;  $z_H$  [см] - начальное вертикальное смещение;  $p$  [Гэв/с] - импульс частицы;  $M$  - число, характеризующее знак заряда частицы, поскольку поле в программе взято с положительным знаком для положительных частиц

$M = -1$ , для отрицательных  $M = +1$ . При расчетах машина может печатать всю траекторию или часть ее, азимут начала и конца печати указывается в начальных условиях. При расчете по обратному направлению (программа 1047-2) по заданному направлению движения частицы в свободном пространстве можно найти положение мишени в поле ускорителя для заданного угла вылета частицы из мишени. Для этого необходимо знать: координаты  $x_H, y_H, z_H$  [см] какой-либо точки траектории в свободном

пространстве в прямоугольной системе координат; горизонтальный угол  $\alpha_{np}$  [рад] - в прямоугольной системе координат;  $\alpha_1$  [рад] - вертикальный угол;  $p$  [Гэв/с] - импульс частицы;  $M$  - знак заряда частицы;  $\alpha_n$  [рад] - горизонтальный угол вылета частицы из мишени<sup>х)</sup>. В данном случае всегда печатается вся траектория, счет кончается на азимуте  $\phi$ , при котором угол вылета из мишени достигает заданной величины. При расчете по любому направлению на каждом шаге интегрирования печатаются  $R, \phi, z, \alpha, \alpha_1$  в цилиндрической и  $x, y, \alpha_{np}$  в прямоугольной системе координат. Порядок задания начальных условий и порядок печати результатов расчета приведен в работе<sup>12/</sup>.

Результаты расчетов по программам 1047-1 и 1047-2 были проверены экспериментально для  $\pi^-$  и  $\pi^+$ -мезонов В.С.Кладницким и А.С.Вовенко. По программе 1047-1 была рассчитана траектория  $\pi^-$ -мезонов с  $p = 5,13$  Гэв/с, идущих из мишени, расположенной в конце I квадранта ускорителя на азимуте 1,37448 рад, радиусе 2824 см и с нулевым углом вылета из мишени. На азимуте среза ядра магнита (1,57 рад) экспериментально определенные значения радиуса и направления траектории были 3003 см и  $29^{\circ}40'$ , соответственно, расчетные - 3000,50 см и  $29^{\circ}45'$ . Точность совпадения лучше 0,5%. При выводе пучка  $\pi^+$ -мезонов в конце II квадранта ускорителя направление канала в свободном пространстве было задано следующими координатами в прямоугольной системе:  $x = 0, y = -169,5$  см  $\alpha_{np} = -0,3185$  рад. По этим начальным данным было найдено положение мишени в поле ускорителя по программе 1047-2 для нулевого угла вылета частиц из мишени. Расчетное значение импульса составляло 4,85 Гэв/с. Экспериментально было определено, что импульс частиц, выходящих из мишени, установленной на расчетные координаты, и идущих по заданному направлению в свободном пространстве, совпадает с расчетным значением с точностью лучше 1%. Таким образом, карту поля, снятую в III квадранте ускорителя, можно с достаточной точностью применять для расчета траекторий заряженных частиц в любом квадранте ускорителя. Отклонения от расчетных значений связаны, по-видимому, с ошибками при установке мишеней в камере ускорителя, а также с неточностью измерения величины импульса.

х) Для отрицательного горизонтального угла движения частицы в свободном пространстве начальные условия для программы 1047-2 должны быть заданы в таком же виде, как и для программы 1047-1, но в этом случае  $\phi$  - начала печати  $> \phi$  - конца печати.

4. Расчет движения протонов при  
выводе первичного пучка из  
синхрофазотрона (программа 978)

Вывод первичного пучка протонов из синхрофазотрона ОИЯИ производится по следующей схеме<sup>/4/</sup>: 1) резонансная раскачка бетатронных радиальных колебаний и заброс пучка протонов в магнит-дефлектор; 2) отклонение пучка и предварительная фокусировка его в дефлекторе и в магнитном поле ускорителя; 3) транспортировка выведенного пучка к измерительной площадке. Расчет системы вывода на ЭСМ построен таким образом, чтобы анализировать движение пучка протонов на оптимум в магнитных полях дефлектора, рассеянном поле ускорителя и в системе транспортировки. Здесь мы остановимся только на методике расчета движения в дефлекторе и рассеянном поле ускорителя. Метод расчета всей системы в целом будет описан отдельно.

Рассмотрим сначала движение частиц в магните-дефлекторе. Магнит-дефлектор расположен в середине прямолинейного промежутка между квадрантами синхрофазотрона II и III, центр его зазора находится на расстоянии  $d$  от оси прямолинейного промежутка (рис. 3). Средняя геометрическая плоскость дефлектора ( $z=0$ ) совпадает со средней геометрической плоскостью ускорителя. Частицы, заброшенные в зазор дефлектора и получившие в нем отклонение на определенный угол, при движении до выхода из ускорителя на большом протяжении пересекают рассеянное поле синхрофазотрона. Фокусировка пучка на выходе из ускорителя зависит от угла отклонения в дефлекторе и закона распределения поля в его зазоре<sup>/4/</sup>. При расчете задача ставилась таким образом, чтобы при заданном угле отклонения определить закон распределения поля в дефлекторе, при котором оптические характеристики пучка на выходе из ускорителя получаются оптимальными. С этой целью вычислялись траектории частиц в магните-дефлекторе и в рассеянном поле ускорителя для большого числа начальных условий. Совокупность данных на выходе ускорителя позволяет определить эмитанс выведенного пучка. Закон распределения поля в дефлекторе выбирался таким, чтобы эмитанс был минимальным. Для расчета траекторий в дефлекторе использовались уравнения движения в цилиндрической системе координат (1). При расчетах предполагалось, что поле в дефлекторе азимутально однородно. Компоненты поля  $B_z$  и  $B_R$  были заданы аналитически с учетом членов второго порядка в цилиндрической системе координат дефлектора:

$$B_z(R, z) = B_{0\partial} \left[ 1 - \eta \frac{R_{\partial} - R_{0\partial}}{R_{0\partial}} + \frac{1}{R_{0\partial}} k \eta \left( \frac{R_{\partial} - R_{0\partial}}{R_{0\partial}} \right)^2 + \frac{\eta z^2}{2R_{0\partial}^2} (1-k) \right], \quad (8)$$



$$B_R(R_{\partial}, z) = B_0 \partial \frac{z}{R_0 \partial} n \left( 1 - k \frac{R_{\partial} - R_0 \partial}{R_0 \partial} \right). \quad (8)$$

Здесь  $n = -\frac{R_0 \partial}{B_0 \partial} \left( \frac{\partial B_z}{\partial R} \right)_{R=R_0 \partial, z=0}$ ,  $kn = \frac{R_0 \partial}{B_0 \partial} \left( \frac{\partial^2 B_z}{\partial R^2} \right)_{R=R_0 \partial, z=0}$  выражено в единицах  $n$ ,  $R_0 \partial$  -

центральный радиус дефлектора, который будет равновесным для протонов с импульсом 10,5834 Гэв/с;  $B_0 \partial$  - вертикальная компонента поля на центральном радиусе;

$R_{\partial}$  - текущий радиус; конфигурацию магнитного поля дефлектора можно варьировать, задавая различную величину  $n$  и  $k$ . Причем при заданном  $n$  величина  $k$  определяет вклад нелинейного поля. Интегрирование как в магните-дефлекторе, так и в свободном пространстве прямолинейного промежутка производилось в единой цилиндрической системе координат программы 1047 (рис. 1). Поэтому для определения величины поля на каждом шаге интегрирования находился радиус траектории в цилиндрической системе координат дефлектора. Если частица находится в какой-либо точке поля дефлектора с координатами  $R_1, -\phi_1$ , радиус ее в системе координат дефлектора  $R_{\partial}$  будет (рис. 3):

$$R_{\partial} = \sqrt{(-R_1 \sin \phi_1 + 400)^2 + (R_0 \partial + d + 2800 - R_1 \cos \phi_1)^2}.$$

Отметим также, что из-за того, что интегрирование ведется в системе координат ускорителя, в формуле для  $B_R$  изменен знак, поскольку направления  $R$  в системе координат ускорителя и дефлектора противоположны. Протяженность и форма эффективного поля магнита-дефлектора по азимуту определялась уравнениями передней и задней границы поля. Можно производить расчеты для магнита как прямоугольной, так и секторной формы. Для магнита прямоугольной формы уравнения передней и задней границ будут соответственно:

$$R = \frac{400 + \ell/2}{\cos(\phi + \pi/2)}, \quad (9)$$

$$R = \frac{400 - \ell/2}{\cos(\phi + \pi/2)},$$

где  $\ell$  - длина магнита,  $R$  и  $\phi$  - текущий радиус и азимут в цилиндрической системе координат программы 1047. Для магнита секторной формы уравнения границ

будут:

$$R = \frac{[400 + (2800 + d + R_0 \partial) \operatorname{tg} \beta_0 / 2] \cos \beta_0 / 2}{\cos(\phi + \pi/2 - \beta_0 / 2)}, \quad (10)$$

$$R = \frac{[400 - (2800 + d + R_0 \vartheta) \operatorname{tg} \beta_0 / 2] \cos \beta_0 / 2}{\cos(\phi + \pi / 2 + \beta_0 / 2)} \quad (10)$$

Здесь  $\beta_0$  - угол поворота протонов в дефлекторе,  $d$  - расстояние центра зазора дефлектора от оси прямолинейного промежутка. При интегрировании передней и задней границы дефлектора проходит частицей с заданной точностью  $\epsilon$  (x). Для этого находится сначала  $(R - R_{\text{пр}}) \sin \phi$  и сравнивается с заданными  $\epsilon$ , как только эти величины совпадут, начинается интегрирование в поле дефлектора, аналогично проходит задняя граница дефлектора, после чего начинается интегрирование в свободном пространстве. Начальные отклонения  $\rho_0$  и углы  $\alpha_0$  для расчета горизонтальных проекций траекторий получены на азимуте конца II квадранта после расчета движения протонов в условиях параметрического резонанса по программе 401. Начальное отклонение  $\rho_0$  в данном случае отсчитывается от центрального радиуса ускорителя, а угол  $\alpha_0$  представляет собой наклон траектории относительно оси прямолинейного промежутка (рис. 3). Начальные условия по  $z$  также задаются на азимуте конца II квадранта. Расчет траекторий в дефлекторе происходит в следующем порядке (программа 848): по заданным начальным данным на конце II квадранта находятся радиус, азимут и горизонтальный угол частицы в цилиндрической системе координат программы 1047, затем происходит интегрирование в свободном пространстве до передней границы поля дефлектора. После прохождения передней границы траектория рассчитывается в поле дефлектора заданной конфигурации (при заданных значениях  $n$  и  $k$ ) вплоть до прохождения задней границы поля дефлектора. Одновременно рассчитываются горизонтальная и вертикальная проекции траектории. Существуют варианты программы 848 с прямоугольными и секторными границами поля. Программы 848 и 1047-1 были объединены и создана управляющая программа 978, которая позволяет вести расчет непрерывно сначала в магните-дефлекторе, затем в поле ускорителя до заданного азимута. При расчете по управляющей программе выдаются следующие результаты: координаты и углы траектории на передней и задней границах дефлектора, сформированные начальные условия для программы 1047 и выходные данные программы 1047. Управляющая программа предусматривает вариацию длины и положения дефлектора относительно равновесной орбиты. В качестве начальных условий должны быть заданы: отклонение  $\rho_0$  и горизонтальный угол протона, вертикальное смещение  $z$  и вертикальный угол  $\alpha_{\text{в}}$ , импульс и знак заряда протона, смещение центра дефлектора относительно оси прямолинейного промежутка  $d$ , длина дефлектора  $l$ , равновесный радиус  $R_{0\vartheta}$  протона с заданным импульсом  $p$  и поле  $B_{0\vartheta}$  на равновесном радиусе, показатель поля  $n$  и

x) В наших расчетах необходимо было выбирать  $\epsilon = 10^{-7}$  см.

$k$ , азимуты начала и конца печати.

Приведем пример расчета по описанной программе. Для дефлектора, имеющего длину  $l=60$  см и смещенного относительно оси прямолинейного промежутка на расстояние  $d=25$  см, была определена конфигурация поля, при которой размер пучка на выходе ускорителя при заданном угле отклонения в дефлекторе  $\beta_0 = 55'20''$  получается минимальным. Для этого задавались различные значения  $n$  и определялся горизонтальный и вертикальный размеры пучка на выходе ускорителя. На рис.4 показано распределение частиц в горизонтальном направлении на выходе из ускорителя в оптимальном случае  $n = -75$  и  $k = 1$ . Как видно, 95% частиц сосредоточены в 14 см. Полный вертикальный размер пучка на выходе ускорителя не превышает в этом случае 1 см.

В заключение авторы благодарят И.Б.Иссынского за полезные советы и обсуждения.

### Л и т е р а т у р а

1. Е.А.Дементьев, И.Б.Иссынский, Е.М.Кулакова, К.П.Мызников, М.Полак, Ф.Хованец. Измерение топографии магнитного поля синхрофазотрона ОИЯИ датчиком Холла. Препринт ОИЯИ, Р - 2818, Дубна, 1986.
2. Е.М.Кулакова, Л.А.Смирнова. Расчет траекторий заряженных частиц в магнитном поле синхрофазотрона ОИЯИ. Б2-1836, Дубна, 1983.
3. Сборник "Ускорителя". Атомиздат, 1980.
4. Л.П.Зиновьев, И.Б.Иссынский, В.И.Котов, Е.М.Кулакова, К.П.Мызников, Н.И.Павлов. Препринт ОИЯИ, Р-2387, Дубна, 1985.

Рукопись поступила в издательский отдел  
5 августа 1986 г.

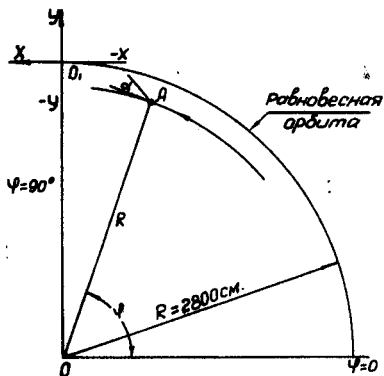


Рис.1. Системы координат, используемые при расчетах: O - центр цилиндрической системы координат;  $O_1$  - центр вспомогательной прямоугольной системы координат;  $\psi = 0$  и  $\psi = 90^\circ$  - соответствует срезам вертикальных стоек яра магнита на торцах квадранта.

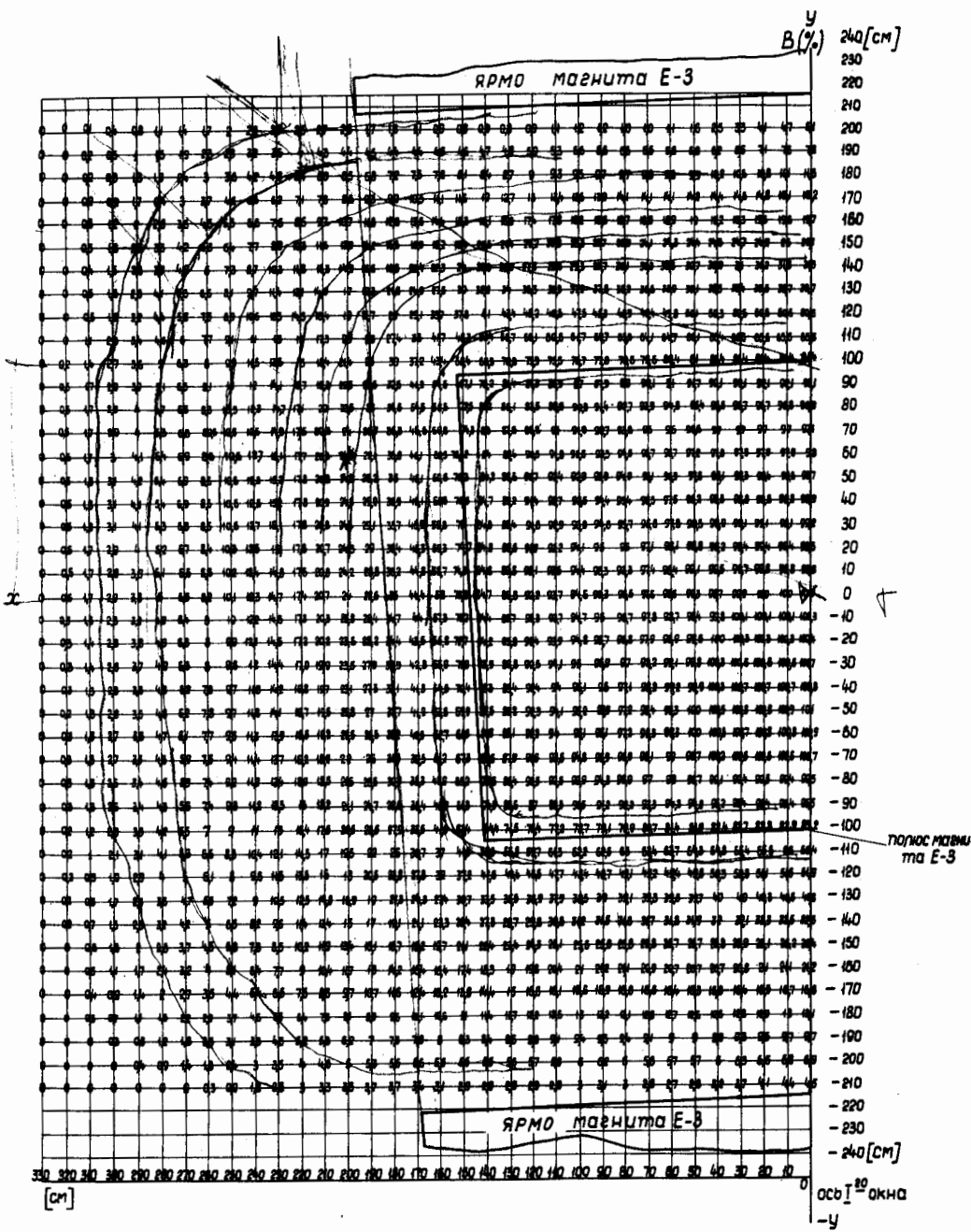


Рис. 2. Карта распределения рассеянного поля синхрофазотрона в медиальной плоскости зазора магнита, измеренная в конце III квадранта ускорителя.

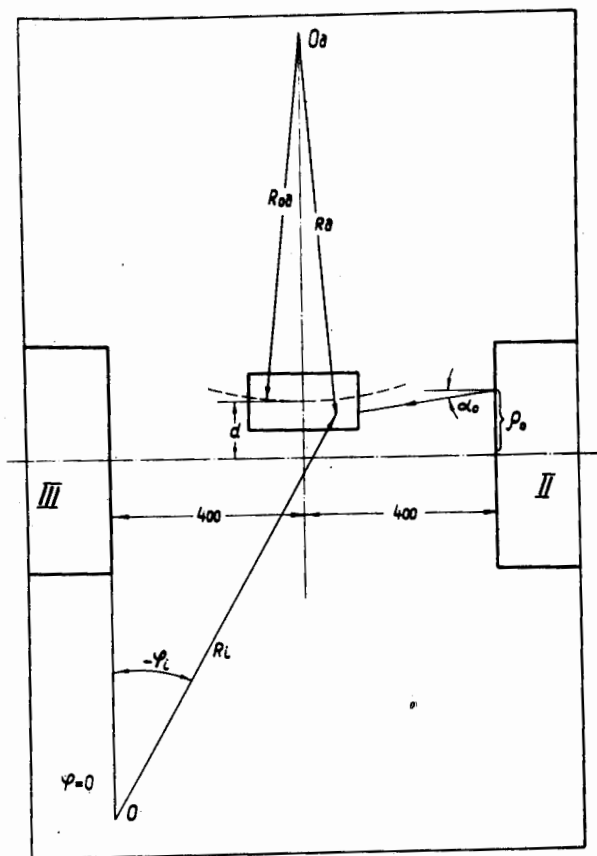


Рис. 3. Расположение магнита-дефлектора в прямолинейном промежутке.

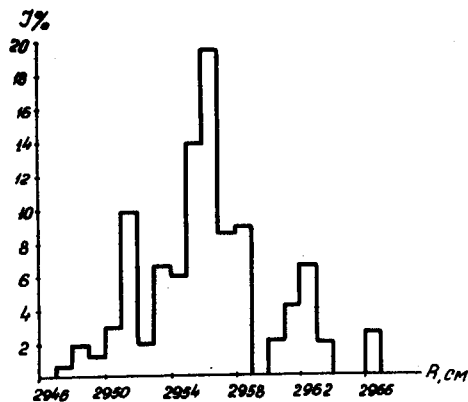


Рис. 4. Распределение интенсивности пучка в направлении радиуса на выходе ускорителя (азимут 1,57 рад). По оси абсцисс отложена величина радиуса, по оси ординат - число частиц в относительных единицах, попадающих в данный интервал по радиусу, составляющий 1 см.