

Г- 524

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

9-3352-1



А.А. Глазов, Д.Л. Новиков

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ  
ПОВОРОТА ПУЧКА С ДВОЙНОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

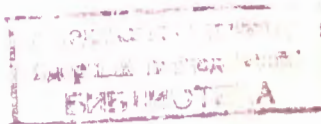
1967.

9-3352-1

5208/3 мр.

А.А. Глазов, Д.Л. Новиков

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ  
ПОВОРОТА ПУЧКА С ДВОЙНОЙ ФОКУСИРОВКОЙ



При решении вопроса внешней аксиальной инъекции в электронную модель ускорителя возникла проблема поворота интенсивного электронного пучка на  $90^\circ$  для перевода его в медианную плоскость. Чтобы не было значительных потерь в интенсивности, система поворота должна обеспечивать двойную фокусировку пучка с кроссовером, близким к выходу из устройства. В качестве такой системы был использован сферический электростатический конденсатор. Ниже приводятся результаты теоретического анализа движения в конденсаторе, расчета на ЭВМ и экспериментальных исследований.

Радиальная компонента поля в сферическом конденсаторе определяется из равенства:

$$E_r(r) = \frac{U_3 R_1 R_2}{(R_2 - R_1) r^2}, \quad (1)$$

где  $R_1$  и  $R_2$  — радиусы внутренней и внешней пластин конденсатора,  $R_1 \leq r \leq R_2$ ,  $U_3$  — разность потенциалов между пластинами. Введем  $r_0$  из условия, что на  $r_0$  потенциал относительно земли (при симметричном питании пластин конденсатора  $+V$ ) равен нулю  $r_0 = \frac{2 R_1 R_2}{(R_1 + R_2)}$ , тогда

$$E_{0r} = \frac{U_3 R_1 R_2}{(R_2 - R_1) r_0^2} \quad \text{и} \quad E_r = E_{0r} \left( \frac{r_0}{r} \right)^2.$$

Равновесная частица должна пролетать поле конденсатора по траектории равновесного радиуса  $\frac{m v_0^2}{r_0} = e E_{0r}$ , причем  $m v_0^2 = 2 e V_0$ , где  $v_0$  — скорость равновесной частицы,  $V_0$  — ускоряющее напряжение. Отсюда получим

$$r_0 E_0 = \frac{U_3 R_1 R_2}{(R_2 - R_1) r_0} = V_{от.} = 2 V_0. \quad (2)$$

При движении в центральном поле момент импульса системы  $\vec{M} = [\vec{r}, \vec{p}]$  сохраняется постоянным относительно центра поля и в случае поля притяжения  $U = -\frac{\eta}{r}$ , где  $\eta = 2eV_0 r_0$ . Траектория частицы описывается уравнением конического сечения с фокусом в начале координат <sup>x/</sup>

$$r = \frac{\rho}{1 + e \cos(\phi + \psi)}, \quad (3)$$

где  $\phi$  - текущая координата,  $\psi$  - начальная фаза,  $e$  - эксцентриситет и  $\rho$  - параметр

$$e^2 = \frac{2 E M^2}{m \eta^2} + 1, \quad (4)$$

$$\rho = \frac{M^2}{m \eta}.$$

Здесь  $m$  - масса электрона и  $E = W + U$  - "эффективная" потенциальная энергия.

Рассмотрим действие краевого поля конденсатора на входе в систему поворота (рис. 1). Частица, попавшая в  $r_H > r_0$ , часть пути пролетает в тор-мозическом поле, которое изменяет ее энергию на величину, равную разности потенциалов в  $r_0$  и  $r_H$ : <sup>x/</sup>

$$-\frac{m v^2}{2} \rho x = \frac{m (v_0')^2}{2} - e V_{OT} \left(1 - \frac{r_0}{r_H}\right). \quad (5)$$

В таком случае эффективная энергия на входе в конденсатор будет

$$E = \frac{m v^2}{2} \rho x - e V_{OT} \frac{r_0}{r_H} = \frac{m (v_0')^2}{2} - e V_{OT} = e V_H - 2e V_0. \quad (6)$$

Запишем момент системы в виде

$$|M| = m r_H v_{вх} \cos \alpha_H = m r_H v_0' \left[1 - 2 \frac{V_H}{V_0} \left(1 - \frac{r_0}{r_H}\right)\right]^{1/2} \cos \alpha_H, \quad (7)$$

где  $\alpha_H$  - угол между касательной к окружности  $r_H$  ( $\phi = 0$ ) и траекторией. Под-

<sup>x/</sup> Отклонение в краевом поле может быть учтено путем введения "эффективной протяженности" пластин, превышающей геометрическую.

ставив выражения для параметра и эксцентриситета в (6) и (7), учитывая, что  $\eta = 2eV_0r_0$ , получаем

$$p = \left[ \frac{r_H}{r_0} \frac{V_H}{V_0} - 2 \left( \frac{r_H}{r_0} - 1 \right) \right] r_H \cos^2 \alpha_H, \quad (8)$$

$$e = \left\{ \left[ \frac{r_H}{r_0} \frac{V_H}{V_0} - 2 \left( \frac{r_H}{r_0} - 1 \right) \right] \left( \frac{V_H}{V_0} - 2 \right) \frac{r_H}{r_0} \cos^2 \alpha_H + 1 \right\}^{1/2}.$$

В связи с тем, что нас интересуют выходные координаты и углы, введем

$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{r} \frac{dr}{d\phi}$  и для удобства преобразуем уравнение (3), откуда при  $\phi_0 = 0$ ,  $r = r_H$  и  $\operatorname{tg} \alpha = \operatorname{tg} \alpha_H$  получим

$$\begin{aligned} \cos \psi &= \frac{1}{e} \left( \frac{p}{r_H} - 1 \right), \\ \sin \psi &= \frac{1}{e} \operatorname{tg} \alpha_H \frac{p}{r_H} \end{aligned} \quad (9)$$

и, следовательно,

$$\begin{aligned} r &= \frac{p}{\left( \frac{p}{r_H} - 1 \right) \cos \phi - \frac{p}{r_H} \operatorname{tg} \alpha_H \sin \phi + 1}, \\ \operatorname{tg} \alpha &= \frac{\left( \frac{p}{r_H} - 1 \right) \sin \phi + \frac{p}{r_H} \operatorname{tg} \alpha_H \cos \phi}{\left( \frac{p}{r_H} - 1 \right) \cos \phi - \frac{p}{r_H} \operatorname{tg} \alpha_H \sin \phi + 1}. \end{aligned} \quad (10)$$

Разложим последние выражения в ряд до второго порядка по малости:

$$\frac{r_H}{r_0} = 1 + \beta, \quad \frac{V_H}{V_0} = 1 + \gamma, \quad \operatorname{tg} \alpha_H = \alpha_H \quad \text{и} \quad \cos^2 \alpha_H = 1.$$

После подстановки (10) принимает следующий вид:

$$r = \frac{r_H (1 - \beta + \gamma)}{(-\beta + \gamma) \cos \phi - a_H (1 - \beta + \gamma) \sin \phi + 1}, \quad (11)$$

$$\text{tg } \alpha = \frac{(-\beta + \gamma) \sin \phi + a_H (1 - \beta + \gamma) \cos \phi}{(-\beta + \gamma) \cos \phi - a_H (1 - \beta + \gamma) \sin \phi + 1}.$$

Если рассматривается конденсатор с азимутальной протяженностью  $\pi/2$ , то на выходе конденсатора получим

$$r_k = r_0 (1 + \gamma + a_H + 2a_H \gamma - a_H \beta - \beta^2 + \beta\gamma) \approx r_0 (1 + \gamma + a_H), \quad (12)$$

$$\text{tg } \alpha_k = (-\beta + \gamma - a_H \beta + a_H \gamma) \approx (\gamma - \beta).$$

На основе последних равенств проанализируем положение фокуса при различных условиях на входе в конденсатор (рис. 2):

а) плоскопараллельный моноэнергетический пучок ( $a_H = 0, \gamma = 0$ ).

После прохождения конденсатора  $r_k = r_0$  и  $a_k = -\beta$ , т.е. фокус находится при  $\phi = 90^\circ$ ;

б) немонаэнергетический плоскопараллельный пучок ( $\gamma = \gamma_0, a = 0$ ),

на выходе из конденсатора частицы с такими условиями имеют  $r_k = r_0(1 + \gamma_0)$ ,  $a_k = (\gamma_0 - \beta)$ . Фокус находится при  $90^\circ \leq \phi \leq 135^\circ$ ;

в) частицы вылетают под различными углами  $\alpha$  из одной и той же точки, лежащей на одной прямой с вершиной сектора конденсатора. Фокус находится при  $\phi = 135^\circ$ , иными словами, он лежит на продолжении прямой, проходящей через рассматриваемую точку и вершину сектора конденсатора<sup>/2/</sup>. Проведенный выше анализ движения пучка в поле сферического конденсатора был использован при выборе характеристик реальной системы поворота. Сферический конденсатор системы установлен с таким расчетом, чтобы пучок электронов, выходящий из последней линзы электростатического тракта<sup>/3/</sup>, имел минимальную расходимость на его входе. На рис. 3 показана граница пучка при переходе из фокусирующего тракта в устройство поворота, рассчитанная на ЭВМ, откуда видно, что входящий пучок является практически плоскопараллельным.

Строгое решение задачи о движении пучка электронов в поле сферического конденсатора с учетом пространственного заряда получено на ЭВМ. Распреде-

ление электрического поля конденсатора и прилегающей к нему диафрагмы снималось на электролитической ванне (рис. 4). Макет устройства был выполнен в масштабе 2:1. Решались следующие уравнения движения:

$$\ddot{r} = \frac{e}{m} E_r + \frac{e I}{2 \pi \epsilon_0 m (r - \bar{r}) r \dot{\phi}} + r \dot{\phi}'^2,$$

$$\ddot{\phi} = \frac{2 \dot{\phi} \dot{r}}{r}, \quad (13)$$

$$\ddot{y} = \frac{e}{m} E_y + \frac{e I}{2 \pi \epsilon_0 m (y - \bar{y}) r \dot{\phi}},$$

где

$$E_r = - \frac{\partial U(r, y, \phi)}{\partial r}, \quad E_y = - \frac{\partial U(r, y, \phi)}{\partial y},$$

$I$  — ток пучка в заданном сечении на входе в конденсатор,  $\bar{r}$  и  $\bar{y}$  — траектория равновесной частицы. Задача решалась в следующей последовательности. Сначала определялись траектории центра тяжести пучка при различных напряжениях на пластинах конденсатора. На рис. 5 показаны кривые изменения координаты центра тяжести пучка  $\bar{r}$  от  $\dot{\phi}$  при различных значениях разности потенциалов на пластинах конденсатора  $U_{30}$ , откуда видно, что при  $U_{30} = +1,974$  кв центр тяжести пучка движется по осевой траектории  $\bar{r} = r_0$ . При том же напряжении  $U_{30}$  координата  $\bar{y} = 0$  для всех  $\dot{\phi}$ . Затем при напряжении  $U_{30}$  определялись крайевые траектории пучка с заданным током, при этом на входе в конденсатор учитывалось действие краевого поля, влияние которого, как уже отмечалось выше, весьма существенно. На рис. 6 и 7 показаны траектории огнибающих пучка по  $r$  и  $y$  для различных величин тока от 0,1 а до 0,4 а. Из этих рисунков видно, что на выходе из конденсатора можно получить сходящийся пучок с током  $I = 0,25$  а. Для тока 0,4 а пучок при повороте на  $90^\circ$  будет расходящимся.

Для проводки пучка с током, большим чем 0,3 а, необходимо несколько поднять напряжение на пластинах конденсатора и одновременно уменьшить их

азимутальную протяженность. Расчеты на ЭВМ показали, что при прочих равных условиях конденсатором с угловой протяженностью  $80^\circ$  возможно провести пучок с током 350–370 ма, в этом случае на пластины конденсатора необходимо подать напряжение  $U_3 = \pm 2,1$  кв.

Экспериментально исследовались два типа конденсаторов:

а) сферический конденсатор, представляющий собой плоский сферический сектор размерами  $R_1 = 30$  мм,  $R_2 = 45$  мм и  $h = 25$  мм;

б) конденсатор, состоящий из плоских структур, поле которого близко к полю сферического конденсатора (рис. 8).

Основные результаты исследований приводятся в табл. 1. В колонках этой таблицы:  $W$  – энергия электронов в пучке,  $I'$  – ток на входе в конденсатор,  $I$  – проведенный ток через конденсатор,  $U_3$  – разность потенциалов на пластинах конденсатора,  $U'$  – разность потенциалов, рассчитанная по уравнению

$$U' = W \left( \frac{R_2}{R_1} - \frac{R_1}{R_2} \right). \quad (14)$$

Т а б л и ц а 1

$W$ (кэВ)	$I'$ (ма)	$I$ (ма)	$U_3$ (кв)	$U'$ (кв)
3	70	48	2,8	2,5
4	110	75	2,8	3,3
5	160	140	3,4	4,1
5,45	200	160	3,8	4,5
5,45	350	290	3,9	4,5

Как следует из табл. 1, с помощью сферического конденсатора удается провести более 80% частиц с энергией 5,5 кэВ. Максимальная величина тока, полученная на выходе конденсатора, составляла около 300 ма. Обращает на себя внимание хорошее совпадение экспериментального результата с результатами, полученными на ЭВМ, как по максимальной величине тока, так и по требуемой величине разности потенциалов на пластинах конденсатора. С целью уменьшения углового разброса частиц в пучке за выходом из конденсатора установлены две коллимирующие диафрагмы диаметром 10 мм и расстоянием друг от друга 30 мм.



После прохождения двух диафрагм на расстоянии 80 мм от осевой линии фокусирующего тракта зафиксирован ток пучка, равный 200–250 ма в импульсе.

Экспериментально исследовалось также устройство поворота с конденсатором, распределение поля в котором близко к распределению в сферическом конденсаторе. Этот конденсатор состоял из плоских цилиндрических структур, облегчающих технологию изготовления конденсатора. Характеристики такого конденсатора близки к характеристикам сферического конденсатора, однако величина токопропускания (70%) несколько меньше, чем у сферического конденсатора.

Для измерений распределения плотности тока на выходе из конденсатора, в плоскости, перпендикулярной направлению движения пучка, использовалась проволочная мишень, подключенная на двенадцатиточечный автоматический потенциометр ЭПП-09М2. Мишень изготавливалась из вольфрамовых проволочек диаметром 0,5 мм, расстояние между центрами которых составляло 2 мм. Двенадцать вольфрамовых проволочек были натянуты в одном направлении и закреплялись тефлоновым изолятором в водоохлаждаемом коллекторе, принимающим на себя основную часть пучка. Весь пробник вместе с проволочной мишенью через вильсоновское уплотнение можно было поворачивать в плоскости XY на угол  $+180^\circ$ . При повороте пробника через  $30^\circ$  замкнутая граница пучка и линии одинаковой плотности определялись по 12 точкам. Ток на двенадцатиточечный самописец регистрировался по выбиванию вторичных электронов с вольфрамовых проволочек. Абсолютное значение тока пучка фиксировалось цилиндром Фарадея. На рис. 9 показано сечение пучка на выходе из сферического конденсатора, снятое на расстояниях 20 и 60 мм от последней коллимирующей диафрагмы системы поворота. По кривым рис. 9 определены радиальный и аксиальный эмиттансы пучка за устройством поворота. Величина аксиального эмиттansa составила 56 млрд $\cdot$ мм, с таким эмиттансом выходит более 80% частиц пучка. Радиальный эмиттанс несколько меньше: 80% частиц вписывается в площадь 40 млрд $\cdot$ мм.

Авторы выражают благодарность Т.П. Кочкиной за помощь при расчете движения на ЭВМ.

#### Л и т е р а т у р а

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Механика, Москва (1958).
2. E.M.Purcell. Phys.Rev., 54, 818 (1938).
3. А.А. Глазов, Д.Л. Новиков. Препринт ОИЯИ, Р-9-3024-1, Дубна, 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел  
29 мая 1967 г.

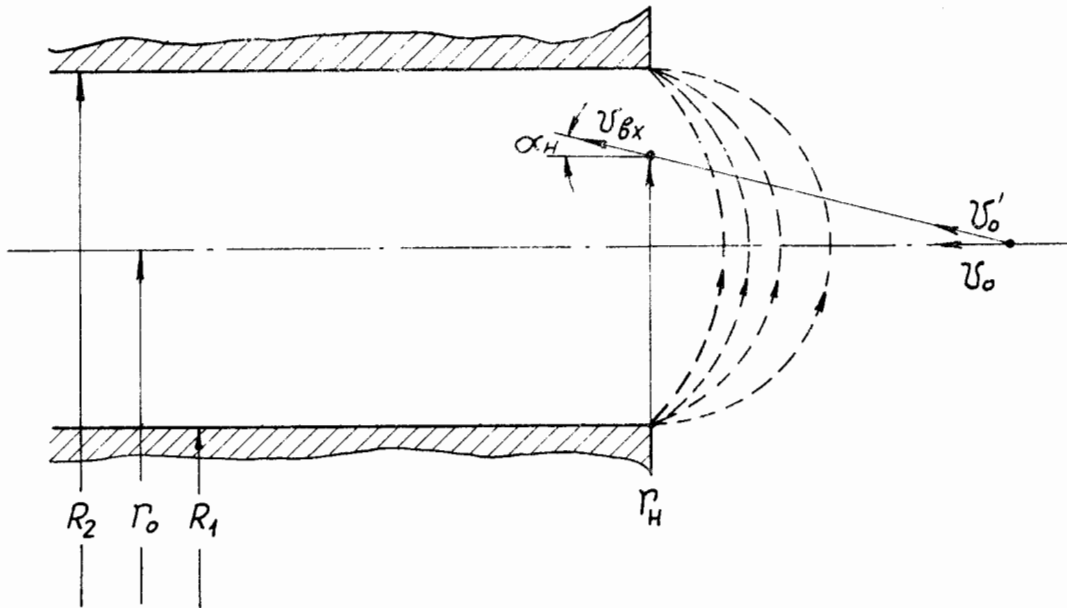


Рис. 1. Схема влета электрона в поле конденсатора.

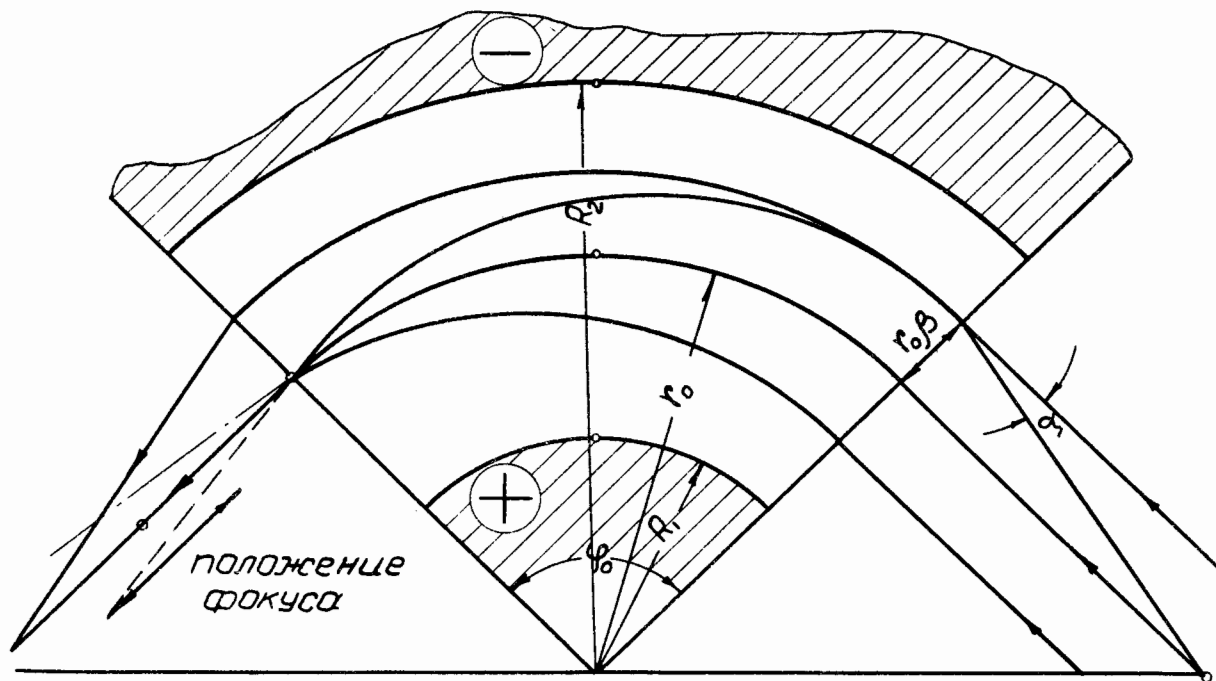


Рис. 2. Траектории электронов в сферическом конденсаторе.

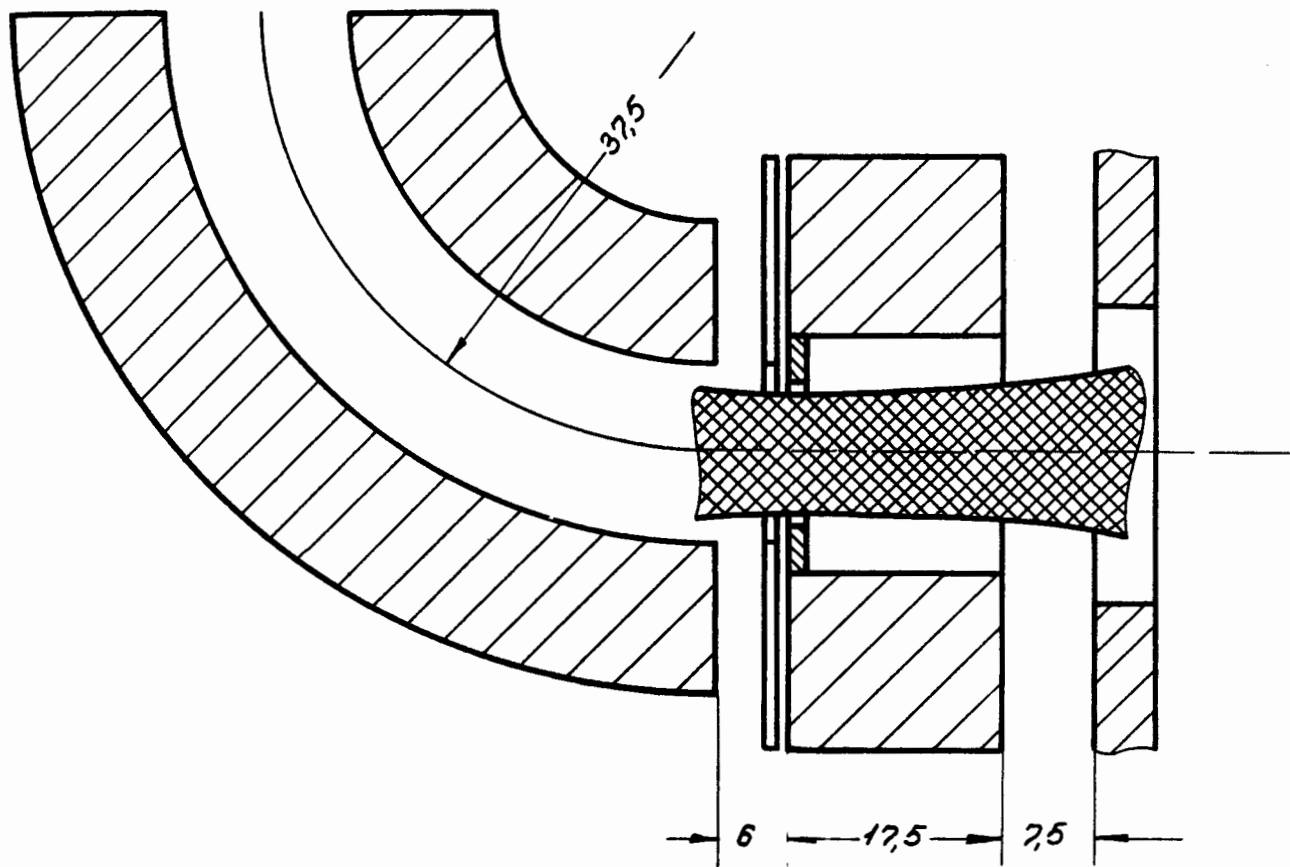


Рис. 3. Граница пучка при переходе из фокусирующего тракта в систему поворота.

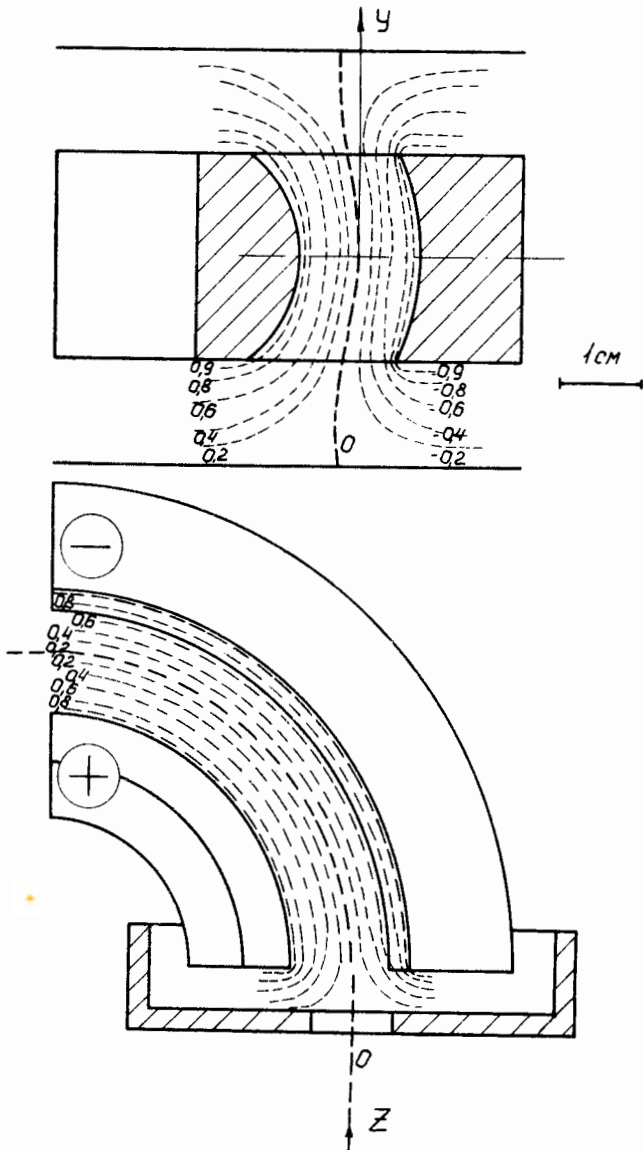


Рис. 4. Распределение электрического поля в сферическом конденсаторе.

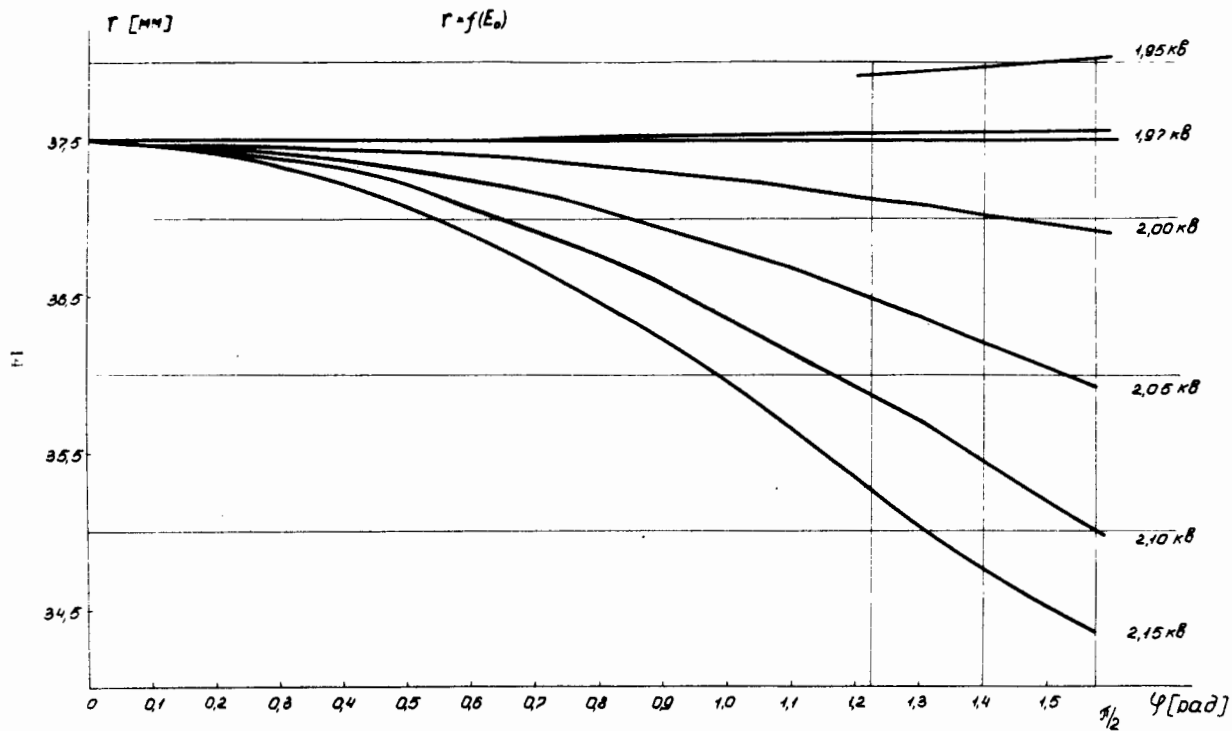


Рис. 5. Траектории центра тяжести пучка по  $r$  при различных значениях  $U_3$ .

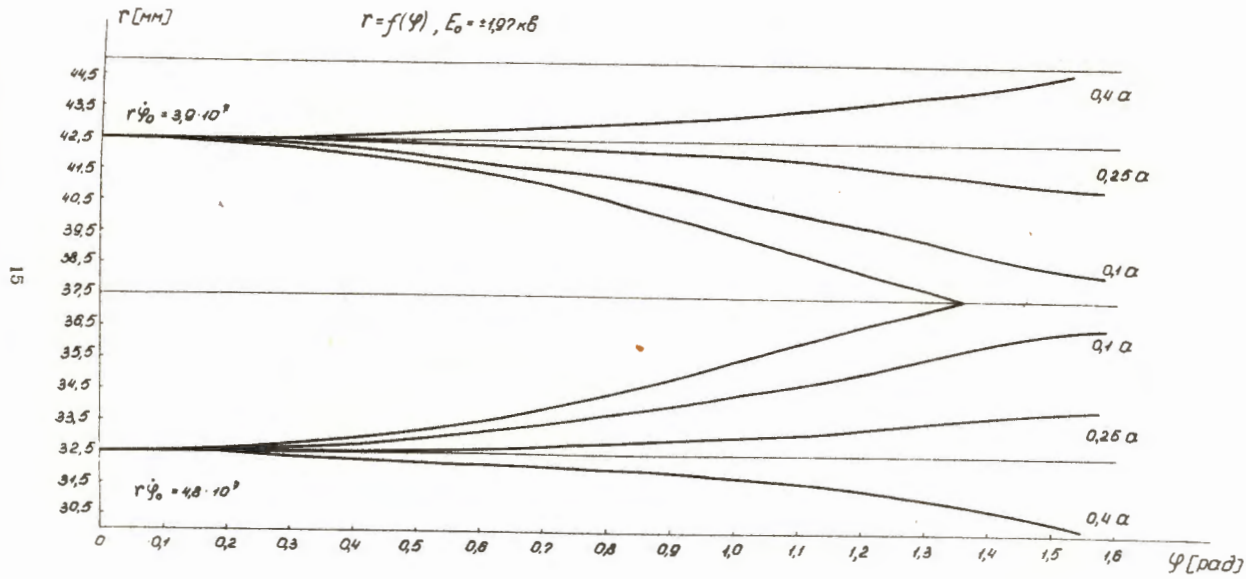


Рис. 6. Траектории электронов в плоскости  $r\varphi$ .

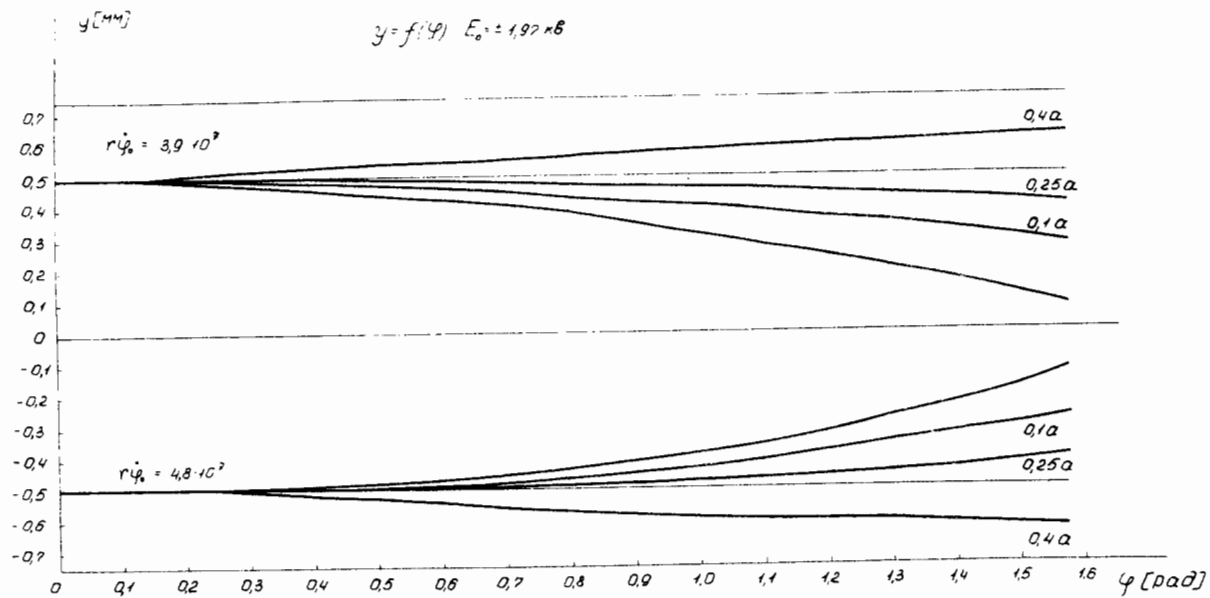


Рис. 7. Траектории электронов в плоскости Y.



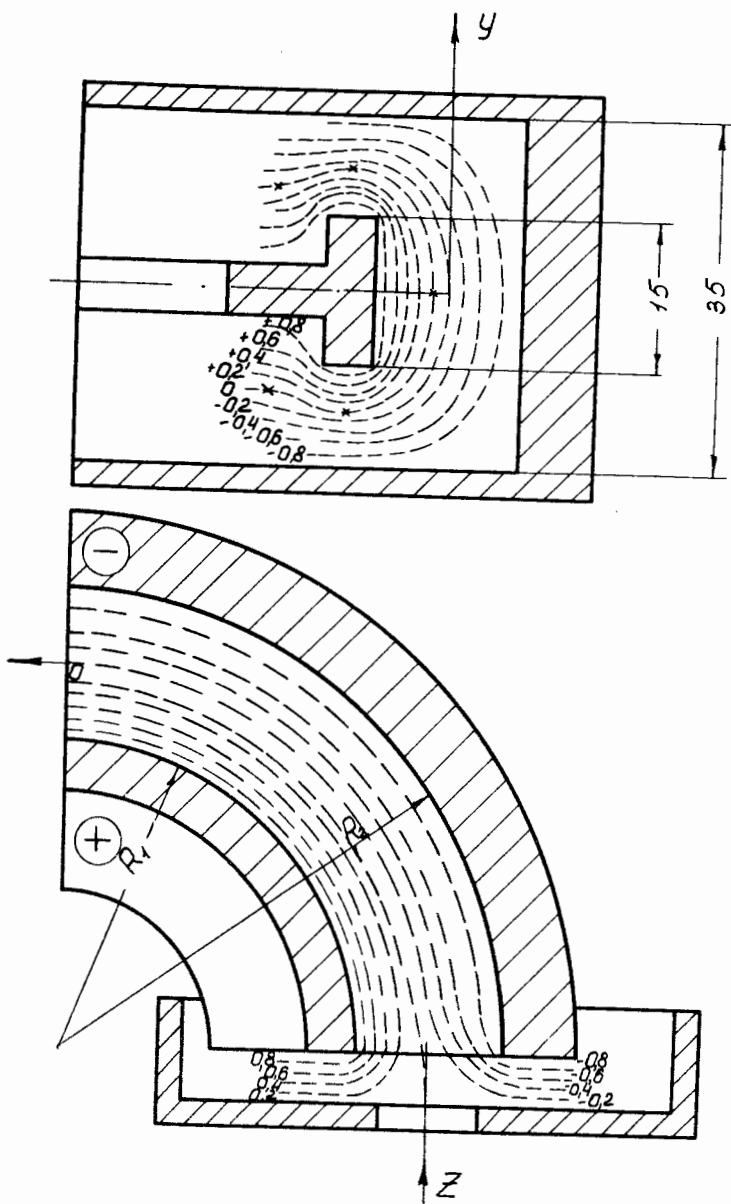


Рис. 8. Распределение электрического поля в конденсаторе из плоских структур.

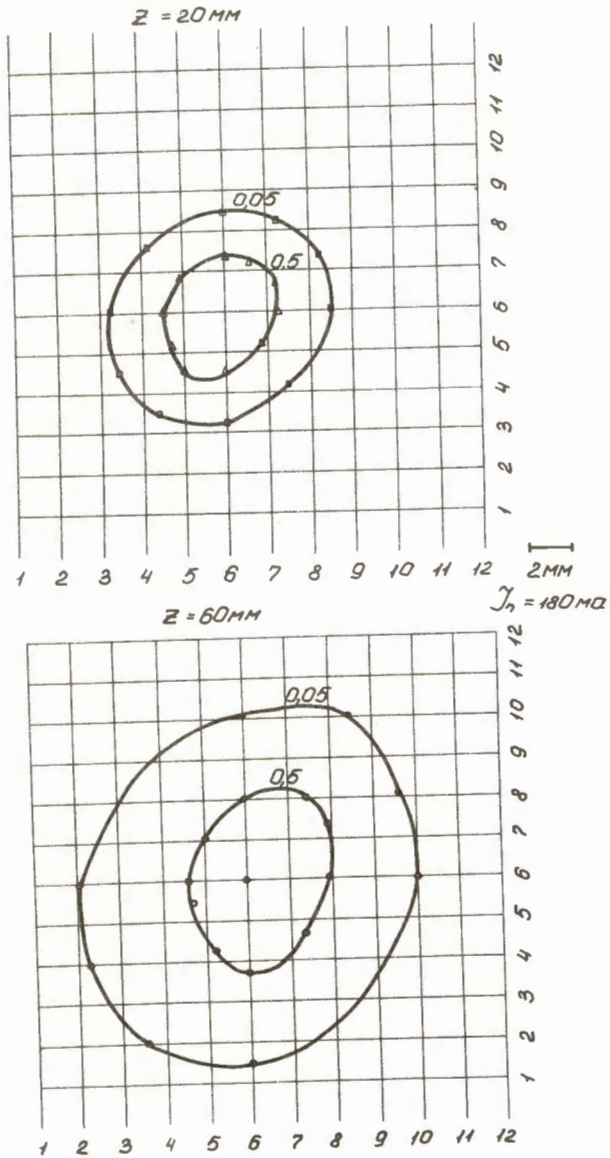


Рис. 8. Распределение плотности тока в пучке.