

УДК 621.3.032.269.1

Б. А. ВОЛОДИН, Р. М. ИСЛАМОВ, А. М. ХАПАЕВ

## НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ РАСЧЕТА АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОЙ ИНЖЕКЦИОННОЙ ПУШКИ

Построен алгоритм решения и разобраны некоторые вопросы анализа траекторий электронов в аксиально-симметричной пушке, используемой в экспериментальных установках типа МЦР-генераторов для получения вынужденного излучения.

Создание мазеров на циклотронном резонансе связано с получением винтовых электронных пучков, обладающих малым разбросом по продольным скоростям в области взаимодействия с полем резонатора [1, 2].

В работе [3] для создания моделей мазера на циклотронном резонансе предложена электронная пушка, представляющая собой плоский диод, помещенный в постоянное и однородное магнитное поле, составляющее угол  $\alpha$  с постоянным электрическим полем диода, а эмиттирующая поверхность имеет форму круга. В работе [4] были проанализированы некоторые вопросы, связанные с расчетом инжекционной пушки, используемой в МЦР-приборах для создания трубчатого пучка электронов. Принятая в [4] конфигурация электродов позволяла оценить возможности данной системы инжекции, рассчитывая электрическое поле как поле сферического конденсатора. Рассмотренная форма электродов приводит к тому, что для электронов, вылетающих с разных точек эмиттера, угол  $\alpha$  оказывается различным и это различие тем больше, чем меньше радиус кривизны эмиттирующей поверхности.

В настоящей работе рассматривается модель пушки, аналогичная предложенной в [4], но поверхности электродов имеют форму конуса. На рис. 1 изображено сечение пушки плоскостью, проходящей вдоль оси вращения.  $A$  — анод с каналом для прохождения электронов в область дрейфа, пунктиром отмечены различные положения анода в зависимости от угла  $\alpha$ .  $D_1$ ,  $D_2$  характеризуют положение и размеры отверстия для вывода электронов в область постоянного магнитного поля. При первом подходе к данной задаче мы будем предполагать,

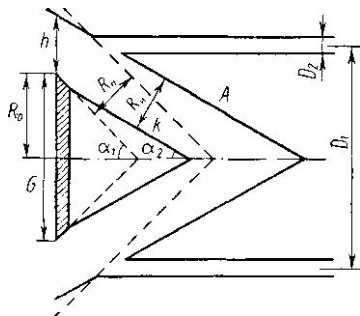


Рис. 1

что поверхности, ограничивающие канал, отсутствуют, а отверстие для вывода электронов из области ускорения закрыто металлической сеткой;  $K$  — поверхность катода,  $G$  — эмиттирующая поверхность, имеющая форму усеченного конуса с образующей, равной одному миллиметру,  $R_n$  обозначает ширину зазора между электродами (в расчетах  $R_n$  варьировалось).

Предполагаем, что пространство между анодом и катодом представляет собой бесконечную полосу, т. е. пренебрегаем искажением стационарного электромагнитного поля в области ускорения за счет конечности размеров электродов, а также влиянием анодного отверстия. Допустимость подобного подхода определяется выбором соотношений между  $\alpha$ ,  $R_0$ ,  $R_n$ , где  $\alpha$  — угол наклона электродов к оси системы,  $R_0$  — средний радиус эмиттирующей поверхности.

Пусть внутренний электрод имеет потенциал  $U_0$ , а внешний находится под нулевым потенциалом. Задача заключается в расчете траектории движения электронов в зависимости от конфигурации электродов и выбора параметров электронно-оптической системы, позволяющей создать трубчатый поток электронов с необходимой энергией и вывести его из области ускорения с максимальным  $g$ -фактором. Последнему требованию удовлетворяют только те электроны, которые попадают в область постоянного магнитного поля, не сделав ни одной петли в пространстве между анодом и катодом (см. рис. 2). Предполагается, что электроны инжектируются внутрь области ускорения со скоростями, равными нулю, и плотность тока эмиттера ограничена пространственным зарядом и эмиссионной способностью катода. Первый шаг анализа геометрии пучка производится без учета пространственного заряда с помощью наиболее простого алгоритма определения потенциала. Движение электронов происходит под действием электрического поля  $E = -\text{grad } \phi$  и магнитного поля  $h$ . Конфигурация электродов, показанная на рис. 1, позволяет проанализировать возможности данной системы инжекции, рассчитывая электрическое поле как поле цилиндрического конденсатора:

$$E = \frac{U_0}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \times \frac{1}{r}, \quad U = U_0 \frac{\ln \frac{r}{r_2}}{\ln \frac{r_1}{r_2}}, \quad (1)$$

где  $r_1$ ,  $r_2$  — радиусы внешнего и внутреннего конуса,  $U_0$  — разность потенциалов между электродами.

Проекция вектора напряженности электрического поля на декартовы оси равны

$$E = E_0 \cdot l, \quad l_z = \sin \alpha, \quad (2)$$

$$l_x = \cos \alpha \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}, \quad l_y = \cos \alpha \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}},$$

где

$$E_0 = -\frac{U_0}{300} \frac{1}{\ln \frac{R_0 + h - z \text{tg } \alpha}{R_0 - z \text{tg } \alpha}} \frac{1}{\cos \alpha \sqrt{x^2 + y^2}}. \quad (3)$$

Магнитное поле предполагается постоянным и однородным по всей области ускорения:

$$H = H_0 h, \quad h_1 = h_2 = 0, \quad h_3 = 1, \quad (4)$$

где  $h_1$ ,  $h_2$ ,  $h_3$  — проекции  $h$  на оси  $ox$ ,  $oy$ ,  $oz$ .

При сделанных предположениях относительно полей с учетом релятивистских поправок в уравнении движения задача сводится к решению системы дифференциальных уравнений:

$$\frac{dv_i}{d\tau} = F_i, \quad \frac{dr_i}{d\tau} = v_i, \quad i = 1, 2, 3, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} F_1 &= -\Delta [k(l_x - v_x \chi) + v_y], \\ F_2 &= -\Delta [k(l_y - v_y \chi) - v_x], \\ F_3 &= -\Delta [k(l_z - v_z \chi)], \end{aligned} \quad (6)$$

$$\Delta = \sqrt{1 - v^2}, \quad \chi = (v1),$$

$$v' = cv, \quad \tau = t\omega_0,$$

$$k = \frac{E_0}{H_0}, \quad \omega_0 = \frac{eH_0}{mc} \quad (7)$$

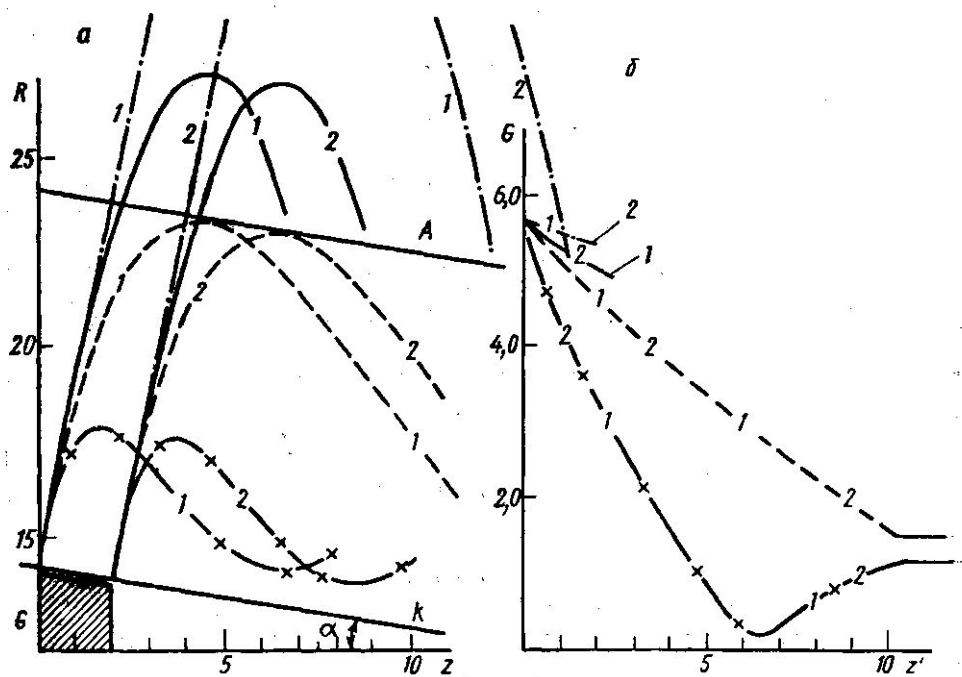


Рис. 2

Интегрирование (5) проводилось на ЭВМ БЭСМ-6 с помощью стандартной программы, использующей метод Рунге—Кутты с модификацией Мерсона с заданной точностью  $\epsilon = 10^{-3}$ .

Результаты расчета одного характерного варианта ( $\alpha = 10^\circ$ ,  $R_H = 10$  мм, ширина эмиттера 2 мм,  $R_0 = 14$  мм) представлены на рис. 2. Приведенные на рис. 2, а траектории электронов, инжектированных с крайних точек эмиттера (цифры 1 и 2), иллюстрируют влияние параметров электромагнитной системы  $E_0$ ,  $H_0$  на ход кривых ( $H_0 = 1000$  э.,  $U_0 = 22500$  и  $50000$  В). Выбор малого угла наклона катода к оси системы приводит к тому, что отношение поперечной скорости к продольной ( $g$ -фактор) в конце области ускорения, как видно из рис. 2, б,

достигает большой величины: при  $H_0=500$  э,  $U_0=22\ 500$  и  $50\ 000$  В,  $g=5$ . Характерным моментом, следующим также из рассмотрения рис. 2, б, является совпадение поведения величины  $g$ -фактора для крайних электронов. На приведенном графике  $z'=z-z_0$ , где  $z_0$  — координата точки вылета электрона. Постоянство этой величины для траекторий, начинающихся с разных точек эмиттера, позволяет предполагать, что разброс по скоростям электронов будет небольшим. С другой стороны, построенные траектории наглядно показывают, что, несмотря на значительный интервал изменения параметров электро-магнитного поля, малое значение  $\alpha$  приводит к попаданию частиц на анод с внешней стороны электрода, либо они остаются внутри инжектора.

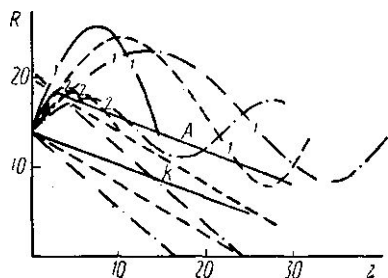


Рис. 3

Графики, показывающие как меняются траектории электронов в зависимости от угла наклона системы  $\alpha$  и магнитного поля, приведены на рис. 3. При этом эрозия электродов равна  $R_{\text{н}}=5$  мм, разность потенциалов равна 20 кВ. Траектории движения электронов, соответствующие трем положениям катода

$\alpha=20^\circ, 30^\circ, 40^\circ$ , нанесены сплошной, пунктирной и штрих-пунктирной линией, а в зависимости от величины магнитного поля  $H_0=500, 1000$  э проставлены на траекториях цифры

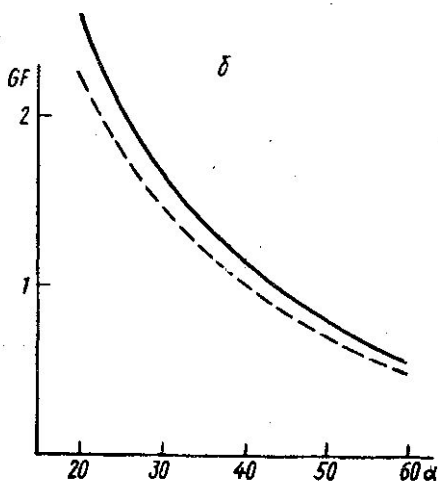
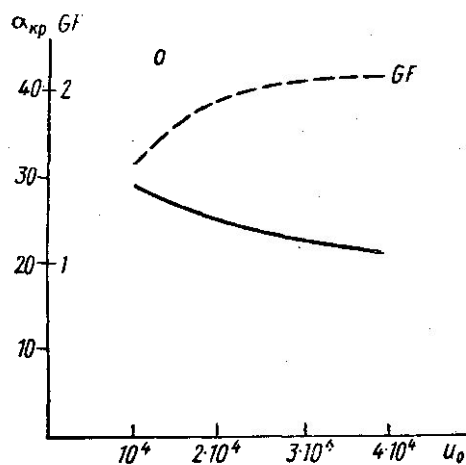


Рис. 4

1 и 2. Расчеты показывают, что главное влияние на вылет частиц из области ускорения оказывает выбор угла  $\alpha$ . Только при значениях  $\alpha$  больших некоторой минимальной величины или иначе критической ( $\alpha_{\text{кр}}$ ) возможно попадание электронов в область адиабатического дрейфа. Как следует из приведенных на рис. 3 траекторий, при  $H_0=500$  Э,  $\alpha_{\text{кр}}=25 \pm 5^\circ$ , при  $H_0=1000$  э,  $\alpha_{\text{кр}}=35 \pm 5^\circ$ .

В табл. 1 приведены результаты более подробного исследования  $\alpha_{\text{кр}}$  в зависимости от  $H_0$  и  $U_0$ . Причем величины  $\alpha_{\text{кр}}$ , приведенные в первом столбце, рассчитаны с точностью  $\pm 0,5^\circ$ , а в остальных столбцах

точность расчета  $\pm 2,5^\circ$ . Точность расчета определяется выбором шага по углу  $\alpha$ . Свободные клетки в таблице свидетельствуют о том, что при заданных значениях полей электроны не попадают в канал.

$\frac{H_0}{U}$	$3 \cdot 10^2$	$4 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^2$	$6 \cdot 10^2$	$7 \cdot 10^2$	$8 \cdot 10^2$	$9 \cdot 10^2$	$10^3$
$10^4$	29,5	32,5	32,5	32,5	—	—	—	—
$2 \cdot 10^4$	25,5	27,5	27,5	32,5	32,5	32,5	32,5	—
$3 \cdot 10^4$	23,5	27,5	27,5	32,5	32,5	32,5	32,5	32,5
$4 \cdot 10^4$	22,5	27,5	27,5	27,5	32,5	32,5	32,5	32,5

Более наглядной иллюстрацией зависимости  $\alpha_{кр}$  и  $g$ -фактора от  $U_0$  служит график, приведенный на рис. 4, а ( $H_0=300$  э). Характерным моментом построенных кривых является плавное уменьшение  $\alpha_{кр}$  с увеличением  $U_0$ .

На рис. 4, б (при  $H_0=500$  и  $1000$  э,  $R_H=5$  мм,  $R_0=14$  мм,  $U_0=20$  кВ) показано влияние измерения угла наклона катода на величину  $g$ -фактора электрона в момент попадания в канал.

Приведенный краткий анализ дает представление о роли, которую играет подбор параметров электромагнитной системы и геометрия электродов для создания предложенной модели пушки.

В заключение авторы выражают благодарность проф. Ф. А. Королеву за интерес к работе и обсуждение результатов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Девятков Н. Д., Голакт Н. Б. «Радиотехника и электроника», 12, 1973—1988, 1967.
2. Гапонов А. В., Гольденберг А. А. «Письма в ЖЭТФ», 2, 430, 1965.
3. Королев Ф. А., Курин А. Ф. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 5, 116, 1969.

Поступила в редакцию  
24.6 1974 г.

Кафедра  
электроники