

на интервале  $\sim \frac{1}{\varepsilon}$  удовлетворяет оценке  $|x - \xi| = 0(1)$ , если  $x, p, q$  — решение системы (3).

Резонансом в системе (3) назовем случай, когда для некоторого значения  $x_0$  найдется отличный от нуля целочисленный вектор  $N$  такой, что

$$N\omega(x_0) = 0, \quad \omega(x_0) \neq 0.$$

Вводя переменные  $\varphi_j = N_j p$  и  $\beta_j$  так, как это делается в работах [4] и [5], приведем систему (3) к виду

$$\begin{aligned} \dot{x} &= \varepsilon X[x, x(t-\Delta), \varphi, \varphi(t-\Delta), \beta, \beta(t-\Delta), q, q(t-\Delta), \varepsilon], \\ \dot{\varphi} &= \lambda(x) + \varepsilon \Phi[x, x(t-\Delta), \varphi, \varphi(t-\Delta), \beta, \beta(t-\Delta), q, q(t-\Delta), \varepsilon], \\ \dot{\beta} &= \Omega(x) + \varepsilon B[x, x(t-\Delta), \varphi, \varphi(t-\Delta), \beta, \beta(t-\Delta), q, q(t-\Delta), \varepsilon], \\ \dot{q} &= \kappa(x) q + \varepsilon Q[x, x(t-\Delta), \varphi, \varphi(t-\Delta), \beta, \beta(t-\Delta), q, q(t-\Delta), \varepsilon] \end{aligned} \quad (5)$$

здесь  $\lambda(x_0) = 0, \Omega(x_0) \neq 0$ .

Резонансные явления исследуются, как и в работе [5], с помощью схемы усреднения, аналогичной той, которая была предложена в работе [4] с учетом тождественного преобразования переменных  $q$  при переходе от системы (3) к системе (5). Эта схема усреднения использует средние значения вида

$$\begin{aligned} \bar{X}(x, \xi, \varphi, \zeta, 0) &\equiv \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T X[x, \xi, \varphi, \zeta, \Omega t + \beta_0, \Omega t + \beta_0 - \Omega \Delta, \\ &\quad \varphi(x, q_0, t), \varphi(x, q_0, t - \Delta), 0] dt. \end{aligned} \quad (6)$$

Устойчивость стационарного резонансного режима

$$\bar{X}(x_0, x_0, \varphi_0, \varphi_0, 0) = 0, \quad \lambda(x_0) = 0,$$

где  $\bar{X}$  определяется формулой (6), обеспечивается достаточными условиями типа условий (5) работы [5].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Волосов В. М., Моргунов Б. И. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астроном., № 4, 1969.
2. Волосов В. М. «Успехи матем. наук», 17, вып. 6, 108, 1962.
3. Волосов В. М., Медведев Г. Н., Моргунов Б. И. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астроном., № 2, 1968.
4. Волосов В. М., Моргунов Б. И. «Журн. вычислит. матем. и матем. физика», 8, № 2, 1968.
5. Медведев Г. Н., Моргунов Б. И. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астроном., № 3, 1969.
6. Байнов Д. «Математични вестник», 5 (20), вып. 2, 198—204, 1968.

Поступила в редакцию  
6.1 1969 г.

Кафедра  
математики

УДК 621.3.032.269.1

Ф. А. КОРОЛЕВ, А. Ф. КУРИН

### НЕСИММЕТРИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ПУШКА ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ВИНТОВОГО ПУЧКА

В связи с созданием мазеров на циклотронном резонансе (МЦР)<sup>1</sup> возникла проблема получения хорошо закрученных винтовых электронных потоков в магнитном поле, имеющих по возможности малый разброс по продольным скоростям в области взаимодействия с высокочастотным полем волновода или резонатора.

<sup>1</sup> См. А. В. Гапонов, А. А. Гольденберг и др. Письма ЖЭТФ, 2, 430, 1965.

Нами описывается простая пушка, использованная в экспериментах по возбуждению колебаний в резонаторе типа Фабри—Перо электронами, вращающимися в постоянном магнитном поле (рис. 1). Она представляет собой плоский диод, помещенный в слабое постоянное однородное магнитное поле, вектор  $\vec{H}$  которого составляет угол  $\alpha$  с однородным электрическим полем  $E$ -диода. На рис. 1:  $A$  — анод с отверстием для прохождения электронов в область дрейфа,  $B$  — плоскость катода,  $C$  — эмитирующая поверхность, которая может иметь форму круга, кольца ленты и т. д. Выходящий из пушки слабозакрученный пучок электронов поступает в область сильного магнитного поля  $H_2$  (область взаимодействия), которое в  $\gamma = H/H_1$  раз больше  $H_1$ . При этом происходит трансформация продольной энергии в поперечную.

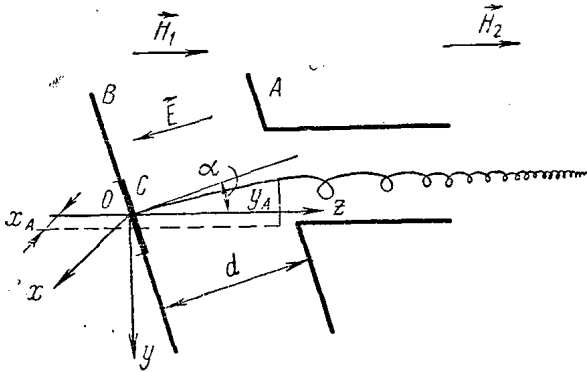


Рис. 1

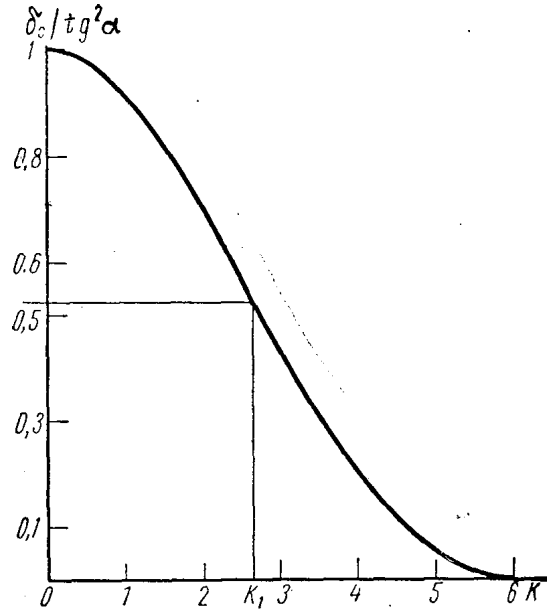


Рис. 2

Считая движение электронов в пространстве дрейфа адиабатическим с инвариантом  $v_{\perp}^2/H = \text{const}$  ( $v_{\perp}$  — поперечная скорость), что справедливо в условиях малого пространственного заряда, запишем отношение поперечной энергии  $W_{\perp}$  к продольной  $W_{\parallel}$  на выходе электрона из пушки, необходимое для перевода всей энергии в поперечную при переходе в область сильного магнитного поля  $H_2$ :

$$\delta_0 \equiv W_{\perp}/W_{\parallel} = (\gamma - 1)^{-1}. \quad (1)$$

Значения  $\delta > \delta_0$  соответствуют отражению электронов от магнитной пробки, образованной перепадом магнитных полей.

Задача о движении электрона в промежутке катод—анод сводится к хорошо известному решению уравнения движения электрона в скрещенных электрическом и магнитном полях без учета влияния пространственного заряда. При этом величины  $H_1$ ,  $H_2$ ,  $U$ ,  $d$  и  $\alpha$  оказываются связанными отношением

$$\delta_0 = \text{tg}^2 \alpha \sin^2 \frac{k}{2} / \left( \frac{k}{2} \right)^2, \quad (2)$$

где

$$k = 0,59 \frac{H_2(\text{э}) d(\text{см})}{\sqrt{U(\text{в})} \cos \alpha} \sqrt{\frac{\gamma - 1}{\gamma^3}}. \quad (3)$$

Выражение (2), являющееся вместе с (1) и (3) основным при расчете пушки, дает отношение поперечной энергии электрона к продольной в момент достижения им поверхности анода. Для координат  $x$  и  $y$  на поверхности анода с использованием начальных условий  $x=y=0$  получаем

$$x_A = \frac{2d}{1+\delta_0} \frac{\sin \alpha}{\cos^2 \alpha} \frac{k - \sin k}{k^2}, \quad (4)$$

$$y_A = - \frac{d\delta_0}{1+\delta_0} \frac{1}{\sin \alpha}. \quad (5)$$

Расчет пушки заключается в выборе расстояния  $d$ , угла  $\alpha$ , а также поля  $H_1$  по заданным напряженности  $H_2$  (она определяет частоту колебаний генератора) и энер-

гии  $U$ -пучка. Хотя их выбор в значительной степени произволен, следует каждый раз руководствоваться конкретными требованиями, предъявляемыми к пучку. Например, для получения весьма монохроматического пучка в условиях, когда пространственным зарядом можно пренебречь, необходимо уменьшить влияние анодного отверстия, что достигается увеличением расстояния  $d$ ; для удовлетворительного прохождения в пространство взаимодействия интенсивных пучков, где разброс по продольным энергиям значителен, следует брать малые  $\gamma$  и т. д. При этом удобно пользоваться графиком на рис. 2: абсцисса  $k_1$  точки пересечения горизонтальной прямой, соответствующей выбранным  $\gamma$  и  $\alpha$ , с кривой  $\sin^2 \frac{k}{2} / \left(\frac{k}{2}\right)^2$  позволяет, используя соотношение (3), определить

необходимое расстояние анод—катод  $d$ . На практике степень закрученности электронов в области сильного магнитного поля  $H_2$  регулируется небольшим изменением напряжения на пушке или величины магнитного поля  $H_1$ .

Соотношения (4), (5) используются при определении взаимного расположения эмитирующей поверхности и анодного отверстия так, чтобы электрон, вышедший из центра этой поверхности, попал в середину анодного отверстия (см. рис. 1).

В заключение отметим, что вследствие отсутствия у описанной пушки аксиальной симметрии перекося магнитного поля  $H_1$  не влияет на качество пучка в смысле распределения электронов по продольным скоростям.

Поступила в редакцию  
20.1 1969 г.

Кафедра  
оптики

УДК 621.385.01

М. Н. ДЕВЯТКОВ, А. И. КОСТИЕНКО, Г. И. ОВЧИННИКОВА

## О ВОЗДЕЙСТВИИ СВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПРОХОЖДЕНИЕ ТОКА ЧЕРЕЗ ВИРТУАЛЬНЫЙ КАТОД

В работе [1] приведены результаты экспериментального исследования воздействия светового излучения на межэлектродный промежуток, содержащий виртуальный катод. Так, если ток, протекающий через некоторый межэлектродный промежуток, ограничен пространственным зарядом (существует виртуальный катод) и электронный поток в промежутке окружен диэлектрическими стенками с фотоэмитирующим покрытием, то, облучая стенки промежутка светом, можно управлять величиной проходящего тока. В этом случае действие светового излучения приводит к изменению граничных условий в области виртуального катода, что сказывается и на величине задерживающего потенциала по всему сечению электронного потока.

Эксперименты показывают, однако, что облучение промежутка с виртуальным катодом светом может приводить к изменению проходящего тока и в том случае, когда эффект, связанный с фотоэмиссией с диэлектрических стенок, исключен.

Эти эксперименты проводились на макетах, конструкция которых схематически представлена на рис. 1. Давление в колбе было порядка  $10^{-7}$  мм рт. ст. Электронный поток формировался пушкой, состоявшей из  $L$ -катода и диафрагм с сетками 4 и 5, затем он поступал в промежуток между второй сеткой и коллектором, в котором создавался виртуальный катод. Коллектор имел форму цилиндрического стакана с сетчатым дном, что открывало доступ в пространство коллектора световому потоку. Охранный цилиндр, помещенный за коллектором, предназначался для предупреждения возможных искажений статического поля в пространстве коллектора и проникновения полей наводок, которые могли иметь место из-за конечной проницаемости сетки. В промежутке такой конструкции пространственный заряд оказался практически полностью окруженным металлическими стенками и поэтому исключалась возможность изменения граничных условий виртуального катода под действием света. Для ввода излучения в колбу макета было сделано оптическое окно. В качестве источника света использовался лазер на длину волны 6328 Å в режиме непрерывной генерации. Луч лазера предварительно фокусировался так, что фокальное пятно попадало в промежуток между второй сеткой и коллектором (в дальнейшем этот промежуток будем называть промежутком взаимодействия). Мощность, поступающая в промежуток взаимодействия, составляла примерно 1 мвт.

В процессе экспериментов изучалось воздействие светового излучения на межэлектродный промежуток с виртуальным катодом по изменению тока  $I_0$ , проходящего на коллектор. На электроды макета подавались различные потенциалы:  $U_1$  — потенциал