

УДК 538.56 : 621.385.7

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛАКА В СКРЕЩЕННЫХ ПОЛЯХ НА МОДЕЛИ ЧАСТИЦ ПЕРЕМЕННОГО ЗАРЯДА

А. М. Лашин, В. А. Лейтан, А. С. Рошаль

Описан метод исследования процесса формирования электронного облака в скрещенных полях с учетом поля объемного заряда. Используется модель частиц переменного заряда и вычислительные методы повышенной точности. Приводятся типичные результаты моделирования.

При разработке многих приборов *M*-типа — магнетронных диодов, дематронов, волноводных усилительных магнетронов (с осевым усилением) — важной проблемой является исследование процесса формирования облака объемного заряда в результате ионизации остаточного газа, тепловой и вторичной эмиссии [1–3]. В данной работе описан метод моделирования приборов со скрещенными полями, позволяющий исследовать как процессы нарастания пространственного заряда, так и стационарные режимы в этих приборах. В отличие от большинства опубликованных работ здесь при вычислении кулоновского поля не используется так называемое квазипериодическое приближение [4] и расчетная сетка покрывает всю область взаимодействия. Кроме того, алгоритмическими средствами поддерживаются минимально возможные заряды модельных частиц. Для этого при столкновениях частиц с катодом их укрупнение в результате вторичной эмиссии сочетается с «размножением» так, чтобы частицы с большими зарядами, по возможности, не укрупнялись, а «размножались». Используются более совершенные, чем обычно применяемые, численные методы решения основных уравнений математической модели, обладающие меньшей погрешностью.

Будем рассматривать процессы в области взаимодействия между цилиндрическим катодом и коаксиальной цилиндрической анодной структурой. Зависимость процессов от аксиальной координаты не учитывается, так что рассматриваемая область полагается двумерной. Скорости электронов полагаются нерелятивистскими, собственное магнитное поле потока не учитывается. В рассматриваемой межэлектродной области учитываются следующие поля: 1) статическое однородное аксиальное магнитное поле B_0 , 2) статическое электрическое поле E_0 , создаваемое постоянным потенциалом анода U_a , 3) электрическое СВЧ поле E_c , создаваемое прямой и обратной волнами фиксированной структуры, распространяющимися в азимутальном направлении, 4) электрическое поле объемного заряда E_p .

Модельную область можно рассматривать как одно из поперечных сечений волноводного усилительного магнетрона. Поскольку генерируемая мощность в таком приборе распространяется в направлении магнитного поля, амплитуда СВЧ волн в поперечном сечении не меняется со временем. Прямая и обратная волны СВЧ поля в совокупности создают стоячую волну удвоенной амплитуды. В общем случае в области взаимодействия может иметься несколько участков дрейфа, в которых СВЧ поле отсутствует, и действуют лишь статические и кулонов-

ское поля. Между участками дрейфа амплитуда напряженности СВЧ поля промодулирована некоторой огибающей, форма которой может задаваться. В приводимых далее расчетах огибающая для определенности полагается синусоидальной или прямоугольной.

Кулоновское электростатическое поле вычисляется в предположении, что электроды гладкие. Поскольку значительная часть процесса формирования облака протекает в условиях пренебрежимо малого объемного заряда, в модели предусматривается задание порогового значения плотности заряда, начиная с которого включается расчет собственного поля. Так как расчет кулоновского поля занимает большую часть времени на шаге моделирования, предусмотрена также возможность пересчета кулоновского потенциала через заданное число временных шагов.

Динамика заряженного потока воспроизводится с помощью частиц. Каждая ν -я частица ($\nu = 1, 2, \dots, N$) имеет вид стержня, параллельного оси z , с погонным зарядом $q\nu = -n_{q\nu}|q_1|$, где q_1 — единичный погонный заряд [$Kл/м$], $n_{q\nu}$ — целое число, которое для краткости называем зарядом частицы. Моделирование выполняется в декартовой системе координат x, y , связанной с исходной полярной системой r, θ преобразованиями

$$r = r_k \exp(k_y y), \quad \theta = k_x x, \quad k_y = \ln(r_a/r_k), \quad k_x = 2\pi, \quad (1)$$

где r_a — радиус анода, r_k — радиус катода. При таком выборе нормировочных множителей k_x, k_y область изменения переменных x, y — единичный квадрат.

Расчеты удобнее выполнять в безразмерных переменных. Для получения размерных значений в практической системе единиц следует домножить безразмерные величины на соответствующие единицы измерения (отмечаются квадратными скобками):

$$\begin{aligned} [U] &= (\omega_c r_k k_y)^2 / \eta [B], \quad \eta = |e|/m > 0, \quad [t] = \omega_c^{-1} [c^{-1}], \\ [\omega] &= \omega_0 = \gamma \omega_c [c^{-1}], \quad [I] = \varepsilon_0 \omega_c [U] [A/м], \\ [P] &= [U][I] [Вт/м], \quad \omega_c = \eta B_0, \quad \gamma = \omega_0 / \omega_c \end{aligned} \quad (2)$$

и т. п., где U_a — потенциал, t — время, ω — частота, ω_0 — собственная («холодная») частота, ω_c — циклотронная частота, η — отношение заряда электрона к его массе, I — погонный ток, P — погонная мощность, γ — заданное отношение.

В безразмерных переменных компоненты статического поля $E_{0x} = 0$, $E_{0y} = -U_a$, а СВЧ поле E_c связано с СВЧ потенциалом

$$\begin{aligned} U_c &= U_a U_r \operatorname{sh}(r/r_k)^2 [\sin(\psi - p\theta) + \sin(\psi + p\theta)] = \\ &= 2U_a U_r \operatorname{sh} Y_a y \cos(2\pi px) \sin \psi; \end{aligned} \quad (3)$$

$$\psi = \gamma \int_0^t \omega dt + \psi_0, \quad Y_a = pk_y, \quad (4)$$

стоячей волны равенством

$$E_c = -\Psi(\mathbf{x}) \nabla U_c. \quad (5)$$

Здесь p — число периодов СВЧ поля, укладываемых вдоль окружности прибора, ψ — фаза стоячей волны в момент t , ψ_0 — начальная фаза, ω — мгновенная частота (в дальнейшем для простоты полагается $\omega = 1$), $\Psi(\mathbf{x})$ — огибающая, отличная от нуля лишь вне участков дрейфа.

Пусть x_l, x_r — левая и правая границы одного из участков, где имеется СВЧ поле. На участке $x_l < x < x_r$ синусоидальная огибающая задается в виде $\Psi(x) = \sin[\pi(x - x_l)/(x_r - x_l)]$, а прямоугольная — в виде $\Psi(x) = 1$.

Начальное распределение электронов, образованных в результате ионизации остаточного газа, полагается однородным в области $r_k < r < r_{\max}$, где r_{\max} — заданная верхняя граница ионизованного слоя. В частности, если задать $r_{\max} = r_k$, то все электроны в начальный момент $t = 0$ будут находиться на катоде. Практически достаточно учесть лишь электроны, расположенные при $t = 0$ в ускоряющей фазе поля прямой волны СВЧ, т. е. на p участках

$$\pi(2m + 0,5) < p\theta - \psi_0 < \pi(2m + 1,5) \quad (m = 0, 1, \dots, p - 1), \quad (6)$$

$$r_k < r < r_{\max},$$

так как только эти электроны могут испытывать вторично-эмиссионное умножение заряда.

Пусть начальное число частиц $N(0) = N_x N_y p$. Начальные координаты этих частиц вычисляются по формулам

$$x_{jm} = \frac{1}{2p} \left(2m + 0,5 - \frac{\psi_0}{\pi} + \frac{j - 0,5}{N_x} \right) \quad (j = 1, 2, \dots, N_x; \quad m = 0, 1, \dots, p - 1), \quad (7)$$

$$y_i = \frac{1}{2k_y} \ln \left\{ 1 + \frac{i - 0,5}{N_y} \left[\left(\frac{r_{\max}}{r_k} \right)^2 - 1 \right] \right\} \quad (i = 1, 2, \dots, N_y).$$

Для всех частиц в начальный момент $n_q = 1$, тепловые начальные скорости считаются нулевыми.

В ходе моделирования в каждый момент времени $t^k = k \Delta t$ ($k = 0, 1, 2, \dots$) для всех $N \equiv N(t^k)$ частиц, имеющих в области, решаются уравнения движения

$$\dot{v}_x = g_x, \quad g_x = -\alpha^2 e^{-2k_y y} E_x - \alpha v_y (2k_x v_x - 1),$$

$$\dot{v}_y = g_y, \quad g_y = e^{-2k_y y} E_y - k_y v_y^2 + \frac{v_x}{\alpha} (k_x v_x - 1), \quad (8)$$

$$\dot{x} = v_x, \quad \dot{y} = v_y \quad \left(E_x = -\frac{\partial U}{\partial x}, \quad E_y = -\frac{\partial U}{\partial y}, \quad \alpha = k_y/k_x \right),$$

где g_x, g_y — компоненты ускорения \mathbf{g} , точкой отмечаются производные по t .

Решение выполняется методом циклоид по формулам, данным в работе [5] и имеющим на временном шаге Δt погрешность $O(|\dot{E}| \Delta t^3)$, где производная по времени \dot{E} берется вдоль динамической траектории частицы. Если для некоторой v -й частицы на шаге интегрирования оказывается $\hat{y}_v \leq 0$ или $\hat{y}_v \geq 1$ (значком $\hat{}$ отмечаются значения в следующий момент времени $t^k + \Delta t$), то частица достигла на этом шаге, соответственно, катода или анода. Для каждой такой частицы отрезок траектории на шаге Δt аппроксимируется квадратичным полиномом

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_v(t + \tau) &= \mathbf{r}_v + \mathbf{v}_v \tau + \mathbf{a}_v (\tau/\Delta t)^2 + O(\Delta t^3), \\ \mathbf{a}_v &= \hat{\mathbf{r}}_v - \mathbf{r}_v - \mathbf{v}_v \Delta t \quad (0 \leq \tau \leq \Delta t), \end{aligned} \quad (9)$$

проходящим через точки r_v , r_v , и с погрешностью $O(\Delta t^3)$ определяют относительный τ_v и абсолютный $t_v = t^h + \tau_v$ моменты времени и координата $x_{p_v} \equiv x_v(t_v)$ его пересечения (столкновения) с электродом. Далее, из аналогичного квадратичного полинома для скорости частицы

$$v_v(t + \tau) = v_v + g\tau + (3a_v + 1,5g\Delta t^2)(\tau^2/\Delta t^3) + O(\Delta t^3) \quad (10)$$

находятся компоненты скорости $v_{p_v} \equiv v_v(t_v)$, а затем кинетическая энергия столкновения ϵ_{p_v} .

Для частиц, столкнувшихся с катодом, по энергии столкновения ϵ_{p_v} определяется коэффициент вторичной эмиссии $\sigma(\epsilon_{p_v})$ с помощью линейной интерполяции по таблице $\sigma(\epsilon_p)$ для используемого катода, которая включается в начальные данные. По найденному коэффициенту $\sigma(\epsilon_p)$ вычисляется случайное число N_s испускаемых вторичных электронов [6]. Вся указанная информация о частицах, столкнувшихся на данном шаге с катодом, сохраняется в памяти ЭВМ в виде списковой структуры.

После завершения временного шага движения частиц список частиц, столкнувшихся с катодом, сортируется в порядке убывания их зарядов n_{qv} . Затем воспроизводится вторичная эмиссия, начиная с первого элемента списка, т. е. с наиболее «крупных» частиц. В результате вторичной эмиссии заряды n_{qv} могут меняться. Если в памяти ЭВМ имеется место для размещения информации об N_{sv} вторичных электронах, выбиваемых из катода первичным электроном с зарядом n_{qv} , то моделируется испускание N_{sv} вторичных электронов с теми же зарядами n_{qv} и случайными скоростями согласно алгоритму, данному в работе [6]. Если же необходимого места не имеется, испускается один вторичный электрон с зарядом $N_{sv}n_{qv}$. Первый из этих процессов назовем вторично-эмиссионным разложением, а второй — вторично-эмиссионным укрупнением. Далее с целью синхронизации движения для каждого вторичного электрона рассчитывается отрезок траектории за оставшуюся часть $\Delta t - \tau_v$ временного шага с погрешностью $O(\Delta t^3)$ и с учетом всех действующих полей, в том числе кулоновского.

Если после моделирования вторичной эмиссии в памяти ЭВМ еще сохраняется свободная емкость, можно, при необходимости, воспроизводить появление электронов с единичным зарядом $n_q = 1$ в результате тепловой эмиссии и ионизации. Однако тесты показали, что появление этих «однозарядных» электронов практически не влияет на скорость формирования облака объемного заряда в условиях вторично-электронного резонанса. Поэтому тепловой эмиссией и текущей ионизацией в дальнейшем пренебрегается. Электроны, достигающие анода, удаляются.

Столь тщательная обработка катодных столкновений имеет решающее значение для точного воспроизведения вторичной эмиссии и всего процесса формирования электронного облака в результате вторично-электронного резонанса. Например, как показали тестовые расчеты, если не синхронизовать движение вторичных электронов, то вторично-электронный резонанс полностью нарушается даже при моделировании малым шагом $\Delta t = 0,01 T_c$ ($T_c = 2\pi$ — циклотронный период). Причиной этого является нефизическое (вычислительное) нарушение синхронизма угловой фазовой скорости основной гармоники СВЧ поля и средней угловой скорости переносного движения электронов. Возможно, поэтому в некоторых опубликованных расчетах приходилось выбирать очень малый временной шаг [3]. Описанный же выше алгоритм позволяет с высокой точностью воспроизводить вторично-электронный резонанс даже с крупным шагом $\Delta t = 0,1 T_c$. Одна из целей моделиро-

вания случайных начальных скоростей вторичных электронов — воспрепятствовать их нефизическому «склеиванию» в сгустки.

В начале моделирования объемный заряд мал и кулоновское поле можно не учитывать. Поэтому область оперативной памяти ЭВМ, предназначенную для расчетной сетки, целесообразно занять информацией о частицах. Благодаря этому начальный этап моделирования удастся воспроизводить с повышенным числом частиц. Повышенное начальное число частиц $N(0)$ целесообразно предусмотреть потому, что из начального запаса частиц, образованных в результате ионизации остаточного газа, лишь некоторая часть оказывается в благоприятных условиях, при которых возможны многократные столкновения с катодом.

На начальном этапе для частиц, бомбардирующих катод, моделируется лишь вторично-эмиссионное укрупнение заряда. По мере ухода частиц на электроды их число сокращается. Когда в оперативной памяти освободится место, достаточное для размещения сетки, становятся возможными вычисления плотности частиц n_p , плотности заряда ρ , кулоновского поля и тепловой эмиссии. Фактически же кулоновское поле вычисляется, если к тому же максимальная плотность объемного заряда, создаваемая электронами в узлах сетки, превышает пороговую плотность:

$$\rho_{\text{макс}} \equiv \varepsilon_q \rho_c, \quad \varepsilon_q \geq 0, \quad \rho_c = \varepsilon_0 \eta B_0^2, \quad (11)$$

где ε_q — порог, ρ_c — бриллюэновская плотность заряда на катоде. Если положить $\varepsilon_q = 0$, кулоновское поле начнет вычисляться сразу после освобождения достаточного места в памяти. Целесообразно, по-видимому, принять значение порога $\varepsilon_q = 0,05$, выбранное в некоторых работах [2, 3].

Для вычисления кулоновского поля вводится равномерная сетка с шагами $h_x = 1/J$, $h_y = 1/I$ и узлами

$$x_j = jh_x \quad (j = 0, 1, \dots, J-1), \quad y_i = ih_y \quad (i = 0, 1, \dots, I). \quad (12)$$

Число частиц в узлах сетки $\Delta N(x_j, y_i) \equiv \Delta N(j, i)$ вычисляется с использованием весовой функции в виде стандартной треугольной функции — «крышки» — так называемая модель «облако в ячейке».

Кулоновский потенциал U_p связан с плотностью частиц n_p уравнением Пуассона

$$\alpha^2 \frac{\partial^2 U_p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_p}{\partial y^2} = \alpha q_U n_p, \quad q_U \equiv \frac{|q_1|}{\varepsilon_0 [U]} \quad (13)$$

с краевыми условиями

$$U_p(x, 0) = U_p(x, 1) \equiv 0, \quad U_p(x, y) = U_p(x \pm 1, y), \quad (14)$$

причем сеточная плотность

$$n_p(j, i) = \Delta N(j, i) / (h_x h_y). \quad (15)$$

Если в текущий момент времени t^k в соответствии с условием (11)

$$\max_{j,i} n_p(j, i) > \varepsilon_q |(\alpha q_U)|, \quad (16)$$

то краевая задача (13), (14) решается с использованием двойного быстрого преобразования Фурье (БПФ) и точных пространственных производных [7]. Решение начинается с вычисления коэффициентов Фурье $\bar{n}_p(n, m)$, причем разложение по x проводится по синусам и косинусам, а по y — только по синусам. Из уравнения Пуассона (13) сле-

дует, что коэффициенты Фурье потенциала $\bar{U}_p(n, m)$ и плотности заряда $\bar{n}_p(n, m)$ связаны равенством

$$\bar{U}_p(n, m) = -[(2\pi n a)^2 + (\pi m)^2]^{-1} \alpha q_V \bar{n}_p(n, m). \quad (17)$$

По найденным коэффициентам $\bar{U}_p(n, m)$ (17) вычисляется сеточный потенциал $U_p(j, i)$ с помощью БПФ по обоим переменным.

Входящая в уравнения движения (8) напряженность поля E_p в промежуточных точках, где расположены частицы, определяется с помощью численного дифференцирования сеточного потенциала:

$$E_p = -\tilde{\nabla} U_p, \quad (18)$$

где тильдой обозначено 9-точечное полиномиальное сглаживание по методу наименьших квадратов [8].

В результате использования точных пространственных производных при решении уравнения Пуассона (13) и сглаживания (18) приемлемая точность достигается на сетке с относительно крупным шагом. Это позволяет ввести сетку во всей межэлектродной области и исследовать процессы в более общих, не квазипериодических электрических полях. Такими являются, например, рассматриваемые здесь поля с огибающими и участками дрейфа.

Расчеты проводились на ЭВМ БЭСМ-6. В начале моделирования, когда кулоновское поле не учитывалось, число частиц в модели $N(t) \leq 7000$, а при вычислении кулоновского поля на сетке с числом шагов $J \times I \approx 8000$ число частиц в модели $N(t) \approx 4000$. Один шаг моделирования занимает 34 с процессорного времени, из которых 26 с уходит на решение уравнения Пуассона. Так как значительная часть процесса формирования моделируется без учета кулоновского поля, время счета значительно сокращается. При $\Delta t = 0,1 T_c$ типичные варианты расчета (от 600 до 1000 шагов моделирования) занимают от 3 до 7 часов машинного времени.

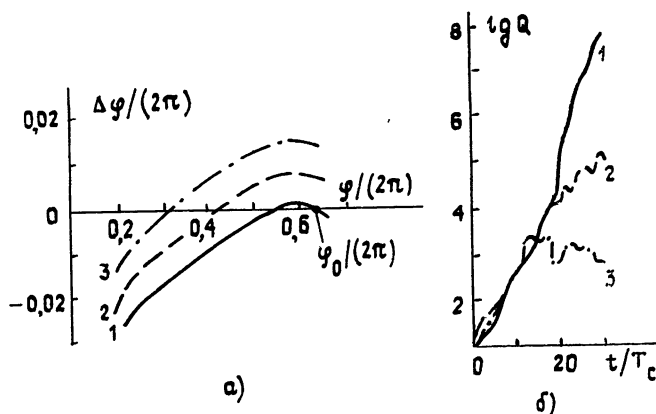


Рис. 1. Изменение фазы $\Delta\varphi$ частиц, сталкивающихся с катодом, в зависимости от фазы вылета φ (а) и нарастание суммарного заряда Q со временем (б) при различных анодных потенциалах: 1 — $U_a = 0,1325$, 2 — $0,135$, 3 — $0,1375$, $\gamma = 0,4$.

Типичные результаты моделирования представлены на рис. 1—4. Рис. 1 и 2 рассчитаны в отсутствие участков дрейфа, с прямоугольной огибающей, без учета поля объемного заряда и иллюстрируют фазовые характеристики и нарастание объемного заряда при различных параметрах системы. На рисунках

$$\varphi = 2\pi p x_v(0) \quad (19)$$

— начальная фаза некоторого ν -го электрона, стартующего с катодa в момент $t = 0$ в точке $x_\nu(0)$,

$$\Delta\varphi \equiv \gamma \int_0^{t_\nu} \omega dt - 2\pi p x_{p\nu} - \varphi \quad (20)$$

— изменение фазы этого электрона относительно прямой волны СВЧ за время движения t_ν по циклоиде до первого столкновения с катодом,

$$Q = \sum_{\nu=1}^{N(t)} n_{q\nu} \quad (21)$$

— суммарный заряд в момент t . Точка φ_0 (указана на рис. 1а и 2а), в которой выполняются условия

$$\Delta\varphi = 0, \quad \partial(\Delta\varphi)/\partial\varphi < 0, \quad (22)$$

является точкой устойчивой фазировки. Существование точки устойчивой фазировки — достаточное условие эффективного вторично-электронного резонанса в отсутствие кулоновского поля.

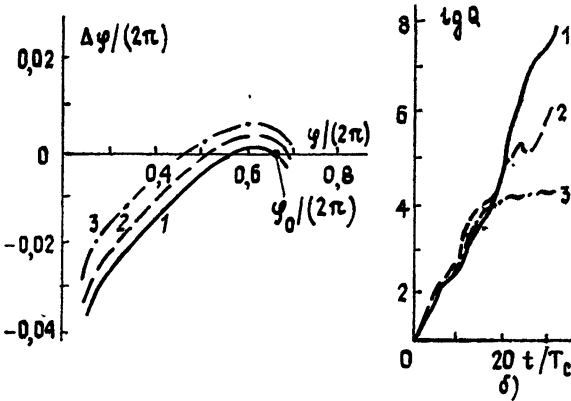


Рис. 2. Изменение фазы $\Delta\varphi$ частиц, сталкивающихся с катодом, в зависимости от фазы вылета φ (а) и нарастание суммарного заряда Q со временем (б) при различных отношениях частот: 1 — $\gamma = \omega/\omega_c = 0,4571$, 2 — $0,4528$, 3 — $0,4486$, $U_a = 0,15$.

Рис. 3 иллюстрирует влияние величины полного заряда частиц

$$Q_0 = q_U Q \quad (23)$$

в начальный момент времени $t = 0$ на время формирования. Расчет произведен для СВЧ поля, промодулированного синусоидальной огибающей $\Psi(x)$ между участками дрейфа. Малое влияние числа сеточных шагов $J \times I$ на результаты моделирования (кривые 2 и 3) подтверждает высокую точность вычисления кулоновского поля E_p даже на сетке с относительно крупным шагом. Крестиками на кривых рис. 3 и 4 отмечены моменты времени, с которых начинает выполняться условие (16), т. е. начинает учитываться кулоновское поле. В начале процесса (линейный этап формирования облака), когда кулоновское поле мало, объемный заряд увеличивается экспоненциально ($\lg Q_0(t)$ возрастает линейно), как это и следует из простейших аналитических оценок для вторично-электронного резонанса. Линейность нарастания $\lg Q_0(t)$ сохраняется в течение некоторого времени и после включения в расчеты куло-

новского поля. Это подтверждает, что выбранный порог $\epsilon_q = 0,05$ не завышен. При значительном объемном заряде его рост замедляется, зависимость $\lg Q_0(t)$ становится нелинейной, а затем наблюдается насыщение. Установившееся значение заряда Q_0 практически не зависит от начального (кривые 1 и 2 на рис. 3).

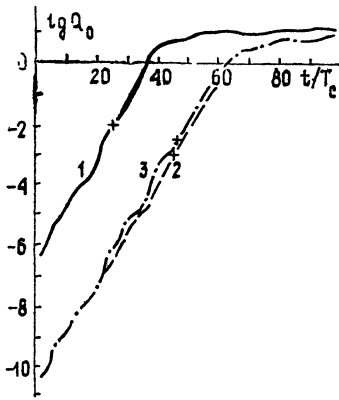


Рис. 3.

Рис. 3. Нарастание полного пространственного заряда Q_0 со временем: 1 — $qv = 10^{-10}$, $J = 256$, $I = 8$; 2 — $q = 10^{-14}$, $J = 256$, $I = 8$; 3 — $qv = 10^{-14}$, $J = 512$, $I = 16$.

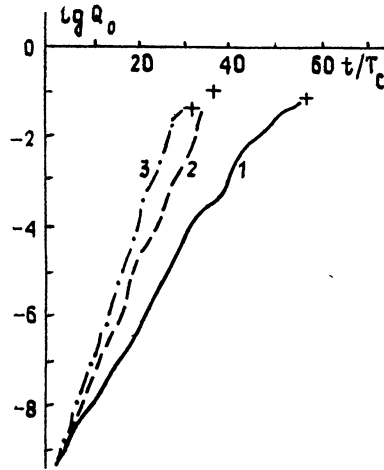


Рис. 4.

Рис. 4. Нарастание полного заряда Q_0 со временем для СВЧ поля промодулированного 1) синусоидальной огибающей между дрейфами, 2) прямоугольной огибающей между дрейфами, 3) прямоугольной огибающей без дрейфов.

Рис. 4 дает качественное представление о влиянии участков дрейфа и огибающей СВЧ поля на процесс нарастания пространственного заряда без учета кулоновского поля. Поскольку зависимость $\lg Q_0$ от времени без учета кулоновского поля в условиях вторично-электронного резонанса близка к линейной (рис. 3, 4), для времени t_{ϕ} линейного этапа формирования получаем оценку

$$t_{\phi}/T_c \sim C |\lg Q_0|, \quad (24)$$

где C — константа, зависящая от структуры СВЧ поля. Для кривых рис. 3 получаем $C = 5,7$, а для кривых 1, 2, 3 рис. 4 $C = 5,7$, $C = 4,1$, $C = 3,8$ соответственно.

На линейном этапе формирования образуется втулка электронного облака, которая постепенно уплотняется и вытягивается к аноду. В конце линейного этапа формирования электронное облако достигает анода, образуются спицы, аналогичные магнетронным, появляется анодный ток и устанавливается стационарный режим. При этом уход частиц на анод компенсируется током вторичной эмиссии.

Описанный метод моделирования процесса образования облака объемного заряда представляется достаточно общим. Помимо процессов в волноводных усилительных магнетронах разработанный метод непосредственно применим к изучению процессов в магнетронных диодах. С некоторыми изменениями метод может быть использован для изучения магнетронных генераторов. Кроме процесса формирования облака, описанная модель позволяет исследовать токи на электродах, тепловые потери на электродах, реактивную и активную мощности взаимодействия облака с СВЧ полем, КПД.

Большая длительность счета, указанная выше, объясняется тем, что моделируются процессы во всей области взаимодействия. Если, как обычно, ограничиться изучением процессов на одном периоде, длительность счета существенно сокращается; например, приведенные выше оценки длительности счета уменьшаются в 30—40 раз при сохранении той же точности. Сочетание в алгоритме вторичной эмиссии «укрупнения» частиц с их «размножением» и использование сортировки позволяет снизить нефизические флуктуации поля пространственного заряда и расчетных характеристик, возникающие в результате выхода на электроды частиц с крупным зарядом. Кроме того, учет начальных скоростей вторичных частиц дает возможность моделировать процесс выхода частиц в результате кулоновского расталкивания из фазы устойчивой фокусировки в замедляющую фазу СВЧ поля, где происходит процесс генерирования.

Как показывают результаты расчетов, разработанная модель позволяет более полно учесть статистический характер электронного облака и получать оценки, близкие к реальным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лещинский И. Ш. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1967, № 7, с. 23.
2. Ширшин С. И., Байбурин В. Б., Моносов Г. Г. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1979, № 6, с. 44
3. Vaughan J. R. M. — IEEE Trans., 1971, ED-18, № 6, p. 365
4. Рошаль А. С. Моделирование заряженных пучков. — М.: Атомиздат, 1979.
5. Романов П. В., Рошаль А. С., Галимуллин В. Н. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 13, № 10, с. 1554.
6. Рошаль А. С. — В сб.: Инженерно-математические методы в физике и кибернетике, вып. 2. — М.: Атомиздат, 1973, с. 38.
7. Рождественский Б. Л. — В сб.: Численные методы механики сплошной среды, т. 4, № 4. — Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1973, с. 58
8. Рошаль А. С. — В сб.: Инженерно-математические методы в физике и кибернетике, вып. 4 — М.: Атомиздат, 1974, с. 29

Московский инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
3 февраля 1981 г.

INVESTIGATION OF THE PROCESS OF AN ELECTRON CLOUD FORMATION IN CROSSED FIELDS BY THE MODEL OF VARIABLE CHARGE PARTICLES

A. M. Lashin, V. A. Lejtan, A. S. Roshal'

A method is described for the investigation of the process of an electron cloud formation in crossed fields taking into account a space charge field. A model of variable charge particles and computational methods of an increased accuracy are used. Typical results of simulation are presented.