

$$W_{\text{отд}} = N_e \gamma_1 m c^2 \frac{\gamma_1 N}{NT} \approx N_e \gamma_1 m c^2 \eta_1(\alpha, \rho) / T$$

(мы приняли линейный рост КПД, согласно (16)). Здесь $T \approx 2\pi R_1 / c$ — период обращения электрона, $W_{\text{вэл}} = \omega \varepsilon / Q$, $\varepsilon = \frac{k^2 A^2}{4\pi} L_p S$ — энергия поля, $Q = k L_p / (1 - r_1 r_2)$ — добротность резонатора, L_p и S — длина резонатора и площадь зеркал, v_1 и v_2 — коэффициенты отражения зеркал. Из формулы (17) получаем

$$N_e = \frac{1}{8r_0} (1 - v_1 v_2) S \frac{\gamma_1^5}{R_1} \frac{\mu_1(\alpha, \rho)}{\alpha^2}, \quad (18)$$

где $r_0 = 2.8 \cdot 10^{-13}$ см.

Для отыскания стартового числа частиц N_e^{st} подставляем в (18) «линейное» приближение γ_1 из выражения (5). Принимая для оценки $\rho \sim 4$, $M \sim 1$, имеем $\eta_1(\alpha, \rho) / \alpha^2 \sim 16$ и соответственно

$$N_e^{\text{st}} = \frac{2}{r_0} (1 - v_1 v_2) S \frac{\gamma_1^5}{R_1}. \quad (19)$$

Выберем $v_1 \sim 1$, $v_2 \sim 0.9$ и $S = 0.1$, чему соответствует добротность $\sim 10^4$ в субмиллиметровом диапазоне и $\sim 10^3$ в миллиметровом. Для $\gamma_1 = 8-9$ ($\lambda \sim 0.5$ мм) стартовое число частиц, полученное из (19), примерно вдвое меньше рабочего. Такому режиму соответствуют малые значения КПД и излучаемые мощности порядка 10–100 кВт. В миллиметровом диапазоне ($\gamma_1 \sim 5$) из (18), (19) получаем $N_e / N_e^{\text{st}} \sim 10$, а величину α определяем из (18), вычисляя функцию $\eta_1(\alpha, \rho)$ численно ($\alpha \sim 0.1$). Соответствующее значение КПД из (5) 1–2%, излучаемая мощность 10–100 МВт.

Авторы выражают благодарность В. Л. Братману, Н. С. Гинзбургу, И. В. Кузнецову за полезные обсуждения.

Литература

- [1] Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Нусинович и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1979. 298 с.
 [2] Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Сергеев А. С. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 3. С. 479–487.
 [3] Саранцев В. П., Перельштейн Э. А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. М.: Атомиздат, 1979. 30 с.

Поступило в Редакцию
3 ноября 1987 г.

ФОРМИРОВАНИЕ ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ДИОДАХ С МНОГОЛЕЗВИЙНЫМИ КАТОДАМИ

Э. Н. Абдуллин, В. Т. Астрелин, С. Я. Беломытцев,
С. П. Бугаев, С. В. Логинов

Возможности формирования широкоапертурных сильноточных электронных пучков в вакуумном диоде в отсутствие внешних магнитных полей ограничены влиянием собственного магнитного поля пучка. Известно [1], что для диода с плоским катодом уже при нерелятивистских напряжениях $V \sim \frac{mc^2}{e} \frac{d}{R}$ (d — межэлектродный зазор, R — радиус катода) траек-

тории электронов на периферии диода существенно искривляются под действием собственного магнитного поля пучка. Оценочное значение предельного тока диода составляет

$$I \approx \frac{mc^3}{2e} \frac{R}{d} (\gamma^2 - 1)^{1/2} \quad (1)$$

для цилиндрического пучка и

$$I \approx \frac{mc^3}{2e} \frac{(\gamma^2 - 1)^{1/2}}{\pi d} \quad (2)$$

для ленточного пучка, где $\gamma = 1 + eV/mc^2$.

Для предотвращения пинчевания пучка обычно применяют внешнее ведущее магнитное поле. Однако при формировании широкоапертурных пучков создание такого поля связано с большими энергозатратами. Поэтому возникает необходимость формирования в диоде такой конфигурации электрических полей, которая позволила бы ослабить влияние магнитного поля пучка и увеличить ток в диоде по сравнению с (1) и (2). Кроме того, во многих случаях требуется формировать пучок с равномерным распределением плотности тока на аноде (или в зазодном пространстве), что также может достигаться выбором геометрии диода.

В связи с этим в настоящей работе проведено численное исследование формирования сильноточных электронных пучков в вакуумных диодах с многолезвийными катодами при отношении поперечных размеров катода к длине зазора ~ 6 и ускоряющих напряжениях $V \sim 600 - 800$ кВ. Такой тип эмиттера выбран, во-первых, для обеспечения равномерности взрывной эмиссии на кромках лезвий и, во-вторых, для увеличения поперечной составляющей напряженности электрического поля на периферии катода.

Геометрия диода показана на рис. 1. Были проведены три серии расчетов: I — расчет формирования электронного пучка в цилиндрическом диоде (для него на рис. 1 ось Y является осью симметрии); II — расчет формирования электронного пучка в плоском диоде, бесконечно протяженном в направлении, перпендикулярном межэлектродному зазору с равномерным распределением эмиттирующих лезвий; III — расчет пучка в плоском диоде с измененной геометрией (изменения в геометрии показаны на рис. 1 штрих-пунктиром). В расчетах размер катода принимался равным 24 см, высота лезвий равнялась 3 см, расстояние между лезвием и анодом равнялось 4 см. Лезвия располагались на расстояниях $x = 0,6$ (или 7,5), 12 см от оси диода. Для того чтобы учесть разлет катодной плазмы и его влияние на импеданс диода, в расчетах полагалось, что эмиттирующим участком является окружность радиуса r с центром на конце лезвия. В каждой серии расчетов радиус эмиттирующей поверхности принимал значения $r_{эм} = 3, 6$ и 10 мм, что при скорости разлета плазмы $\sim 2 \cdot 10^8$ см/с соответствует

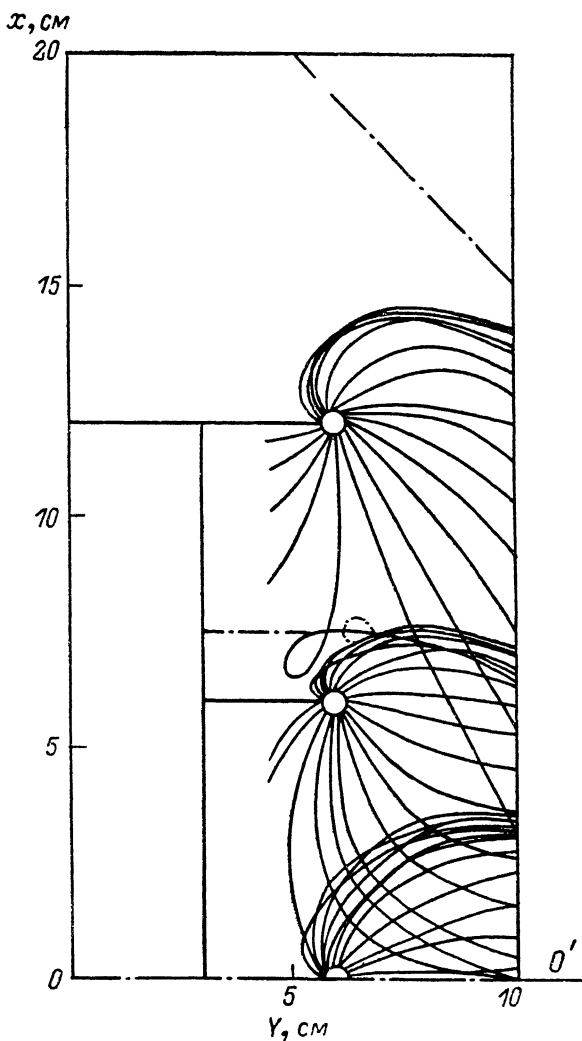


Рис. 1.

$00'$ — ось симметрии. Траектории для случая II, а.

Диод	$r_{эм}, мм$	$V, кВ$	I_1	I_2	I_3	I
Цилиндрический, I	a	3	32.7	9.4	0.7	42.8
	b	6	80.9	17.5	1.4	79.8
	в	10	60.0	14.4	1.2	68.6
Плоский, II	a	3	42.3	25.6	13.5	81.4
	b	6	73.8	35.6	26	135.4
	в	10	64	34.6	18.5	117.1
Модифицированный плоский, III	a	3	38.5	30.5	15	84
	b	6	70.4	49.1	26.7	146.2
	в	10	68.3	58.6	20.2	147.1

временам $t=150, 300$ и 500 нс. Напряжение на диоде для этих моментов времени бралось равным 600, 800 и 600 кВ, соответственно.

Расчеты проводились при помощи пакета прикладных программ «POISSON-2» [2], позволяющего самосогласованным образом рассчитать задачу о формировании пучка в диоде с учетом собственного магнитного поля пучка. Самосогласованное решение находится методом итераций с использованием релаксации по пространственному заряду пучка. Результатом

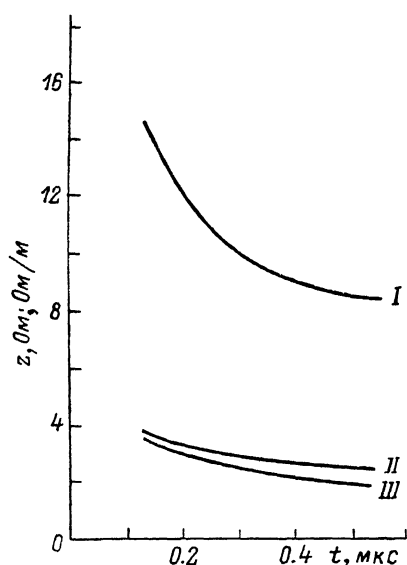


Рис. 2. Импеданс диода в зависимости от времени.

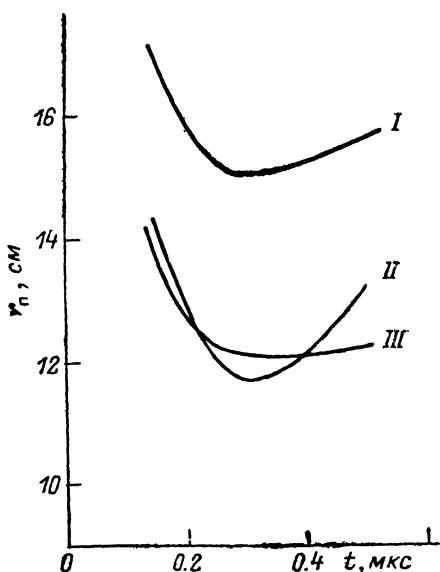


Рис. 3. Размер пучка в плоскости анода в зависимости от времени.

расчета являются величина тока в диоде, форма траекторий электронов и распределение плотности тока по сечению пучка в плоскости анода. Счетные параметры задачи: число траекторий — 50 во всех вариантах; число узлов прямоугольной сетки для расчета пространственного заряда и компонент электрического и магнитного поля — 1173; количество итераций — около 20.

Полученные в результате расчета величины тока приведены в таблице. Значения токов для плоского случая даны на единицу длины (1 м). Приведены также величины тока, эмитируемые каждым лезвием: I_1 — ток с лезвия, установленного при $x=12$ см, I_2 — ток, эмитируемый лезвием при $x=6$ см (или 7.5), I_3 — ток с центрального лезвия $x=0$ ($I = \Sigma I_i$). Величины токов I_i, I (в кА) для цилиндрической геометрии представляют собой полный ток через диод, в плоскопараллельном случае значения токов даны для половины диода.

Отметим, что в цилиндрическом диоде со сплошным катодом радиуса 12 см и межэлектродным зазором $d=4$ см величина тока по закону «3/2» при $V \sim 600$ кВ порядка 30 кА. Использование лезвийного катода позволяет существенно увеличить ток через диод. Изменение же геометрии плоского диода приводит к незначительному увеличению тока.

На рис. 2 показано изменение импеданса диодов в течение импульса напряжения. Импеданс цилиндрического диода уменьшается со временем от ~ 14 до 8.7 Ом, а импеданс плоского диода уменьшается от 3.7 до 6 Ом/м. Относительные изменения импеданса за время импульса в обоих случаях пример одинаковы.

Размер пучка в плоскости анода в зависимости от времени показан на рис. 3. Радиус пучка в цилиндрическом диоде остае больше размера катода, а в плоском диоде $r_{\text{п}} \sim r_{\text{катода}}$.

Плотность тока в плоскости анода определалась по формулам $j_i = I_i / \frac{1}{2} (x_{i+1} - x_{i-1})$

(в плоском случае) и $j_i = I_i / \frac{\pi}{4} ((x_{i+1} + x_i)^2 - (x_i + x_{i-1})^2)$ (в цилиндрическом диоде), где I_i — ток в i -трубке тока; x_{i-1} , x_i , x_{i+1} — координаты траекторий электронов на аноде для трех соседних трубок тока. На рис. 4 показано распределение плотности тока по сечению пучка в плоскости анода для трех типов диода при $r_{\text{эм}} = 3$ мм и напряжении на диоде $V = 600$ кВ. Траектории электронов для этих же значений $r_{\text{эм}}$ и V в плоскопараллельном диоде показаны на рис. 1. В плоском диоде в области $x \sim 8-9$ см имеется провал в распределении плотности тока на аноде. Изменение геометрии диода путем выдвижения среднего эмиттера и приближения анодной поверхности к катоду на краю диода приводит к более однородному распределению тока на аноде при больших радиусах эмиттеров — значения плотности тока в области провала возрастает до $60-100$ А/см². Увеличение плотности тока на периферии диода обусловлено пересечением траекторий электронов для соседних трубок. Действительно, $j_a \sim j_k d\varphi/dx$, где x — координата траектории на аноде, φ — угловая координата точки старта траектор... на катоде, а пересечение траекторий означает, что для некоторой точки на аноде $dx/d\varphi$ обращается в нуль, что приводит к появлению интегрируемой особенности величины j_a . В условиях эксперимента из-за теплового разброса электронов на катоде плотность тока в указанных точках будет конечной.

Таким образом, в результате проведенных численных расчетов показано, что в диодах с отношением поперечного размера катода к длине зазора ~ 6 возможно формирование электронного пучка с током, превышающим предельный ток (2) для плоскопараллельного диода без существенного пинчевания пучка.

Литература

- [1] Брейзман Б. Н., Рюттов Д. Д., Ступаков Г. В. // Изв. вузов. Физика. 1979. Вып. 10. С. 7—26.
 [2] Астрелин В. Т., Иванов В. Я. // Автометрия. 1980. Вып. 3. С. 92—99.

Институт сильноточной электроники
 СО АН СССР
 Томск

Поступило в Редакцию
 11 ноября 1987 г.

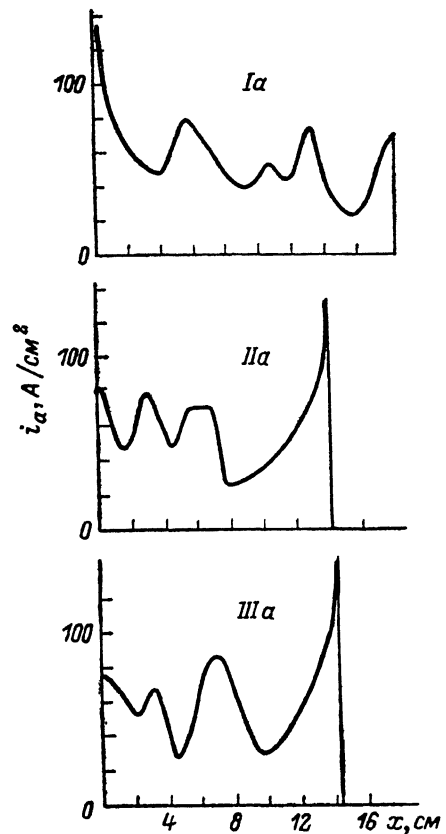


Рис. 4. Распределение плотности тока по сечению пучка в плоскости анода для случаев Ia, IIa, IIIa.