

УДК 621.373.42

О СТРУКТУРЕ ПУЧКА И ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ В НАНОСЕКУНДНЫХ ВАКУУМНЫХ ДИОДАХ

Л. П. Бабич, Н. Г. Павловская, С. Л. Эльяш

Наблюдались полосы в пространственной структуре электронного пучка вакуумного диода, работающего в схемах генераторов импульсов высокого напряжения с наносекундным фронтом и разрядной емкостью 40 пФ. Происхождение полос объясняется тем, что пространственный заряд электронов, эмиттируемых с микровыступов на катоде, подавляет эмиссию вблизи этих микровыступов. Пучок содержит электроны, энергия которых изменяется от нескольких килоэлектронвольт до значений, превосходящих ускоряющее напряжение. Генерация последних, возможно, связана со стохастическим ускорением части автоэмиссионных пучков в прикатодной плазме.

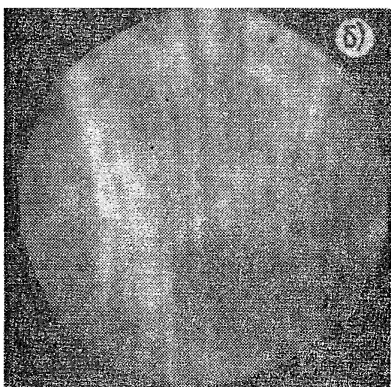
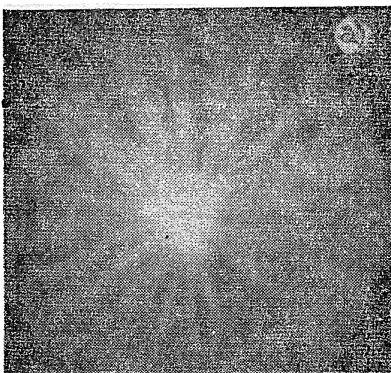
В работе [1] изучались характеристики малогабаритного диода с автоэмиссионным катодом и бериллиевым окном для выпуска в атмосферу пучка электронов. К электродам трубки прикладывался импульс напряжения, скорость нарастания переднего фронта которого составляла 10^{14} В/с [2]. При ускоряющем напряжении $U_0 \approx 150$ кВ и разрядной емкости $C \approx 40$ пФ амплитуда тока электронного пучка за бериллиевым анодом достигала 100—160 А. Длительность импульса электронов по полувысоте не превышала 2 нс. Полный ток, протекающий в ускоряющем зазоре диода, $I_0 \approx 600$ А. Дополнительную информацию о работе трубки дает знание структуры электронного пучка.

В настоящей работе изучалось распределение плотности и энергии электронов в пучке таких трубок при разной геометрии катодов. Структура пучка наблюдалась с помощью флюоресцирующего экрана, нанесенного непосредственно на наружную поверхность бериллиевого окна толщиной $1,5 \cdot 10^{-2}$ см. Распределение яркости по поверхности экрана зависит от плотности тока в пучке. Свечение фотографировалось аппаратом «Zenit-E» с объективом «Гелиос-44» на аэрофотопленку светочувствительностью 1100 ед. ГОСТа. Полученные снимки дают интегральное распределение плотности электронов без разрешения процессов во времени.

Эксперименты проводились на автоэмиссионных катодах в виде цилиндров или лезвий из танталовой фольги толщиной $1 \cdot 10^{-3}$ см (одиночные лезвия и паборы по 2; 3; 5 и 10 штук), а также вольфрамовых острий с радиусом закругления несколько микронов. Расстояние между электродами составляло $d \approx 0,4$ см. Эксперименты проводились при давлении остаточных газов в диоде порядка 10^{-6} тор.

Как видно из фотографий, на рис. 1 а, б, пучок имеет сложную пространственную структуру, которая воспроизводится от импульса к импульсу. Для катодов в виде цилиндров и лезвий характерным является наличие полос, перпендикулярных острому краю фольги. Для лезвий с длиной эмиттирующей кромки 7 мм насчитывается 10—15 наиболее интенсивных полос с расстоянием между ними $\lambda \approx 0,6$ —0,8 мм. На снимке плазменных сгустков (рис. 2), образовавшихся на лезвии в результате взрыва микроэммиттеров в начальной стадии нано-

секундного вакуумного разряда, также наблюдается упорядоченность в их расположении на рабочей кромке фольги с шагом $r_0 \approx 0,5$ мм. Структура пучка с вольфрамового острия представляет собой несколько полос в центре кольца, обусловленного эмиссией с боковой поверхности (рис. 1 в).



Полосатая структура электронного пучка в сильноточном автоэмиссионном диоде наблюдалась в работе [3], где ее происхождение связывалось с развитием разрывной неустойчивости токонесущей прикатодной плазмы, образовавшейся из разлетающихся продуктов взрыва микронеровностей на катоде. Расстояние λ заметно возрастает с увеличением толщины катода (см. [3]), что объясняется прямо пропорциональной зависимостью длины волны разрывной неустойчивости от поперечного размера плазменного слоя на рабочей кромке катода. В наших опытах зависимость λ от толщины катода обнаружена не была (λ практически не зависела от количества лезвий в наборе, составляющем катод).

Разрывная неустойчивость развивается, если

$$\nu \Delta t \gg 1, \quad (1)$$

где $\nu = \left(\frac{0,14 \mu_0}{\rho} \right)^{1/2} j_0$ — инкремент наиболее неустойчивой моды для плоского плазменного слоя [3], Δt — длительность разряда, j_0 — плотность тока, ρ — массовая плотность плазмы.

Если учесть независимость скорости разлета взрывной плазмы от направления относительно вектора напряженности внешнего электрического поля, то (1) можно свести к следующему неравенству:

Рис. 1. Структура электронного пучка для разных катодов (а) цилиндр (диаметр 2 мм), б) лезвие, в) острие). Ускоряющее напряжение 143 кВ. Трехкратное увеличение.

$$0,07 \mu_0 \frac{I_0^2 \Delta t}{M l_0} \gg 1, \quad (2)$$

где I_0 — ток через диод ($\approx \frac{GU_0}{\Delta t}$), M — скорость поступления вещества материала катода в вакуум, l_0 — длина рабочей кромки катода-лезвия. Условие (2) удовлетворялось в [3] при $M \ll 0,1$ г/с. Заметим, что

для одиночного острия $\dot{M}_1 \approx 10^{-3}$ э/с [5]. В нашей работе (2) выполнено, если $\dot{M} \ll 10^{-5}$ э/с, что гораздо меньше \dot{M}_1 . Следовательно, в условиях наших опытов (1) не выполняется, и разрывная неустойчивость не развивается.



Рис. 2. Плазменные образования на поверхности катодов (а) — одно лезвие, б) два лезвия). Ускоряющее напряжение 143 кВ. Трехкратное увеличение.

Чтобы объяснить наблюдаемое явление, не прибегая к механизмам, реализующимся в сильных магнитных полях, заметим, что пространственный заряд электронов, эмиттируемых с некоторого микровыступа на поверхности катода, подавляет эмиссию с микровыступов, расположенных вблизи него. Именно размером зоны подавления r_0 и определяется длина волны λ в наблюдаемой на экране периодической картине:

$$\lambda = \frac{l}{l_0} r_0,$$

где l — длина изображения рабочей кромки катода на люминесцирующем экране ($l = l_0$ для цилиндрических катодов).

Значение r_0 можно грубо оценить, приравняв поле пространственного заряда в точке r_0 $E_p(r_0)$ внешнему полю $E_0 = \frac{U_0}{d}$. Если принять за $E_p(r)$ поле бесконечного цилиндра,

$$E_p(r) = \frac{\sigma}{2\pi \epsilon_0 r},$$

где $\sigma \approx I_0/nv_e$ — линейная плотность заряда, n — количество микроэмиттеров (равное количеству полос), v_e — скорость электронов вблизи микроэмиттера, то

$$\lambda \approx \frac{1}{2\pi \epsilon_0} \frac{l}{l_0} \frac{I_0}{nv_e} \frac{d}{U_0} = \frac{1}{2\pi \epsilon_0} \frac{I_0}{v_e} \frac{d}{U_0} \frac{\lambda_{\text{эксп.}}}{l_0}. \quad (3)$$

Оценим λ катода-лезвия ($l_0 = 7$ мм). Имея в виду, что в области усиленного поля вблизи микроэмиттера (размер этой области S порядка нескольких микрометров) электроны набирают энергию $\epsilon \approx E_d S$ порядка нескольких килоэлектронвольт*, найдем из (3) $\lambda \approx \lambda_{\text{эксп.}}$

Полосатая структура электронного пучка в диодах с цилиндрическими катодами и катодами в виде острия объясняется аналогично. При

* Макрополе у кромки лезвия E_d рассчитывалось согласно [4].

оценке λ в случае цилиндрических катодов следует учитывать изменение в длине рабочей кромки катодов по сравнению с лезвием, а также усиление поля на цилиндре малого диаметра (рис. 1 а).

Электронный пучок, проходящий через бериллиевый анод, имеет сложный энергетический состав. Зарегистрированы электроны с энергиями в диапазоне от нескольких килоэлектронвольт до значений, превосходящих приложенное напряжение [1]. Полосатая структура электронного пучка сохраняется при увеличении толщины анода вплоть до 90 мг/см^2 и исчезает при малых толщинах анода ($\leq 15 \text{ мг/см}^2$). Следовательно, полосатость связана с наиболее высокоэнергетической частью спектра электронов диода. Происхождение электронов с энергией, превышающей приложенное напряжение, можно связать со стохастическим ускорением электронов на турбулентных полях, возбуждаемых во взрывной плазме на поверхности катода [6]. В [7] показано, что наиболее энергичные электроны пучка (в том числе и с $\epsilon > eU_0$) генерируются в первые 2—3 нс. Используя зависимость между плотностью предвзрывного автоэлектронного тока и временем задержки взрыва, приведенную в [5], можно показать, что для взрыва танталового микровыступа с характерным размером $\sim 10^{-4} \text{ см}$ за время $\sim 1 \text{ нс}$ необходим ток $I_{\text{взр}} \sim 20 \text{ А}$. Это значение близко к величине тока, приходящегося на одну полосу I_0/n . Следовательно, в первые наносекунды уже существует прикатодная взрывная плазма, и стохастическое ускорение вполне реально. Так как взорвавшиеся микроэмиттеры располагаются относительно упорядоченно по поверхности катода с шагом r_0 , то пучок стохастически ускоренных электронов имеет полосатую структуру.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Г. Павловская, Т. В. Кудрявцева и др., ПТЭ, № 1, 26 (1973).
2. Н. В. Белкин, Н. И. Комяки и др., ПТЭ, № 2, 194 (1972).
3. A. J. Toepfer, L. P. Bradley, J. Appl. Phys., 43, № 7, 3033 (1972).
4. H. D. Beckey, H. Krone, F. W. Roellger, J. Phys. E, s. 2, 1, 118 (1968).
5. G. A. Mesyats, 10th Intern. Conf. Phen. Ionized Gases, 1971, Invited Papers, p. 333, Oxford, England, Sept., 1971.
6. Л. П. Бабич, ЖТФ, 44, 596 (1974)
7. Н. Г. Павловская, С. Л. Эльяш, Доклад на симпозиуме по эмиссионной плазменной сильноточной электронике, Томск, 15—17 мая, 1973

Поступила в редакцию
16 апреля 1974 г.,
после доработки
24 октября 1974 г.

THE BEAM STRUCTURE AND ELECTRON ENERGY IN NANOSECOND VACUUM DIODES

L. P. Babich, N. G. Pavlovskaya, S. L. El'yash

The bands were observed in a spatial structure of the electron beam of a vacuum diode operating in circuits of high-voltage pulse oscillators with nanosecond front and discharge capacitance 40 pF. The origin of bands is due to the fact that a spatial charge of electrons emitted from cathode micro-flanges suppresses emission near these micro-flanges. The beam contains electrons the energy of which changes from several kiloelectron-volts up to values exceeding the accelerating voltage. The generation of the latter may be associated with stochastic acceleration of a part of field-emission beams in the nearcathode plasma.