

средством для дальнейшего исследования процессов и явлений при низких температурах.

Поступила в редакцию  
7.8 1972 г.

Кафедра  
электроники

УДК 621.376.232

А. И. КОСТИЕНКО, Ю. А. ПИРОГОВ

## ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИИ ПРОМЕЖУТКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ВИРТУАЛЬНОГО КАТОДА ПРИ СВЧ-ДЕТЕКТИРОВАНИИ

При экспериментальном исследовании СВЧ-детектирования на виртуальном катоде было обнаружено, что конфигурация коллектора, перед которым создавался виртуальный катод, существенно влияет на величину детекторного эффекта, обусловленного

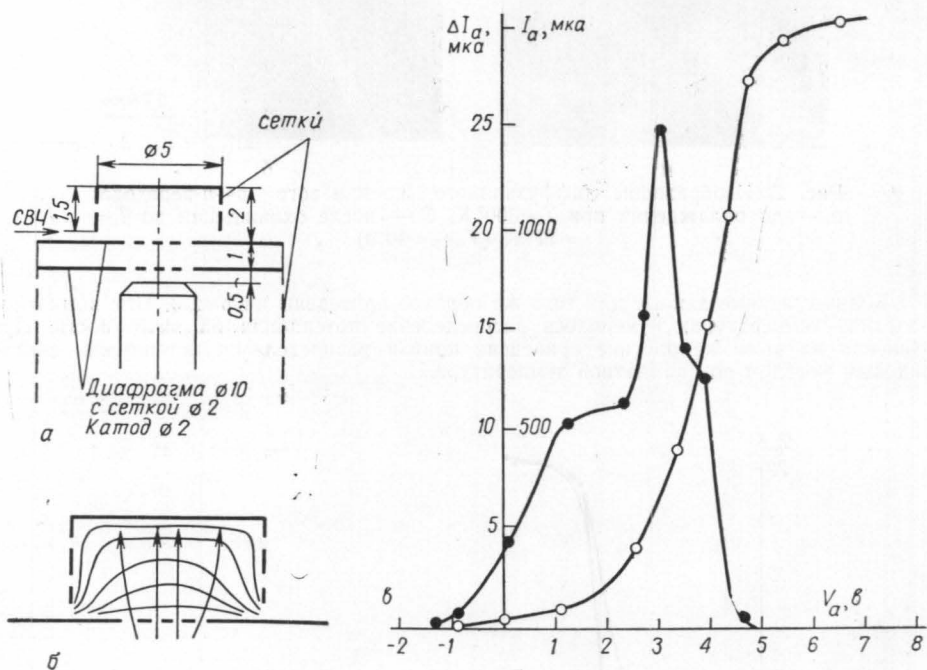


Рис. 1. Расположение электродов в экспериментальном макете с коллектором закрытого типа (а); эквипотенциалы и ход электронных траекторий в рабочем промежутке прибора (б); ○ — вольтамперная и ● — детекторная характеристики «закрытого» промежутка (в)

нелинейными свойствами этого катода. Так, при облучении нерезонансных промежутков, изображенных на рис. 1 и 2, одинаковым по мощности сигналом диапазона  $\lambda = 1,2$  см (в промежутке существовал виртуальный катод) детекторный ток в цепи коллектора закрытого типа (рис. 1, а) оказался на порядок больше (рис. 1, в), чем в открытом, плоскоэлектродном промежутке (рис. 2, в). Если же сравнивать их токовые чувствительности (детекторный ток на единицу падающей на виртуальный катод мощности), то чувствительность виртуального катода в промежутке закрытого типа была почти на два порядка большей ( $5 \cdot 10^{-1}$  а/вт против  $10^{-2}$  а/вт). В настоящем сообщении объясняется влияние геометрии коллектора (по остальным параметрам макета были практически одинаковы) на чувствительность виртуального катода к СВЧ-возмущению в электронном пучке.

Эффективность любого детектора вообще определяется двумя факторами: условиями оптимального ввода СВЧ-сигнала в нелинейный элемент, обеспечивающими максимальное возмущение в потоке носителей заряда, и эффективностью преобразования нелинейным элементом (в данном случае виртуальным катодом), указанного СВЧ-возмущения в изменение постоянной составляющей тока во внешней цепи. Первая задача — о согласовании линии, подводящей сигнал СВЧ, с промежутком взаимодействия — принципиально решена в электродинамике. Вторая же требует анализа целого ряда процессов в области ВК и для реальных, т. е. ограниченных по сечению (по крайней мере двумерных) электронных пучков, проходящих между электродами произвольной конфигурации. Она подробно нигде не рассматривалась.

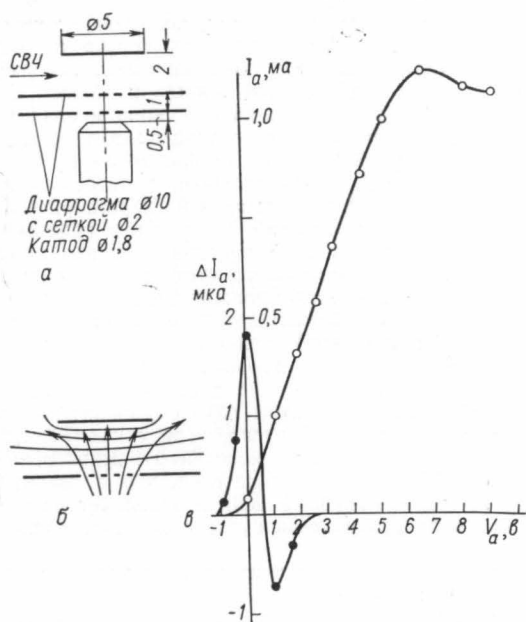


Рис. 2. Расположение электродов в макете с промежутком открытого типа (а); эквипотенциали и ход электронных траекторий в рабочем промежутке прибора (б);  $\circ$  — вольтамперная и  $\bullet$  — детекторная характеристики «открытого» промежутка (в)

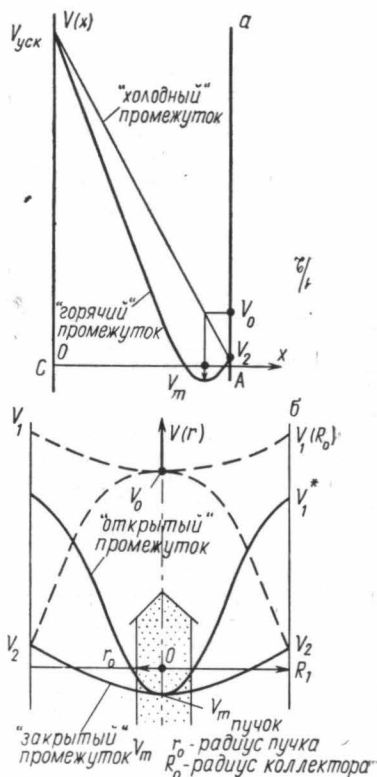


Рис. 3. Продольное (а) и поперечное (б) распределение потенциала в исследованных промежутках

Так, в [1] теоретически (одномерная модель с учетом расслоения) и в [2] экспериментально было показано, что различные участки виртуального катода могут работать «вразнобой», создавая в отдельных «трубках» тока пучка различные по величине и даже знаку детекторные токи, определяемые потенциалом виртуального катода в соответствующих трубках. При этом суммарный детекторный ток может быть небольшим или вообще отсутствовать, так как положительный детекторный ток на одних участках виртуального катода может полностью или частично компенсироваться отрицательными изменениями анодного тока на других участках. Ясно поэтому, что чувствительность виртуального катода должна быть тем выше, чем однороднее распределен его потенциал по сечению пучка, т. е. чем точнее выполняется условие  $\text{grad} V_m = 0$  (для круглых пучков).

Именно отличиями в распределениях потенциала виртуального катода, обусловленными различной геометрией промежутков, изображенных на рис. 1 и 2, можно

объяснить разницу в их чувствительности при детектировании. Поясним это с помощью графиков рис. 3, где представлены распределения потенциала вдоль оси холодного и горячего (режим существования виртуального катода) промежутков (рис. 3, а), а также в поперечном сечении, проходящем вдоль поверхности виртуального катода, при наличии и отсутствии виртуального катода как для открытого, так и закрытого типа коллектора (рис. 3, б).

Допустим, что напряжения на коллекторе подобраны так, чтобы в плоскости виртуального катода на оси и того и другого холодных промежутков потенциал был одинаковым ( $V_0$  на рис. 3). Ход эквипотенциалей, показанный для холодных промежутков на рис. 1, б и 2, б, должен быть таким, чтобы обеспечивать линейную зависимость потенциала от продольной координаты (рис. 3, а), а в поперечном направлении почти однородное распределение для плоского коллектора (верхняя штриховая линия на рис. 3, б) и существенно неоднородное, колоколообразное распределение в промежутке закрытого типа (нижняя штриховая кривая на рис. 3, б). Последнее определяется тем, что виртуальный катод, вдоль поверхности которого рассматриваются указанные поперечные распределения, образуется в зоне сравнительно высоких потенциалов на оси холодного промежутка, в то время как потенциал коллектора не превышает нескольких вольт относительно катода лампы. Поэтому на расстоянии порядка  $R_0$  от оси ( $R_0$  — радиус коллектора) потенциал в открытом промежутке практически такой же, как на оси, а в закрытом он равен потенциалу коллектора.

Если через промежуток проходит, создавая виртуальный катод, достаточно тонкий электронный пучок ( $2r_0 \leq d_{c-A}$ ), потенциал существенно понижается только на оси промежутка, а на расстоянии  $R_0$  от оси в открытом промежутке понижается незначительно (верхняя сплошная кривая на рис. 3, б), оставаясь неизменным и равным потенциалу коллектора  $V_2$  в промежутке закрытого типа (нижняя сплошная кривая на рис. 3, б). Образующиеся в радиальном направлении разности потенциалов в горячем промежутке открытого типа вызывают «рассыпание» или «фонтанирование» пучка в области виртуального катода, потенциал которого  $V_m$  сильно изменяется от оси пучка к периферии. Этим, в частности, объясняется и вид вольтамперной характеристики рис. 1, в, на которой уже при  $V_a \approx 1,5$  в наблюдается перегиб и изменение кривизны, свидетельствующие о переходе из режима ограничения тока пространственным зарядом к ограничению тока за счет токораспределения [3], имеющего место в фонтанирующих электронных пучках. Пользуясь соответствующей зависимостью анодного тока от анодного напряжения [3], можно показать, что чувствительность детектирования в области Белова вольтамперной характеристики ( $\Delta I_a$  отрицательно) существенно ниже, чем в режиме ограничения тока пространственным зарядом. Детекторный ток при  $V_a > 2$  в практически отсутствует, несмотря на то, что анодный ток не достигает насыщения вплоть до значений  $V_a = 7$  в. В условиях имеющегося в этом случае значительного провисания потенциала виртуального катода на оси пучка, где  $e_0 V_m / kT > 1/2$  ( $T$  — температура электронов,  $e$  и  $k$  — известные мировые константы), детекторный ток положителен [4], а на периферии ( $e_0 V_m / kT < 1/2$ ) — отрицателен, что в совокупности приводит к уменьшению детекторного тока во внешней цепи и объясняет низкую чувствительность виртуального катода, создаваемого в промежутке с плоским коллектором.

В промежутке закрытого типа, напротив, образование виртуального катода улучшает однородность поперечного распределения потенциала в области виртуального катода. В этом случае вокруг электронного потока располагается цилиндрическая часть коллектора, входящего под невысоким напряжением; благодаря этому разность потенциала на участке от оси прибора до коллектора не превышает нескольких вольт, а в пределах электронного пучка изменяется совсем незначительно (нижняя сплошная кривая рис. 3, б). Расходимость пучка при этом почти отсутствует, плотность облака пространственного заряда существенно больше, чем в случае открытых промежутков, а положительная кривизна вольтамперной характеристики, свойственная режиму ограничения тока пространственным зарядом, наблюдается (при тех же входящих токах) на большем интервале анодных напряжений ( $V_a \leq 5$  в). Однородность потенциала виртуального катода обуславливает синхронное образование монополярных изменений анодного тока во всех электронных трубках тока пучка — эффективность детектирования оказывается весьма высокой.

Таким образом, геометрия коллектора закрытого типа является достаточно оптимальной для достижения высокой чувствительности виртуального катода при СВЧ-детектировании и может быть взята за основу при создании электронного детектора СВЧ-колебаний.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Пирогов Ю. А. «Изв. вузов», радиопизика, 14, 1619, 1971.
2. Афонин Д. Г., Пирогов Ю. А., Чезганов Н. Ф. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 14, № 1, 88, 1973.

3. Rothe H., Kleen W. Grundlagen und Rennlinien der Klektronenröhren. Leipzig, 1953.  
 4. Гвоздовер С. Д. «Изв. вузов», радиофизика, 8, 309, 1965.

Поступила в редакцию  
 4.10 1972 г.

Кафедра  
 радиотехники

УДК 535.14

А. Б. КУКАНОВ, А. В. КОНСТАНТИНОВИЧ

## К ТЕОРИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЗАРЯДОМ, ДВИЖУЩИМСЯ В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Классическая теория движения заряда в постоянном электрическом поле в принципиальном отношении интересна потому, что в частном случае одномерного (вдоль поля) движения оно сводится к исследованию равномерно ускоренного (гиперболического) движения, замечательного постоянством ускорения в сопутствующей лоренцовой системе. Вопрос о возможности излучения при гиперболическом движении в настоящее время не вызывает сомнения [1—5], хотя раньше высказывались и противоположные мнения [6—7].

Как известно, уравнения движения заряженной частицы в постоянном электрическом поле можно записать в виде

$$x = \frac{cb}{a} \operatorname{Ar} \operatorname{sh}(at), \quad y = 0, \quad z = \frac{c}{a} (\sqrt{a^2 t^2 + 1} - 1), \quad (1)$$

$$a = \frac{ceE^e}{\varepsilon_0}, \quad b = \frac{p_0 c}{\varepsilon_0}, \quad \varepsilon_0 = \sqrt{p_0^2 c^2 + m_0^2 c^4}. \quad (2)$$

Здесь  $m_0$  — масса покоя частицы,  $c$  — скорость света в вакууме,  $\vec{E}^e$  — напряженность постоянного электрического поля, направленного вдоль оси  $z$ , а  $p_0$  — начальный импульс частицы вдоль оси  $x$ .

1. Изложим сначала метод нахождения спектрально-углового распределения излучения, отличный от [4] и основанный на применении формулы

$$W = - \int (\vec{j} \vec{E}) d\vec{r}. \quad (3)$$

Особенность рассматриваемой задачи состоит в том, что величина  $W$  в формуле (3) оказывается функцией времени  $t$ . Поэтому, определяя поле  $\vec{E}$  как полуразность запаздывающих и опережающих потенциалов [8], для нахождения спектра излучения мы проинтегрируем (3) по  $t$  от  $-\infty$  до  $+\infty$ .

Мы получим

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} W dt &= \frac{1}{2c} \left( \frac{e}{2\pi a} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \int_{-\infty}^{\infty} d\xi' \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_0^{2\pi} d\theta \sin \theta \int_0^{2\pi} d\varphi \omega^2 \times \\ &\times \cos \left\{ \frac{b}{a} \omega \sin \theta \cos \varphi (\xi - \xi') + \frac{\omega}{a} \sin \theta [\operatorname{sh}(\xi + \varphi_0) - \operatorname{sh}(\xi' + \varphi_0)] \right\} \times \\ &\times \{ b^2 + \sin \theta \operatorname{sh} \xi \operatorname{sh}(\xi' + \varphi_0) + b \sin \theta \cos \varphi \operatorname{ch} \xi' \}, \quad \varphi_0 = \operatorname{Arth} \cos \theta. \end{aligned} \quad (4)$$

Мы должны теперь проинтегрировать формулу (4) по  $\xi$  и  $\xi'$ . Вводя новые замены переменных  $\xi + \varphi_0 = \eta$ ,  $\xi' + \varphi_0 = \eta'$ , преобразуем подынтегральное выражение к виду, допускающему применение формул [9]

$$K_\mu(x) \cos \left( \frac{\mu\pi}{2} \right) = \int_0^{\infty} \cos(x \operatorname{sh} t) \operatorname{ch}(\mu t) dt, \quad [x > 0, \quad -1 < \operatorname{Re} \mu < 1], \quad (5)$$