

УДК 621.3

М. Н. ДЕВЯТКОВ, Г. И. ОВЧИННИКОВА

ПЕРЕХОД ОТ РЕЖИМА ЗАДЕРЖКИ К ОГРАНИЧЕНИЮ ТОКА ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ЗАРЯДОМ

Рассматривается прохождение тока в модифицированном диоде в режиме ограничения тока пространственным зарядом при отрицательных значениях потенциала анода. Получены условия, характеризующие границу перехода от режима задержки к режиму ограничения тока пространственным зарядом, и предложена методика экспериментального определения этой границы.

В работах, посвященных теоретическому и экспериментальному исследованию статических характеристик модифицированного диода (см., например, [1—4]), остается недостаточно изученным вопрос об ус-

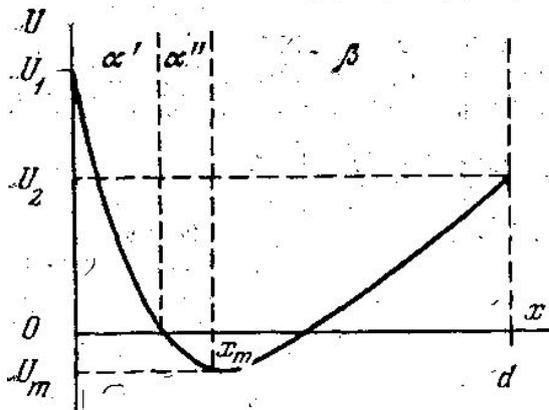


Рис. 1. Распределение потенциала в плоском модифицированном диоде в режиме ограничения тока пространственным зарядом

смотреть модифицированный диод в виде трех последовательных промежутков (см. рис. 1). Для каждого из этих промежутков можно записать распределение потенциала в форме:

$$\xi_{\alpha'} = \int_{\eta}^{\eta} \frac{d\eta}{V e^{\eta} - 1 + \left\{ e^{\eta} P(\sqrt{\eta}) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\eta} \right\} - 2e^{\eta} \left\{ e^{\eta - \bar{\eta}} P(\sqrt{\eta - \bar{\eta}}) - \frac{2\sqrt{\eta - \bar{\eta}}}{\sqrt{\pi}} \right\}}$$

$$\xi_{\alpha'} = - \int_0^{\eta} \frac{d\eta}{\sqrt{e^{\eta} - 1 + \left\{ e^{\eta} P(\sqrt{\eta}) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\eta} \right\}}}, \quad (1)$$

$$\xi_{\beta} = \int_0^{\eta} \frac{d\eta}{\sqrt{e^{\eta} - 1 - \left\{ e^{\eta} P(\sqrt{\eta}) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\eta} \right\}}}.$$

Здесь ξ и η соответственно — приведенные расстояние и потенциал:

$$\xi = 9,2 \cdot 10^5 \frac{I_a}{T^{\frac{3}{4}}} (x - x_m), \quad \eta = \frac{e_0(U - U_m)}{kT}, \quad \bar{\eta} = \frac{e_0 U_m}{kT};$$

$P(\sqrt{\eta})$ — интеграл ошибок, I_a — плотность тока, достигающего плоскости анода модифицированного диода, T — температура электронного потока, e_0 — абсолютный заряд электрона, k — постоянная Больцмана.

Аналитически уравнения системы (1) не решаются. Однако, введя некоторые естественные для рассматриваемого случая ограничения, можно получить решение в приближенных выражениях.

Очевидно, что переход от режима задержки к ограничению тока пространственным зарядом происходит при значениях плотности анодного тока, много меньших плотности тока входящего $I_a \ll I_{вх}$. Это дает возможность при получении приближенных решений ограничиться значениями приведенного потенциала в минимуме $|\bar{\eta}| \gg 1$. Потенциал анода ограничивается значениями, удовлетворяющими условию $\eta_2 \ll 1$, поскольку переход между режимами происходит при значениях $\eta_2 \sim \eta$. Третье условие, ограничивающее область возможных значений η_1 , $\eta_1 \gg 1$, вытекает из определения модифицированного диода.

Воспользовавшись разложением в ряд интеграла ошибок при указанных условиях и применяя разложение подынтегральных выражений в ряд Маклорена по степеням $\eta^{1/2}$ для β -диода и $\eta^{-1/2}$ для α' - и α'' -диодов, получим в результате интегрирования (ограниченными членами ряда первого порядка малости):

$$\xi_{\alpha'} = - \frac{\sqrt{8} \pi^{1/4}}{3(2e^{\bar{\eta}} - 1)} \bar{\eta}^{3/4} \left[1 + \frac{3\sqrt{\pi}}{4} \frac{1}{\sqrt{\bar{\eta}}} \right],$$

$$\xi_{\alpha''} = - 2,55 + \sqrt{2} e^{-\eta/2},$$

$$\xi_{\beta} = 2\sqrt{\eta} + \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \eta.$$
(2)

Переходя от безразмерных переменных ξ , η к переменным x , V , запишем уравнения (2) в виде

$$J_a = \frac{h \sqrt{T} (U_2 - U_m)}{(d - x_m)^2},$$

$$x_m = \sqrt{\frac{aU_1^{3/2}}{2I_{вх}}} + \sqrt{\frac{4a \left(\frac{kT}{e_0}\right)^{3/2}}{I_a}} \quad (3)$$

Здесь $a = 2,33 \cdot 10^{-6} a/B^{3/2}$, $h = 5,45 \cdot 10^{-8} a/B \cdot \text{град}^{1/2}$. С помощью системы (3), описывающей прохождение тока в модифицированном диоде при малых анодных токах, найдем условия перехода от режима задержки к ограничению тока пространственным зарядом. Второе уравнение системы (3), являющееся решением для α' - и α'' -диодов, имеет смысл в отличие от первого уравнения не только в режиме ограничения тока пространственным зарядом, но и в предельном случае режима задержки, когда можно положить $x_m = d$. Этот предельный случай реализуется при выполнении условия

$$I_{a \max} = \frac{4a \left(\frac{kT}{e_0}\right)^{3/2}}{\left(d - \sqrt{\frac{aU_1^{3/2}}{2I_{вх}}}\right)^2}$$

Току $I_{a \max}$ соответствует максимальное значение потенциала анода, обеспечивающее реализацию режима задержки, которое определяется формулой Больцмана:

$$U_{2 \max} = \frac{kT}{e_0} \ln \frac{4a \left(\frac{kT}{e_0}\right)^{3/2}}{I_{вх} \left(d - \sqrt{\frac{aU_1^{3/2}}{2I_{вх}}}\right)^2} \quad (4)$$

Значение потенциала анода, даваемое формулой (4), и является граничным между рассматриваемыми режимами, так как при значениях $U_2 > U_{2 \max}$ реализуется режим ограничения тока пространственным зарядом. Из выражения (4) следует, что режим ограничения тока пространственным зарядом при малых анодных токах возникает при отрицательных значениях потенциала анода, превышающих по модулю так называемый тепловой потенциал kT/e_0 .

С точки зрения определения условий перехода от режима задержки к ограничению тока пространственным зарядом весьма показательной оказывается величина $\Gamma = dI_a/dI_{вх}$, характеризующая реакцию модифицированного диода на изменение входящего тока. Из системы (3) находим с учетом формулы Больцмана:

$$\Gamma = \frac{h \sqrt{T} \left[\frac{kT}{e_0 I_{вх}} (d - x_m) - \frac{U_2 - U_m}{I_{вх}} \sqrt{\frac{aU_1^{3/2}}{2e_{вх}}} \right]}{(d - x_m)^3 + h \sqrt{T} \left[\frac{kT}{e I_a} (d - x_m) + \frac{\sqrt{4a \left(\frac{kT}{e_0}\right)^{3/2}}}{e_a^{3/2}} (U_2 - U_m) \right]} \quad (5)$$

Анализ этого выражения показывает, что Γ может принимать как положительные, так и отрицательные значения, обращаясь в нуль при

$$U_2 - U_m = \frac{kT}{e_0} \sqrt{\frac{2I_{вх}}{aU_1^{3/2}}} (d - x_m). \quad (6)$$

Если $U_2 - U_m$ меньше значения, определяемого формулой (6), то $\Gamma > 0$, в противном случае $\Gamma < 0$.

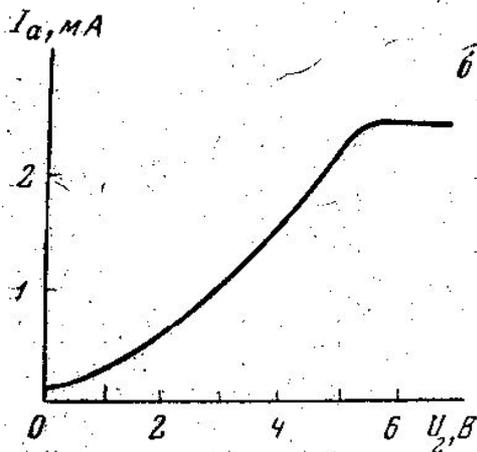
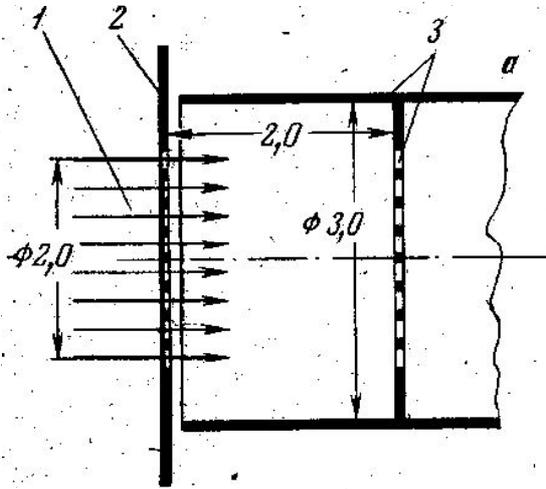


Рис. 2. а — схематическое изображение исследуемого межэлектродного промежутка: 1 — электронный пучок, 2 — диафрагма с сеткой (1-й электрод модифицированного диода), 3 — коллекторный электрод (анод модифицированного диода); б — экспериментальная вольтамперная характеристика межэлектродного промежутка

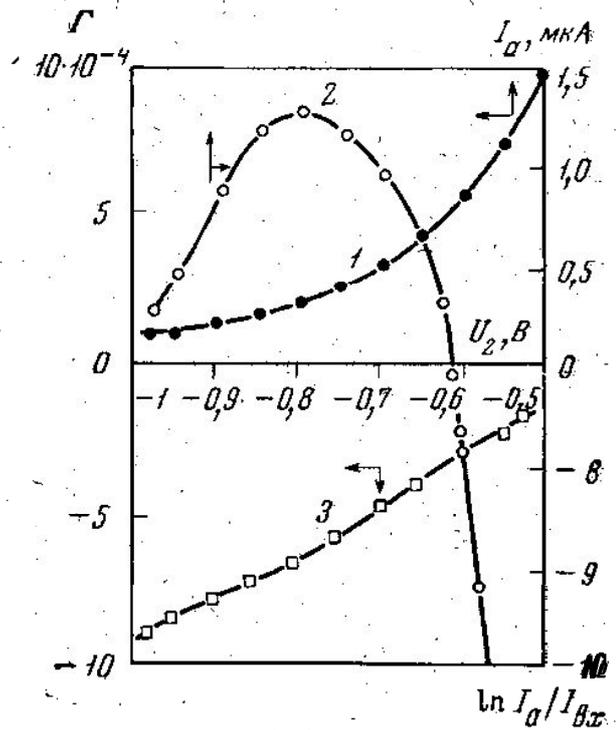


Рис. 3. Экспериментальные зависимости: 1 — начальный участок вольтамперной характеристики, 2 — $\Gamma = f(U_2)$, 3 — $\ln I_0/I_{вх} = f(U_2)$

Для режима задержки аналогичная дифференциальная характеристика имеет вид:

$$\Gamma = e^{-e_0 U_m / kT}. \quad (7)$$

Проследивая поведение Γ , определяемое выражениями (6) и (7), при переходе от режима задержки к режиму ограничения тока пространственным зарядом можно отметить существенное изменение характера зависимости Γ от потенциала анода. В режиме задержки Γ

растет с ростом U_2 , в то время как в режиме ограничения тока пространственным зарядом с ростом U_2 Γ уменьшается и через нуль переходит в область отрицательных значений. Это обстоятельство указывает на наличие точки перегиба при переходе между режимами: $\frac{d\Gamma}{dU_2} > 0$ при $U_2 \leq U_{2\max}$, $\frac{d\Gamma}{dU_2} < 0$ при $U_2 \geq U_{2\max}$. Наличие этой особой точки можно наблюдать и экспериментально. При этом заметим, что экспериментальное нахождение экстремума зависимости $\Gamma = f(U_2)$ позволяет с большей точностью определить переход между режимами, чем, например, исследование зависимости $\ln I_a/I_{вх} = f(U_2)$, когда приходится определять переход между линейным и нелинейным участками.

Экспериментальные исследования проводились на специальных макетах, подобных описанным в работе [3]. Виртуальный катод создавался в межэлектродном промежутке, конфигурация которого представлена на рис. 2, а. Вольтамперная характеристика промежутка имела вид, показанный на рис. 2, б. Наиболее детально снимался начальный участок характеристики, который показан на рис. 3, кривая 1. Измерения Γ проводились на постоянном токе. При этом изменениям управляющего потенциала в электронной пушке задавалось определенное малое изменение величины тока, входящего в исследуемый промежуток ($\Delta I_{вх}$) и измерялось изменение тока, прошедшего через этот промежуток (ΔI_a). Отношение $\Delta I_a/\Delta I_{вх}$ представляло собой искомую величину Γ , которая приведена на рис. 3, кривая 2. С ростом U_2 Γ сначала растет, достигая своего максимального значения, затем уменьшается и через нуль переходит к отрицательным значениям. Это поведение Γ полностью соответствует теоретической зависимости, даваемой выражениями (6) и (7), откуда следует, что переход от режима задержки к ограничению тока пространственным зарядом характеризуется максимумом Γ , т. е. происходит при $U_2 = -0,8$ В. Для сравнения на рис. 3 (кривая 3) показана логарифмическая характеристика анодного тока, на которой наблюдается некоторый перегиб в области, соответствующей максимуму Γ , т. е. переходу между режимами, однако он определяется недостаточно четко и вуалируется другими нерегулярностями полученной характеристики. Из приведенных результатов наглядно выступают преимущества в точном определении границы между режимами задержки и ограничения тока пространственным зарядом по зависимости $\Gamma = f(U_2)$ по сравнению с методом логарифмирования. В последнем случае, к тому же, результат может быть искажен такими факторами, как ионный компонент анодного тока, токи утечки и т. п.

Полученное качественное соответствие экспериментальной и теоретической зависимости $\Gamma = f(U_2)$ помимо практического вывода об определении точки перехода между режимами свидетельствует также о правомерности применения к анализу процессов в реальных межэлектронных промежутках выводов, вытекающих из рассмотрения одномерной модели модифицированного диода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мякишев Г. Я. «Радиотехника и электроника», 6, № 2, 1961.
2. Кузнецов В. Л. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 13, № 1, 1972.
3. Девятков М. Н., Овчинникова Г. И. «Электронная техника», электроника СВЧ, № 8, 1971.
4. Ramberg E. G., Malter L., J. Appl. Phys., 23, 1333—1335, 1952.

Поступила в редакцию
16.5 1973 г.

Кафедра
радиотехники