

АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ НА МИШЕНИ ВИДИКОНА С БЫСТРЫМ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ (НЕПОДВИЖНЫЙ ПУЧОК), ЧАСТЬ II

Н. А. Лавринович, С. Г. Эпштейн

Харьков

Для анализа работы видикона с учетом перераспределения вторичных электронов, а также с целью определения количественной теории недостаточно знать количество вторичных электронов, возвращающихся на мишень. Необходимо также знать, является ли разлет вторичных электронов аксиально симметричным, какую площадь занимают возвращенные на мишень электроны, какая плотность зарядов на мишени, находящейся под «дождем» вторичных электронов. В работе [1] теоретически и экспериментально исследуется перераспределение вторичных электронов в суперорбитоне. Однако в видиконе потенциальный рельеф гораздо глубже, и поля возвращенных на мишень вторичных электронов могут оказывать сильное влияние на перераспределение, изменяя разлет вторичных электронов.

В работе [2] даны некоторые наблюдения о характере перераспределения вторичных электронов в макете видикона. Частичный анализ перераспределения в видиконе с быстрыми электронами сделан в работе [3].

Однако до настоящего времени процесс перераспределения вторичных электронов на мишени видикона полностью не изучен.

Настоящая работа — попытка заполнить несколько этот пробел.

1. **Определение максимального радиуса разлета возвращенных на мишень вторичных электронов.** При определении максимального радиуса разлета возвращенных на мишень вторичных электронов необходимо рассмотреть смещение вторичного электрона, вышедшего из мишени на границе первичного пучка под действием тангенциальной составляющей силы электрического поля.

Максимальная скорость электрона, который возвратится обратно на мишень, не должна превышать скорости $v_s = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_{\min}}$. Смещение электрона по поверхности мишени за время нахождения его в пространстве «мишень — коллектор»

$$r_b - r_0 = v_{r0}t + \frac{1}{2} \omega_r t^2, \quad (1)$$

где $v_{r0} = v_s \sin \alpha$ — тангенциальная составляющая начальной скорости граничного электрона, вышедшего из мишени;

$$t = 2 \sqrt{\frac{v_s \cos \alpha}{\frac{e}{m} |E_{z \text{cp}}|}} \text{ — время нахождения электрона в пространстве «мишень — потенциалный минимум»};$$

$w_r = -\frac{e}{m} E_r$ ср — составляющая ускорения вдоль поверхности мишени

r_b — максимальное удаление возвращенного на мишени вторичного электрона от оси пучка по поверхности мишени (при $z = 0$) или же максимальный радиус разлета для этого электрона;

E_z ср и E_r ср — соответственно средняя нормальная и средняя тангенциальная составляющие напряженности электрического поля;

α — угол между направлением начальной скорости вторичного электрона и нормалью к плоскости мишени.

Нормальная составляющая напряженности электрического поля

$$E_z = \frac{\gamma_0 (\sigma - 1)}{4\epsilon_0 (1 + \epsilon)} e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} \left[r_0^2 - \frac{\lambda}{(\sigma - 1)} r_b^2 e^{r^2 \left(\frac{1}{r_0^2} - \frac{1}{r_b^2} \right)} \right] f_z(r, z) + \frac{U_k - U_m}{b}. \quad (2)$$

Среднюю нормальную составляющую напряженности электрического поля определим из следующего выражения:

$$E_z \text{ ср} = \frac{1}{2} [E_z(r_0, 0) + E_z(r_0, z_m)] = \frac{1}{2} E_z(r_0, 0). \quad (3)$$

Второе слагаемое выражения (3) равно нулю, так как (см. часть I настоящей работы) нормальная составляющая напряженности электрического поля в точке потенциального минимума ($z = z_m$) равна нулю.

Тангенциальная составляющая напряженности электрического поля определится как частная производная от выражения (10) (часть I настоящей работы) по r

$$E_r = \frac{\gamma_0 r (\sigma - 1)}{2\epsilon_0 (1 + \epsilon)} f(r, z) \left[e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} - \frac{\lambda}{(\sigma - 1)} e^{-\left(\frac{r}{r_b}\right)^2} \right] + \frac{\gamma_0 (\sigma - 1) r_0^2}{4\epsilon_0 (1 + \epsilon)} f_r(r, z) \times \\ \times \left[e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} - \frac{\lambda}{(\sigma - 1)} e^{-\left(\frac{r}{r_b}\right)^2} \frac{r_b^2}{r_0^2} \right] - \frac{i_0 b}{4\pi\epsilon_0 v_k} e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} \times \\ \times \left(\frac{2}{r_0^2} + \frac{1}{r^2} \right) \left(1 + \sigma \frac{z_m}{b} \cdot \frac{v_k}{v_s} \right). \quad (4)$$

Среднее же значение тангенциальной составляющей напряженности электрического поля

$$E_r \text{ ср} = \frac{1}{2} [E_r(r_0, 0) + E_r(r_b, 0)]. \quad (5)$$

Учитывая, что $r_0 \gg d$ и $r_b \gg d$, выражения (3) и (5) примут следующий вид:

$$E_z \text{ ср} = \frac{\gamma_0 (\sigma - 1) e^{-1} d}{4r_0^3 \epsilon_0 (1 + \epsilon)} \left[r_0^2 - \frac{\lambda}{(\sigma - 1)} r_b^2 e^{1 - \left(\frac{r_0}{r_b}\right)^2} \right] + \frac{U_k - U_m}{2b}, \quad (6)$$

и

$$E_r \text{ ср} = -\frac{i_0 b}{8\pi\epsilon_0 v_k} e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} \left(1 + \sigma \frac{z_m}{b} \cdot \frac{v_k}{v_s} \right) \left(3e^{\left(\frac{r_b}{r_0}\right)^2 - 1} + 2 + \frac{r_0^2}{r_b^2} \right). \quad (7)$$

В выражениях (4) и (7) $\bar{v}_s = \sqrt{\frac{\pi k T}{2m}}$ — средняя скорость электрона, вышедшего из мишени.

Подставив в (1) выражения (6) и (7), после некоторых преобразований получим

$$r_b - r_0 = 2 \frac{U_{\min}}{E_{z \text{ cp}}} \sin 2\alpha \left(1 - \frac{E_{r \text{ cp}}}{E_{z \text{ cp}}} \operatorname{ctg} \alpha \right) \quad (8)$$

Величина $r_b - r_0$ смещения электрона от границы пучка тем больше, чем меньше нормальная составляющая напряженности электрического поля E_z , чем больше начальная энергия $eU_{\min}$ и чем ближе угол α к величине $\frac{\pi}{4}$.

В предельном случае при $\alpha = \frac{\pi}{4}$ выражение (8) примет вид

$$r_b - r_0 = 2 \frac{U_{\min}}{E_{z \text{ cp}}} \left(1 - \frac{E_{r \text{ cp}}}{E_{z \text{ cp}}} \right). \quad (9)$$

Введя безразмерную величину ($R = \frac{r_b}{r_0}$ — относительная величина радиуса разлета вторичных электронов), выражение (9) запишем в следующем виде:

$$R = 1 + 2 \frac{kT}{e} \ln \sigma \frac{1}{r_0 E_{z \text{ cp}}} \left(1 - \frac{E_{r \text{ cp}}}{E_{z \text{ cp}}} \right), \quad (10)$$

где вместо $U_{\min}$ подставлено выражение (9) из первой части работы

$$E_{z \text{ cp}} = \frac{\gamma_0 (\sigma - 1) e^{-1} d}{4 r_0 \epsilon_0 (1 + \epsilon)} \left[1 - R^2 \frac{\lambda}{(\sigma - 1)} e^{1 - \frac{1}{R^2}} \right] + \frac{U_k - U_m}{2b}. \quad (11)$$

и

$$E_{r \text{ cp}} = - \frac{i_0 b}{8 \pi r_0^2 \epsilon_0 v_k} \left(1 + \frac{z_m}{b} \sigma \frac{v_k}{v_s} \right) \left(3e^{R^2 - 1} + 2 + \frac{1}{R^2} \right). \quad (12)$$

Получить решение для R из выражения (10) в явном виде не представляется возможным. Поэтому для определения R необходимо воспользоваться численными или графическими методами.

На рис. 1 показаны зависимости величины относительного радиуса разлета вторичных электронов по поверхности мишени от величины отбирающего внешнего поля $U_k - U_m$.

Из зависимостей, изображенных на рис. 1, видно, что величина радиуса разлета вторичных электронов по поверхности мишени намного зависит от вторично-эмиссионных свойств мишени, а также от величины отбирающего поля и может изменяться в широких пределах. В литературе [3, 4] указывалось, что величина радиуса разлета соизмерима с $2r_0$, где r_0 — эффективный радиус первичного пучка электронов. Данные результаты подтверждают предположение [2] о том, что вторичные электроны, возвращающиеся на мишень, могут занимать достаточно большие площади, понижая при этом потенциал поверхности мишени вне пучка.

Таким образом, изменение радиуса разлета возвращенных на мишень электронов от вторично-эмиссионных свойств мишени, а также от величины внешнего отбирающего поля для случая быстрых электронов ($\sigma > 1$), требует учета этих зависимостей при определении потенциального рельефа, а также величины сигнала.

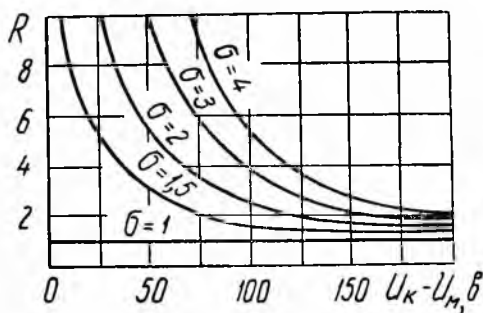


Рис. 1.

2. При распределении плотности зарядов по поверхности мишени будем исходить из основного уравнения электростатического поля [5]

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho. \quad (13)$$

В предельном случае поверхностных зарядов уравнение (13) примет вид

$$\operatorname{Div} \vec{D} = \eta(r), \quad (14)$$

где $\eta(r)$ — поверхностная плотность свободных зарядов.

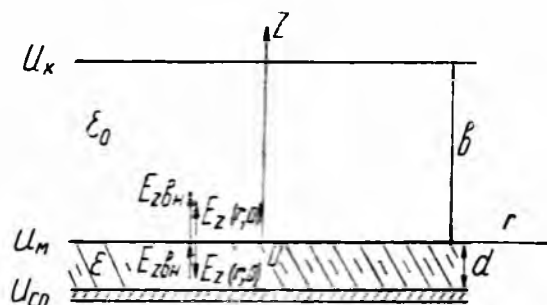


Рис. 2

Исходя из непрерывности нормальных составляющих вектора электрического смещения на границе раздела двух диэлектриков (ϵ_0 — вакуум и ϵ — мишень), можно записать

$$D_{z1} - D_{z2} = \tau_i(r) \quad (15)$$

или

$$\epsilon_0 E_{z1} - \epsilon \epsilon_0 E_{z2} = \tau_i(r). \quad (16)$$

Нормальная составляющая напряженности электрического поля внутри слоя мишени состоит (рис. 2) из однородного поля, созданного разностью потенциалов сигнальной пластины и противоположной стороны мишени ($z = 0$) при отсутствии первичного пучка, а также из поля, созданного зарядами на поверхности мишени; определяем ее из следующего выражения:

$$E_{z2} = \frac{U_m - U_{cn}}{d} + E_z(r, 0), \quad (17)$$

где

$$U_m = U_k \frac{1 + \epsilon \frac{b}{d} \cdot \frac{U_{cn}}{U_k}}{1 + \epsilon \frac{b}{d}}.$$

Нормальная составляющая напряженности электрического поля в пространстве «мишень — коллектор» при $z = 0$

$$E_{z1} = \frac{U_k - U_m}{b} = E_z(r, 0). \quad (18)$$

В выражениях (17) и (18) $E_z(r, 0)$ определяем из выражения (14) при $z = 0$. Подставив в (16) значение E_{z1} и E_{z2} из (17) и (18), после некоторых преобразований получим

$$\eta(r) = \epsilon_0 (1 + \epsilon) E_z(r, 0). \quad (19)$$

С учетом выражения (14), а также того, что $\frac{d}{\varepsilon} \ll b$, получим

$$\eta(r) = -\frac{(\sigma-1)i_0 t d}{\pi r_0^3} e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} \left[1 - \frac{\lambda}{(\sigma-1)} R^2 e^{\left(\frac{r}{r_0}\right)^2 \left(1 - \frac{1}{R^2}\right)} \right] - \varepsilon_0 (1 + \varepsilon) \frac{U_{\kappa} - U_{\text{сн}}}{b}. \quad (20)$$

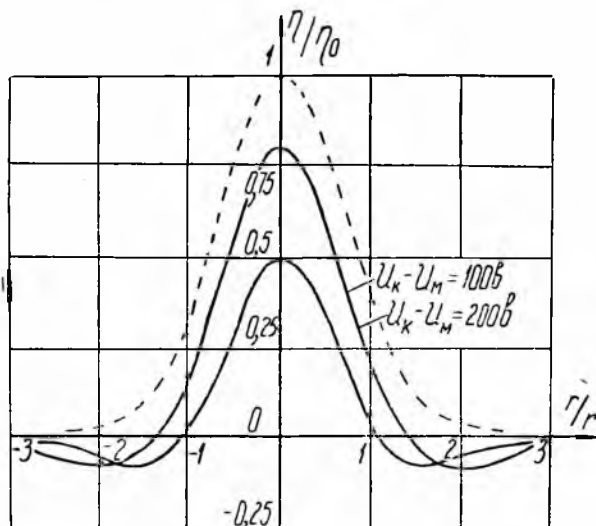


Рис. 3.

Изменение плотности заряда на поверхности мишени в центре пучка ($r=0$) от времени можно представить зависимостью

$$\eta(0) = -\frac{(\sigma-1)i_0 t d}{\pi r_0^3} \left(1 - \frac{\lambda}{(\sigma-1)} R^2 \right) - \varepsilon_0 (1 + \varepsilon) \frac{U_{\kappa} - U_{\text{сн}}}{b}, \quad (21)$$

где R и λ являются также функцией времени.

Распределение поверхностной плотности внесенных на мишень зарядов представлено на рис. 3. Эти зависимости построены для установившегося режима, который соответствует времени облучения элемента разложения $1 \cdot 10^{-7}$ сек, и для сравнения приведена кривая распределения Гаусса (пунктирная кривая).

Такой характер распределения зарядов по поверхности мишени очень искажает электрическое поле в пространстве «мишень — коллектор». Особенно сказывается это вблизи поверхности мишени, что, в свою очередь, изменяет характер потенциального рельефа.

Плотность зарядов от пучка при $\sigma > 1$ не может расти при достаточно длительном облучении до бесконечности. Это объясняется следующим образом.

В начальный момент облучения все вторичные электроны достигают коллектора. На поверхности мишени образовывается положительное зарядное пятно с неравномерной поверхностной плотностью. Вследствие этого искажается поле вблизи пятна и начинается перераспределение

вторичных электронов. Число вторичных электронов, достигающих коллектора, уменьшается за счет ослабления действия отбирающего поля А это приводит к уменьшению коэффициента вторичной эмиссии. В то момент, когда потенциал мишени будет близок или равен потенциал коллектора, рост плотности зарядов на мишени прекращается. Это соответствует установившемуся режиму.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. В. Дунаевская, И. И. Цуккерман. «Техника телевидения», вып. 23 42, 1957.
 2. В. А. Будникова. «Оптико-механическая промышленность», вып. I, 15 1957.
 3. Б. С. Глыбин. Труды научно-технической конференции ЛЭИС, вып. I, 1965
 9. А. Е. Гершберг. Передающие телевизионные трубки, использующие внутренний фотоэффект. Изд-во «Энергия», Л., 1964.
 5. И. Е. Тамм. Основы теории электричества. Изд-во «Наука», М., 1936.
-