

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

Н. А. Лавринович, С. Г. Эпштейн

Харьков

В настоящее время ведутся интенсивные работы по усовершенствованию и внедрению в различные области науки и техники передающей телевизионной трубки типа видикон. Создание телевизионных автоматов на видиконах для распознавания образов, устройств телевизионного ввода данных в электронную вычислительную машину, снимаемых с экспериментальных осциллограмм, графиков и др., требует принципиального улучшения параметров видиконов. Это может быть достигнуто только на основе более полных представлений о механизме формирования сигнала.

Обычное представление механизма формирования сигнала в видиконе сводится к следующему: сканирующий пучок электронов заряжает участки мишени до общего равновесного потенциала, что создает зависимость зарядного тока от начального потенциала участка. При этом не учитывается характер полей, возникающих при зарядке мишени узким пучком. Было отмечено [1], что эти поля могут играть существенную роль при зарядке мишени пучком быстрых электронов ($\sigma > 1$). Процесс зарядки высокоомного слоя на металле узким пучком быстрых электронов при наличии поля, отбирающего вторичные электроны, рассматривался в [2, 3]; была показана неправомочность некоторых представлений о процессе коммутации в трубках типа видикон на быстрых электронах. В работе [4] произведен расчет потенциала поверхности мишени видикона. Некоторые физические процессы, происходящие на мишени, исследовались в Ленинградском электротехническом институте связи имени проф. М. А. Бонч-Бруевича [5].

Однако до настоящего времени не имеется четкого представления о физических процессах на мишени видикона, работающего в режиме быстрых электронов.

В данной работе поставлена задача проанализировать некоторые процессы на мишени при облучении ее электронным пучком.

1. Перераспределение вторичных электронов. При облучении мишени пучком быстрых электронов ($\sigma > 1$) она заряжается положительно. Часть вторичных электронов достигает коллектора, а часть возвращается на мишень. Причиной этому является задерживающее поле для вторичных электронов мишени, которые влияют на величину потенциального рельефа. Этот процесс перераспределения вторичных электронов мало изучен. В работе [6] теоретически и экспериментально исследовано перераспределение вторичных электронов в ортikonе. Однако в видиконе величина потенциального рельефа гораздо больше. Не исключено, что

поля, возникающие на мишени вследствие разности потенциалов на отдельных участках, могут серьезно изменить характер перераспределения вторичных электронов. В работе [7] приведены некоторые наблюдения о характере перераспределения вторичных электронов. Для оценки последнего необходимо знать коэффициент, который учитывает количество электронов, возвращающихся на мишень, и электронов, достигающих коллектора.

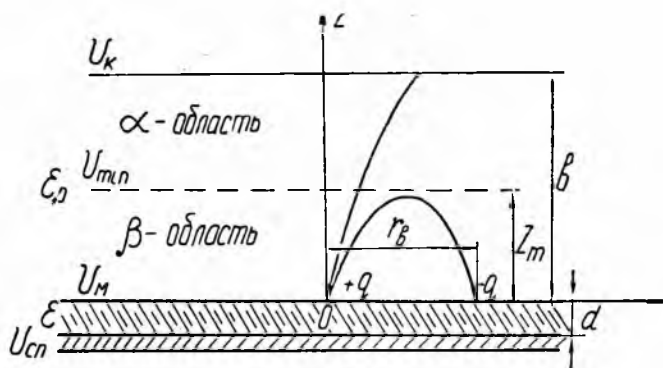


Рис. 1.

В результате облучения мишени электронным пучком возникает поле зарядов мишени, поле зарядов первичного пучка и вторичных электронов, которые изменяют величину напряженности электрического поля в пространстве «мишень—коллектор», созданную потенциалами сигнальной пластины и коллектора. В определенный момент времени в некоторой точке пространства «мишень—коллектор» нормальная составляющая напряженности электрического поля будет равна нулю. Тогда пространство «мишень—коллектор» можно представить в виде двух областей (рис. 1):

α — область ускоряющего для вторичных электронов электрического поля;

β — область тормозящего поля для вторичных электронов;

α - и β -области разделены потенциальным минимумом U_{min} на расстоянии z_m от поверхности мишени.

Предположим, что распределение вторичных электронов по скоростям у поверхности мишени ($z > 0$) соответствует максвелловской функции распределения.

Число вторичных электронов, имеющих скорость в пределах от v до $v + dv$, определится как

$$dN = n(v_s) dv_s, \quad (1)$$

где

$$n(v_s) = \frac{mN}{kT} v_s \exp\left(-\frac{mv_s^2}{2kT}\right) -$$

максвелловская функция распределения;

$N = \sigma N_0$ — полное число вторичных электронов;

N_0 — число первичных электронов;

σ — истинный коэффициент вторичной эмиссии;

k — постоянная Больцмана;

T — температура мишени в $^{\circ}\text{K}$;

m — масса электрона;

v_s — начальная скорость электрона.

Вторичные электроны, имеющие нормальную составляющую начальной скорости $v_{sz} > \sqrt{2 \frac{e}{m} U_{\min}}$ достигают коллектора, а электроны, имеющие нормальную составляющую скорости $v_{sz} \leq \sqrt{2 \frac{e}{m} U_{\min}}$, возвращаются на мишень.

После интегрирования (1) для каждой α - и β - областей получим

$$N_{\alpha} = \sigma N_0 \exp\left(-\frac{eU_{\min}}{kT}\right) \quad (2)$$

и

$$N_{\beta} = \sigma N_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{eU_{\min}}{kT}\right)\right], \quad (3)$$

где N_{α} — число вторичных электронов, достигающих коллектора;

N_{β} — число вторичных электронов, возвращающихся на мишень.

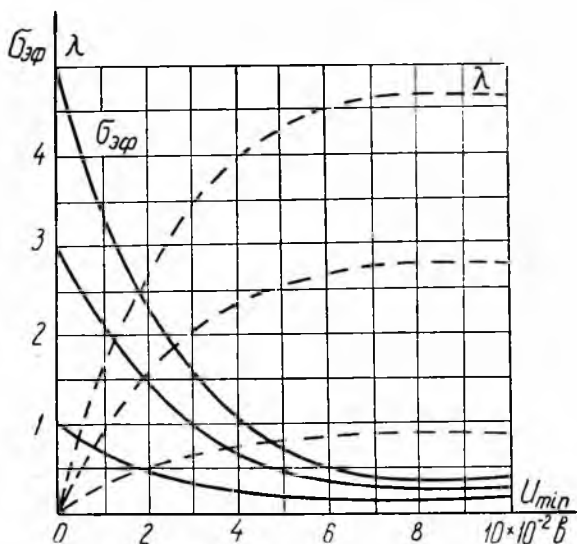


Рис. 2.

Коэффициент возврата вторичных электронов на мишень и эффективный коэффициент вторичной эмиссии соответственно

$$\lambda = \frac{N_{\beta}}{N_0} = \sigma \left[1 - \exp\left(-\frac{eU_{\min}}{kT}\right)\right] \quad (4)$$

и

$$\sigma_{\text{эф}} = \frac{N_{\alpha}}{N_0} = \sigma \exp\left(-\frac{eU_{\min}}{kT}\right). \quad (5)$$

Зависимости λ и $\sigma_{\text{эф}}$ от величины минимума потенциала представлены на рис. 2. Так как величина минимума потенциала $U_{\min}$ является функцией времени, то $\lambda = \lambda(t)$ и $\sigma_{\text{эф}} = \sigma_{\text{эф}}(t)$. Ввиду того, что величина t определяется в основном временем коммутации элемента разложения, рассмотрим три режима процесса перераспределения вторичных электронов с момента начала облучения мишени.

1. Режим полного отбора. Этот режим соответствует началу облучения мишени, и все электроны, вышедшие из мишени, достигают коллектора.

В этом случае

$$\lambda \approx 0, U_{\min} \approx 0, \sigma \approx \sigma_{\text{эф}}, \quad (6)$$

2. Режим перераспределения вторичных электронов

$$U_{\min} \neq 0, \sigma = \sigma_{\text{эф}} + \lambda. \quad (7)$$

3. Установившийся режим. Для этого режима характерно равенство тока коллектора и тока первичного пучка. В результате чего получим

$$\sigma_{\text{эф}} \approx 1, \sigma \approx 1 + \lambda. \quad (8)$$

Минимальное значение величины минимума потенциала можно получить, используя выражения (5) и (6),

$$U_{\min} = \frac{kT}{e} \ln \sigma. \quad (9)$$

Из выражения (9) видно, что величина минимума потенциала зависит от истинного коэффициента вторичной эмиссии, и минимальное его значение составляет для существующих мишеней величину порядка нескольких милливольт.

2. Определение положения и величины потенциального минимума.

Величина и положение потенциального минимума частично рассмотрены в [4]. Ввиду того, что эти величины были определены только на оси пучка, они не могут полностью отражать процесс перераспределения, так как электрическое поле, образованное зарядами на мишени и в пространстве «мишень — коллектор», неоднородно. Поэтому положение и величина потенциального минимума будут иметь другие значения, а это, в свою очередь, приводит к изменению характера перераспределения.

При определении потенциального минимума введем некоторые упрощающие предположения:

1) первичный пучок электронов является монокинетическим, и все первичные электроны падают нормально к поверхности мишени;

2) распределение плотности зарядов по сечению первичного пучка, а также потока вторичных электронов у поверхности мишени — гауссово распределение;

3) распыление первичного пучка в пространстве «мишень — коллектор» отсутствует.

Потенциал любой точки пространства «мишень — коллектор» определяется как сумма потенциалов, созданных внешним полем, зарядами мишени и их электрическими изображениями, а также зарядами первичного и вторичного потоков.

Выражение для потенциала имеет следующий вид:

$$\varphi(r, z) = \varphi_3 + \varphi_n + \varphi_{\text{вн}}, \quad (10)$$

где

$$\varphi_3 = \frac{\eta(\sigma - 1)}{4\epsilon_0(1 + \epsilon)} \left[r_0^2 - \frac{\lambda}{(\sigma - 1)} r_B^2 e^{r^2 \left(\frac{1}{r_0^2} - \frac{1}{r_B^2} \right)} \right] f(r, z) - \text{потенциал в точке} \quad (11)$$

$A(r, z)$ над мишенью от зарядов мишени при облучении ее электронными энергией, при которой $\sigma > 1$, от возвращенных на мишень электронов, а также их электрических изображений (рис. 1);

$$\varphi_n = - \frac{i_0 b}{4\pi\epsilon_0 r v_k} e^{-\left(\frac{r}{r_s}\right)^2} \left(1 + \sigma \frac{z_m}{b} \cdot \frac{v_k}{v_s} \right) - \quad (12)$$

потенциал от первичного и вторичного потоков в точке A вне потоков;

$$\varphi_{\text{вн}} = -\frac{U_k - U_m}{b} z - \text{потенциал от внешнего поля в любой точке (13)}$$

пространства «мишень — коллектор» при условии однородности напряженности электрического поля в этом пространстве при запертом пучке.

В выражениях (11) — (13)

σ — истинный коэффициент вторичной эмиссии;

λ — коэффициент возврата вторичных электронов на мишень;

$$\eta = \eta_0 e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} = -\frac{i_0 t}{\pi_0^2} e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} - \text{распределение плотности зарядов по сечению первичного пучка;}$$

r_0 — эффективный радиус первичного пучка, соответствующий такому расстоянию от центра пучка, при котором плотность заряда падает в e раз;

i_0 — ток первичного пучка;

ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума;

ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость мишени;

r_b — эффективный радиус разлета вторичных электронов, возвращающихся на мишень;

z_m — координата потенциального минимума;

v_k — скорость электронов первичного пучка в пространстве «мишень — коллектор»;

b — расстояние «мишень — коллектор»;

U_k — потенциал коллектора относительно катода;

U_m — потенциал поверхности мишени при отсутствии электронного потока;

$$f(r, z) = \frac{1}{\sqrt{z^2 + r^2}} - \frac{1}{\sqrt{(z + \frac{2d}{v_s})^2 + r^2}};$$

$\bar{v}_s$ — средняя скорость электрона, вышедшего из мишени;

d — толщина мишени.

Условием существования потенциального минимума является равенство нулю нормальной составляющей напряженности электрического поля

$$E_z = 0. \quad (14)$$

Продифференцировав (10) по z и выполнив условие (14), получим

$$\frac{\eta(\sigma - 1)}{4\epsilon_0(1 + \epsilon)} \left[r_0^2 - \frac{\lambda}{(\sigma - 1)} r_b^2 e^{r^2 \left(\frac{1}{r_0^2} - \frac{1}{r_b^2} \right)} \right] f_z(r, z) = \frac{U_k - U_m}{b}, \quad (15)$$

где $f_z(r, z)$ — первая производная от функции $f(r, z)$ по z .

Из выражения (15) видна зависимость координат потенциального минимума от режима работы и параметров трубки. Зависимость положения потенциального минимума от величины внешнего поля представлена на рис. 3.

Если z_m и r_m — координаты потенциального минимума и они являются решением уравнения (15), тогда величина минимума потенциала

определился в случае, если в выражение (10) вместо текущих координат подставить координаты потенциального минимума

$$U_{\min} = \frac{\eta_0 (\sigma - 1)}{4\epsilon_0 (1 + \epsilon)} e^{-\left(\frac{r_m}{r_0}\right)^2} \left[r_0^2 - \frac{\lambda}{(\sigma - 1)} r_b^2 e^{r_m^2 \left(\frac{1}{r_0^2} - \frac{1}{r_b^2}\right)} \right] f(r_m, z_m) - \frac{U_k - U_m}{b} z_m - \frac{i_0 b}{4\pi\epsilon_0 r_m v_k} e^{-\left(\frac{r_m}{r_0}\right)^2} \left(1 + \sigma \frac{z_m}{b} \cdot \frac{v_k}{v_b} \right). \quad (16)$$

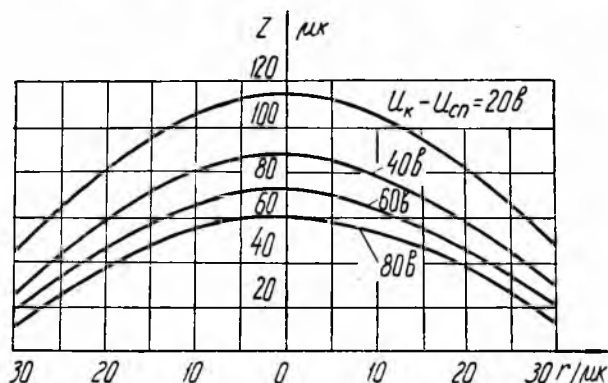


Рис. 3.

Положение и величину потенциального минимума на оси пучка определим соответственно из выражений

$$\frac{\eta_0 (\sigma - 1)}{4\epsilon_0 (1 + \epsilon)} \left[r_0^2 - \frac{\lambda}{(\sigma - 1)} r_b^2 \right] f_z(0, z) = \frac{U_k - U_m}{b}; \quad (17)$$

$$U_{\min} = \frac{\eta_0 (\sigma - 1)}{4\epsilon_0 (1 + \epsilon)} \left[r_0^2 - \frac{\lambda}{(\sigma - 1)} r_b^2 \right] f(0, z_m) + \frac{U_k - U_m}{b} z_m. \quad (18)$$

Полученные выражения позволяют до некоторой степени представить процесс зарядки мишени при облучении ее быстрым пучком электронов.

В связи с тем, что величина заряда на поверхности мишени от первичного электронного пучка является функцией времени, интересен процесс образования потенциального минимума как функция времени.

В начальный момент времени облучения элемента разложения быстрым электронным пучком (это соответствует режиму полного отбора) мишень заряжается положительными зарядами ($\sigma > 1$). При этом потенциал мишени повышается. С увеличением времени облучения поле вблизи мишени уменьшается, и в некоторый момент возникнет поле, тормозящее вторичные электроны. Этот момент характеризуется образованием пространственного заряда вблизи мишени. В области пространственного заряда потенциал пространства меньше потенциалов коллектора и мишени. Этот период времени характеризуется режимом перераспределения вторичных электронов. Часть вторичных электронов, которые будут «засевать» соседние участки элемента разложения, возвращается на мишень. Потенциальный минимум удаляется от поверхности мишени. Площадь засева мишени вторичными электронами увеличивается. В дальнейшем потенциал мишени под электронным пучком будет приближаться к потенциалу коллектора и $\sigma_{эф}$ станет равной еди-

нице. С этого момента наступает установившийся режим. Рост потенциала мишени под первичным пучком прекращается.

Так как время коммутации элемента разложения в передающих трубках примерно 10^{-7} сек, то представляет интерес распределение потенциала в пространстве «мишень—коллектор» для этого момента времени.

Величина потенциального минимума зависит от потенциалов коллектора и мишени.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Я. Упатов. «Радиотехника и электроника», II, 2, 193, 1957.
 2. Л. Э. Цырлин. «Радиотехника и электроника», VIII, 6, 1050, 1963.
 3. Л. Э. Цырлин. «Радиотехника и электроника», VIII, 7, 1233, 1963.
 4. Б. С. Глыбин. Труды научно-технической конференции ЛЭИС, вып. 1, 113, 1965.
 5. Б. С. Глыбин. Автореф. канд. дисс. Л., 1966.
 6. Н. В. Дунаевская, И. И. Цуккерман. «Техника телевидения», вып. 23, 42, 1957.
 7. В. А. Будникова. «Оптико-механическая промышленность», вып. I, 15, 1957.
 8. А. Е. Гершберг. Передающие телевизионные трубки, использующие внутренний фотоэффект. Изд-во «Энергия», Л., 1964.
-