РЕЖИМ РАБОТЫ ВИДИКОНА С БЫСТРЫМ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ ОПТИМАЛЬНЫХ ВЫХОДНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Н. А. Лавринович, С. Г. Эпштейн

Харьков

Режим работы видикона с быстрым пучком электронов обусловливается соотношением потенциалов коллектора и сигнальной пластины. От этого соотношения зависит эффективность коммутации потенциального рельефа и величина тока сигнала при определенных вторично-эмиссионных и фотопроводниковых свойствах мишени. Выбирая оптимальное соотношение между напряжениями коллектора и сигнальной пластины, необходимо учитывать ряд факторов, влияющих на процесс образования сигнала в видиконе с быстрым пучком электронов, а также на глубину потенциального рельефа. Одним из таких факторов является перераспределение вторичных электронов на мишени видикона [1, 2], которое надо иметь в виду при правильном выборе соотношения напряжений на коллекторе и сигнальной пластине.

Обычно считают, что при работе видикона с быстрым пучком электронов потенциал сигнальной пластины должен быть на несколько десятков вольт ниже потенциала коллектора [3]. Это необходимо для создания ускоряющего поля вторичным электронам, выбитым из мишени. При облучении мишени быстрым пучком она заряжается положительно, так как коэффициент вторичной эмиссии с мишени при развертке быстрыми электронами больше единицы, потенциал мишени при этом становится больше потенциала сигнальной пластины. По мере зарядки мишени увеличивается влияние поля зарядов, расположенных на мишени, а последнее уменьшает ускоряющее поле для вторичных электронов в пространстве «мишень — коллектор». Эффективный коэффициент вторичной эмиссии [1] уменьшается и стремится в конечном итоге к единице. Уменьшение эффективного коэффициента вторичной эмиссии происходит вследствие возврата вторичных электронов на мишень. При этом потенциал мишени под коммутирующим пучком, а также вне его, понижается. Понижение потенциала поверхности мишени приводит к снижению напряжения на фотопроводящем слое, а последнее дает уменьшенную величину сигнала. Поэтому величина сигнала, рассчитанная по выражениям [4] без учета перераспределения вторичных электронов, намного больше, чем полученная экспериментально.

В настоящей работе оценивается величина сигнала видикона с быстрым пучком с учетом перераспределения вторичных электронов на поверхности мишени, а также приводятся некоторые соотношения в видиконе, которые позволяют получить оптимальные выходные параметры. Для этого используем следующее выражение [2]:

$$\frac{r_в}{r_0} = 1 + 2\frac{kT}{e}\ln\sigma\frac{1}{r_0 E_z}\left(1 - \frac{E_{r\,ср}}{E_{z\,ср}}\right), \qquad (1)$$

где

$$E_{z\,ср} = 0{,}37\,\frac{\eta_0(\sigma-1)d}{4r_0\varepsilon_0(1+\varepsilon)}\left[1-\left(\frac{r_в}{r_0}\right)^2\frac{\lambda}{(\sigma-1)}e^{1-\left(\frac{r_в}{r_в}\right)^2}\right]+\frac{U_к-U_м}{2b};$$

$$E_{r\,ср} = -\frac{i_0 b}{8\pi r_0^2\varepsilon_0 v_k}\left(1+\frac{z_m}{b}\,\sigma\,\frac{v_k}{\bar{v}_s}\right)\times$$

$$\times\left[3e^{\left(\frac{r_в}{r_в}\right)^2-1}+\left(\frac{r_0}{r_в}\right)^2+2\right]e^{-\left(\frac{r_в}{r_в}\right)^2};$$

k — постоянная Больцмана;
T — температура мишени в °К;
e — заряд электрона;
E — основание натуральных логарифмов;
$E_{z\,ср}$ — среднее значение нормальной составляющей напряженности электрического поля пространства вблизи поверхности мишени;
$E_{r\,ср}$ — среднее значение тангенциальной составляющей напряженности электрического поля пространства вблизи поверхности мишени;
σ — истинный коэффициент вторичной эмиссии;
λ — коэффициент возврата вторичных электронов на мишень;
$\eta_0 = -\frac{i_0 t}{\pi r_0^2}$ — величина плотности электронов в центре сечения первичного пучка;
r_0 — эффективный радиус первичного пучка, соответствующий такому расстоянию от центра пучка, при котором плотность заряда падает в e раз;
$r_в$ — эффективный радиус разлета вторичных электронов, возвращающихся на мишень;
d — толщина мишени;
b — расстояние «мишень—коллектор»;
z_m — координата потенциального минимума;
U_k — потенциал коллектора относительно катода;
$U_м$ — потенциал поверхности мишени при отсутствии электронного пучка относительно катода;
v_k — скорость электронов первичного пучка в пространстве «мишень — коллектор»;
$\bar{v}_s$ — средняя скорость вторичных электронов, вышедших из мишени;
i_0 — ток первичного пучка;
ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума;
ε — относительная диэлектрическая проницаемость мишени.

Условием минимального «засева» мишени вторичными электронами вне радиуса первичного пучка r_0 будет

$$\frac{r_в}{r_0} \to 1. \qquad (2)$$

При этом возможен возврат вторичных электронов на мишень за счет поля, создаваемого самим первичным пучком, и вторичные электроны, вышедшие из мишени с малыми начальными скоростями, будут возвращаться на коммутируемый участок мишени. Условие (2) является необходимым для минимального «засева» мишени и недостаточным для полного отбора коллектором вторичных электронов, вышедших из мишени.

Очевидно, для полного отбора коллектором вторичных электронов с мишени видикона необходимо отсутствие потенциального минимума в пространстве «мишень — коллектор» [1], т. е. он должен находиться на поверхности мишени. Отсюда достаточным условием для полного отбора вторичных электронов коллектором должно быть

$$z_m = \Delta z \text{ при } \Delta z \to 0. \tag{3}$$

Если в выражение (1) подставим условия (2) и (3), то получим

$$\frac{0{,}37\eta_0(\sigma-1)d}{2r_0\varepsilon_0(1+\varepsilon)}\left[1-\frac{\lambda}{(\sigma-1)}\right]+\frac{U_к-U_м}{b}=-\frac{1{,}11i_0b}{2\pi r_0^2\varepsilon_0 v_k}. \tag{4}$$

В выражении (4) коэффициент λ учитывает число возвращенных на мишень вторичных электронов под коммутирующим пучком.

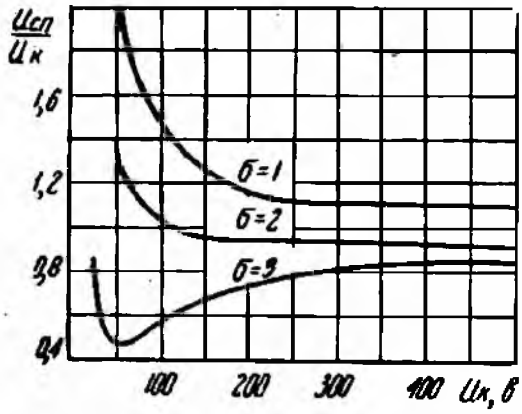


Рис. 1.

При выполнении условий (2) и (3) λ стремится к нулю, т. е. мишень принимает только электроны первичного пучка. «Засев» мишени отсутствует.

С учетом того, что потенциал поверхности мишени при отсутствии первичного пучка может быть определен как потенциал границы раздела двух диэлектриков, расположенных между обкладками плоского конденсатора [5], следующим выражением:

$$U_м = U_к \frac{1+\varepsilon\frac{b}{d}\frac{U_{сп}}{U_к}}{1+\varepsilon\frac{b}{d}}, \tag{5}$$

и используя выражение (4), можно определить оптимальный потенциал сигнальной пластины, при котором происходит наилучший отбор коллектором вторичных электронов.

Определим значение потенциала сигнальной пластины:

$$U_{сп} = U_к - 0{,}37\frac{(d+\varepsilon b)i_0}{2\pi r_0^2\varepsilon\varepsilon_0}\left[\frac{t_э d}{r_0}\cdot\frac{(\sigma-1)}{(1+\varepsilon)}-\frac{3b}{v_к}\right], \tag{6}$$

где $t_э$ — время коммутации элемента разложения мишени.

Выражение (6) связывает режим питания видикона с быстрым пучком со свойствами и геометрией узла «мишень—коллектор».

Зависимости напряжения сигнальной пластины от величины напряжения на коллекторе для видикона со следующими значениями величин, входящих в выражение (6) $i_0 = 5 \cdot 10^{-7}$ *а*, $\varepsilon = 5$, $b = 4 \cdot 10^{-3}$ *м*, $d = 3 \cdot 10^{-6}$ *м*, $r_0 = 2{,}5 \cdot 10^{-5}$ *м*, $t_э = 1 \cdot 10^{-7}$ *сек*, показаны на рис. 1.

Как видно из рисунка, потенциал сигнальной пластины при некотором потенциале коллектора может превышать его. А это создает тормозящее поле для вторичных электронов, что приводит к нарушению отбора вторичных электронов с мишени. Для наилучшего отбора коллектором вторичных электронов необходимо выполнение следующего условия:

$$U_к > U_{сп}. \tag{7}$$

Уменьшение потенциала сигнальной пластины может привести к тому, что первичные электроны, попадая в тормозящее поле между мишенью и коллектором, будут возвращаться обратно на коллектор, не достигая мишени. При этом коэффициент вторичной эмиссии уменьшится и режим работы видикона приблизится к режиму работы с медленными электронами. Поэтому для работы видикона с быстрым пучком потенциал сигнальной пластины можно определить из выражения (6).

Для выполнения условия (7) необходимо, чтобы

$$\frac{l_э d}{r_0} \cdot \frac{(\sigma - 1)}{(1 + \varepsilon)} - \frac{3b}{v_k} \geqslant 0. \tag{8}$$

Отсюда можно получить некоторое оптимальное соотношение между эффективным радиусом коммутирующего пучка и толщиной фотопроводящей мишени с определенными вторично-эмиссионными свойствами и диэлектрической проницаемостью при заданном напряжении на коллекторе видикона:

$$\frac{d}{r_0} \geqslant 3 \frac{b}{l_э} \cdot \frac{(1 + \varepsilon)}{(\sigma - 1)} \sqrt{\frac{m}{2eU_к}}, \tag{9}$$

где m — масса электрона.

Используя выражение (9), определяем то минимальное значение геометрической емкости элемента разложения, при котором получается наилучшее значение величины потенциального рельефа,

$$C_э \geqslant \frac{\pi r_0 l_э}{3b} \sqrt{\frac{2e}{m} U_в} \frac{\varepsilon\varepsilon_0 (\sigma - 1)}{(1 + \varepsilon)}. \tag{10}$$

Минимальное значение тока первичного пучка для случая наиболее эффективной коммутации потенциального рельефа можно определить из следующего выражения:

$$i_0 \geqslant \frac{5{,}44\pi (U_к - U_{сп}) r_0^3 \varepsilon\varepsilon_0 (1 + \varepsilon) v_k}{(d + \varepsilon b)[3br_0(1 + \varepsilon) - (\sigma - 1) v_k l_э d]}. \tag{11}$$

Если принять, что распределение плотности электронов по сечению первичного пучка — гауссово распределение, то плотность электронов в центре пучка должна быть равна или больше величины

$$\eta_0 \geqslant \frac{8{,}65 (U_к - U_{сп}) r_0 \varepsilon\varepsilon_0 (1 + \varepsilon) v_k}{(d + \varepsilon b)[3br_0(1 + \varepsilon) - (\sigma - 1) v_k l_э d]}. \tag{12}$$

На рис. 2 представлены зависимости, построенные по выражениям (9) и (11), которые показывают, какое соотношение должно быть между толщиной мишени с определенными вторично-эмиссионными свойствами и расстоянием от мишени до коллектора при данном токе первичного пучка для случая наиболее эффективной коммутации потенциального рельефа при $U_к - U_{сп} = 25$ *в*.

Пусть, например, ток первичного пучка $i_0 = 0{,}8 \cdot 10^{-6}$ *а*, тогда из зависимости (рис. 2) видно, что при эффективном радиусе первичного пучка r_0 отношение толщины мишени к радиусу первичного пучка $\frac{d}{r_0} = 0{,}065$, а отношение расстояния «мишень — коллектор» к радиусу первичного пучка $\frac{b}{r_0} = 158$. Полученные соотношения позволяют определить режим питания видикона, при котором можно получить максимальную величину сигнала, а также наибольшую глубину потенциального рельефа.

Исходя из условия (2) и используя выражения (1) и (5), запишем выражение для разности потенциалов, приложенной к фотопроводящему слою мишени, если элемент разложения находился под облучением электронами первичного пучка в течение времени $t_э$.

$$U_м - U_{сп} = (U_к - U_{сп}) - 0{,}185 i_0 b \left[\frac{t_э d (\sigma_{эф} - 1)}{r_0 (bC_{км} + dC_э)} - \frac{3}{C_{км} v_к} \left(1 + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \frac{z_m}{b} \sigma \frac{v_k}{v_s} \right) \right], \qquad (13)$$

где $\sigma_{эф}$ — эффективный коэффициент вторичной эмиссии [1], который может быть определен как отношение тока коллектора к току первичного пучка;

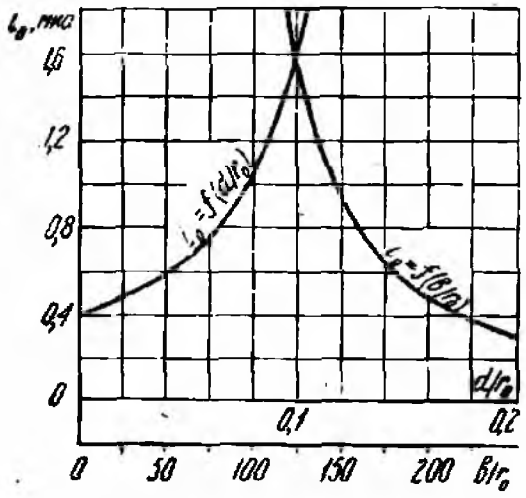


Рис. 2.

$$C_{км} = \frac{\varepsilon_0 \pi r_0^2}{b}; \quad C_э = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \pi r_0^2}{d};$$

$U_к - U_{сп} = U_0$ — напряжение, которое зависит только от режима питания видикона;

$$\Delta U = -0{,}185 i_0 b \left[\frac{t_э d (\sigma_{эф} - 1)}{r_0 (bC_{км} + dC_э)} - \right.$$

$$\left. - \frac{3}{C_{км} v_k} \left(1 + \frac{z_m}{b} \sigma \frac{v_k}{v_s} \right) \right]$$

приращение напряжения на слое за счет коммутации мишени электронным пучком в течение времени $t_э$.

Учитывая принятые обозначения, выражение (13) запишем в следующем виде:

$$U_м - U_{сп} = U_0 + \Delta U. \qquad (14)$$

Заряд, накопленный за время кадра на элементе разложения мишени, будет уменьшаться за счет конечной величины сопротивления мишени (по толщине). Считая, что элемент мишени можно представить в виде емкости $C_э$, зашунтированной сопротивлением R, определим, как изменяется приложенное к элементу разложения напряжение за время одного кадра $T_к$. При этом учитывается, что $T_к \gg t_э$.

Перед началом следующего акта коммутации к элементу разложения будет приложено напряжение

$$U_м - U_{сп} = U_0 + \Delta U \left(1 - e^{\frac{T_к}{RC_э}} \right). \qquad (15)$$

Используя выражение (15), можно определить напряжение на фотопроводящем слое перед началом следующего акта коммутации в случае освещенной и неосвещенной мишени

$$(U_м - U_{сп})_{св} = U_0 + \Delta U (1 - e^{\alpha})$$

и

$$(U_м - U_{сп})_т = U_0 + \Delta U \left(1 - e^{\frac{\alpha}{a}} \right), \qquad (16)$$

где

$$\alpha = \frac{T_к}{R_{св} C_э}; \quad a = \frac{R_т}{R_{св}};$$

$R_{св}$ — сопротивление светлого участка фотопроводящего слоя, имеющего площадь, равную коммутируемой электронным пучком;
$R_т$ — то же самое для темного участка.

Глубину потенциального рельефа определяем при помощи разности напряжений, приложенных к темному и светлому участкам фотопроводящего слоя. Величина потенциального рельефа

$$\Delta_м U = (U_м - U_{сп})_т - (U_м - U_{сп})_{св} = \Delta U \left(e^a - e^{\frac{a}{\alpha}}\right). \quad (17)$$

Выражение для максимальной глубины потенциального рельефа может быть получено из выражения (17), если предположить, что все вторичные электроны, вышедшие из мишени, отбираются коллектором. При этом положение потенциального минимума должно находиться у поверхности мишени. Поэтому условие для максимальной глубины потенциального рельефа можно записать в следующем виде:

$$\text{при } z_m \to 0,\ \lambda \to 0 \text{ и } \sigma_{эф} \to \sigma.$$

Выполняя это условие, запишем выражение для максимальной глубины потенциального рельефа

$$\Delta_м U_{max} = -0{,}185 i_0 b \left[\frac{t_э d (\sigma - 1)}{r_0 (bC_{км} + dC_э)} - \frac{3}{C_{км} v_k}\right]\left(e^a - e^{\frac{a}{\alpha}}\right). \quad (18)$$

Максимальная глубина потенциального рельефа, рассчитанная по формуле (18) для видикона со значениями величин $i_0 = 5 \cdot 10^{-7}$ *а*, $b = 4 \cdot 10^{-3}$ *м*, $d = 3 \cdot 10^{-6}$ *м*, $\varepsilon = 5$, $\sigma = 2$, $U_к = 300$ *в*, $r_0 = 2{,}5 \cdot 10^{-5}$ *м*, $R_т = 5{,}1 \cdot 10^{13}$ *ом*, $R_{св} = 5{,}1 \cdot 10^{12}$ *ом* составляет 5 *в*.

Анализ выражения (18) показывает, что потенциалы темного и светлого участков мишени перед коммутацией отличаются друг от друга на несколько вольт, а не на сотые доли вольта, как следует из расчета в работах [6, 7]. Это является подтверждением также экспериментальных данных по глубине потенциального рельефа в работе [8].

Величину тока сигнала можно определить, взяв среднее значение разности токов через светлый и темный участки мишени за время одного кадра $T_к$,

$$i_c = \frac{T_к}{t_э}\frac{1}{R_т}\left[(\alpha - 1)(U_0 + \Delta U) - \Delta U \left(\alpha e^a - e^{\frac{a}{\alpha}}\right)\right]. \quad (19)$$

Максимальное значение тока сигнала, которое можно получить в видиконе с быстрым пучком электронов при условии полного отбора вторичных электронов коллектором, определяется следующим выражением:

$$i_{c\,max} = \frac{T_к}{t_э}\frac{1}{R_т}\left[(\alpha - 1)(U_0 + \Delta U_{max}) - \Delta U_{max}\left(\alpha e^a - e^{\frac{a}{\alpha}}\right)\right], \quad (20)$$

где величина ΔU_{max} определяется при отсутствии потенциального минимума в пространстве «мишень — коллектор» таким образом:

$$\Delta U_{max} = -0{,}185 i_0 b \left[\frac{t_э d (\sigma - 1)}{r_0 (bC_{км} + dC_э)} - \frac{3}{C_{км} v_k}\right]. \quad (21)$$

Максимальная величина тока сигнала, подсчитанная по формуле (20) для мишени с коэффициентом вторичной эмиссии, равным 2, при кратности изменения сопротивления мишени 10 и тока первичного пучка $i_0 = 5 \cdot 10^{-7}$ *а* составляет 0,9 *мка*, а при кратности изменения сопротивления мишени, равному 5, она составляет 0,4 *мка*.

Если рассматривать образование видеосигнала в видиконе за счет изменения емкости от светлого и темного элементов мишени, как это

предлагается в работе [6], то для получения величины сигнала, соответствующего десятикратному изменению фотопроводимости, необходимо, чтобы кратность изменения емкости была намного больше. По-видимому, такую кратность изменения емкости фотопроводящего слоя получить очень трудно. Поэтому данное объяснение механизма образования сигнала не является безупречным.

Из полученных соотношений видно, что механизм образования сигнала в видиконе с коммутацией пучком быстрых электронов можно объяснить исходя из значительной глубины потенциального рельефа от светлого и темного элементов мишени (несколько вольт), образованного изменением проводимости фотопроводящего слоя. Максимальная величина тока сигнала при $\sigma > 1$ может превосходить ток первичного пучка, что подтверждает выводы, сделанные в работе [7].

Результаты настоящего исследования можно использовать при конструировании видиконов с коммутацией пучком быстрых электронов для прогнозирования его основных выходных параметров, а также для определения оптимального режима питания с целью получения максимальной величины сигнала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Лавринович, С. Г. Эпштейн. Анализ процессов на мишени видикона с быстрым пучком электронов (неподвижный пучок). Часть 1. Сб. «Приборы и системы автоматики», вып. 6. Изд-во ХГУ, Харьков, 1967.

2. Н. А. Лавринович, С. Г. Эпштейн. Анализ процессов на мишени видикона с быстрым пучком электронов (неподвижный пучок). Часть 2. Сб. «Приборы и системы автоматики», вып. 6. Изд-во ХГУ, Харьков, 1967.

3. Б. С. Глыбин. Влияние зарядов мишени на процессы, происходящие при коммутации в видиконе с быстрым пучком электронов. «Труды научно-технической конференции ЛЭИС», вып. 1. Изд-во Министерства обороны СССР, 1965.

4. А. Е. Гершберг. Передающие телевизионные трубки, использующие внутренний фотоэффект. Изд-во «Энергия», 1964.

5. С. Рамо, Дж. Уиннери. Поля и волны в современной радиотехнике. Гостехиздат, 1948.

6. Л. Э. Цырлин. О зарядке высокоомного слоя пучком быстрых электронов и образовании сигнала в некоторых передающих трубках. Часть 1. Неподвижный пучок. «Радиотехника и электроника», т. VIII, № 6, 1963.

7. Л. Э. Цырлин. О зарядке высокоомного слоя пучком быстрых электронов и образовании сигнала в некоторых передающих трубках. Часть 2. Сканирующий пучок. «Радиотехника и электроника», т. VIII, № 7, 1963.

8. Б. С. Глыбин. К вопросу образования сигнала в некоторых передающих телевизионных трубках, работающих в режиме быстрых электронов. «Труды научно-технической конференции ЛЭИС», вып. 2. Изд-во Министерства обороны СССР, 1964.