

ВНУТРЕННЕЕ ПЕРЕЗАРЯДНОЕ СЧИТЫВАНИЕ В ПОТЕНЦИАЛОСКОПАХ С ВИДИМЫМ ИЗОБРАЖЕНИЕМ

Е. Г. Прошкин, В. Н. Свитенко

Харьков

Последнее время бистабильные запоминающие электронно-лучевые трубки (БЗЭЛТ) применялись главным образом в устройствах с визуальным изображением исследуемого сигнала, например, запоминающий осциллограф типа С1-37. Наиболее эффективного использования указанных электронно-лучевых приборов можно достичь благодаря выполнению многократного внутреннего считывания записанной информации.

Как указано в работе [1], при считывании в БЗЭЛТ используется свойство передних поверхностей каждого элемента мишени вместе с ее сеткой образовывать элементарные конденсаторы. В процессе записи на диэлектрике мишени создается потенциальный рельеф. Это указывает на перезаряд отдельных элементарных конденсаторов запоминающего узла. При считывании элементы мишени разворачиваются немодулированным пучком первичных электронов записывающего прожектора, и потенциалы их в результате перезаряда стремятся сместиться по направлению к равновесному потенциалу; а в цепи сетки мишени возникают емкостные токи, соответствующие этим смещениям.

Вопросам перезарядного считывания в БЗЭЛТ посвящена работа [2], в которой рассматривается получение электрических сигналов в бистабильных потенциалокопах с видимым изображением. Однако приведенные результаты не учитывают кинетики образования зарядной дорожки на диэлектрике мишени БЗЭЛТ, существенно влияющей на перезарядные токи элементарных накопителей и форму считанного сигнала.

В связи с этим целесообразно еще раз остановиться на указанных вопросах; тем более, что результаты, полученные в работе [3], свидетельствуют об оптимальной скорости считывания, которая обеспечит получение оптимальных параметров считанного электрического сигнала.

Исходя из механизма возникновения зарядной дорожки на диэлектрике, полный ток, протекающий через облученную площадь мишени, в общем случае следует рассматривать как сумму токов, обусловленных перезарядом областей, работающих при $\sigma_i \neq \sigma_0$ и $\sigma_i = \sigma_0$, что поясняется на рис. 1. Следовательно,

$$I_m = I_{m1} - I_{m2} + I_{m3},$$

где I_{m1} — полный ток мишени в предположении, что нанесение заряда на диэлектрик происходит в режиме полного отбора вторичных электронов ($\sigma_i = \sigma_0$);

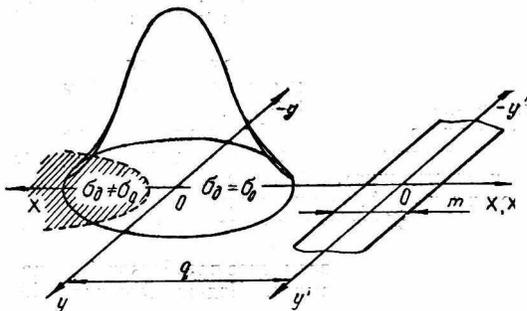


Рис. 1. К определению полного тока мишени и переходной характеристики БЗЭЛТ.

I_{m2} — ток мишени, обусловленный перезарядом той площади мишени, действующий коэффициент вторичной электронной эмиссии которой не равен истинному коэффициенту, в предположении, что данная область работает в режиме $\sigma_i = \sigma_0$;

I_{m3} — ток мишени, обусловленный перезарядом той площади мишени, действующий коэффициент вторичной электронной эмиссии которой не равен истинному коэффициенту.

Найдем каждую из перечисленных составляющих полного тока мишени в предположении, что форма поперечного сечения облучающего электронного пучка круглая, а распределение плотности тока по данному сечению — гауссово.

Тогда ток, протекающий через элементарную площадку мишени в момент времени t , при облучении последней движущимся лучом можно записать следующим образом:

$$dI_{mt} = j_0 \exp \left[-\frac{(x - x_0 - Vt)^2 + y^2}{r_e^2} \right] \left(\sigma_0 e^{-\frac{U_{m.ki}}{U_0}} - 1 \right) dx dy, \quad (1)$$

где j_0 — плотность тока в центре облучающего пучка электронов;

σ_0 — истинное значение коэффициента вторичной электронной эмиссии

x — координата в направлении движения луча;

x_0 — координата центра облучающего луча;

V — скорость перемещения облучающего луча;

r_e — эквивалентный радиус облучающего луча;

$U_{m.ki}$ — разность потенциалов между рассматриваемой площадкой мишени и коллекторной сеткой;

U_0 — потенциал, соответствующий скорости выхода максимального числа вторичных электронов из диэлектрика мишени.

После выполнения несложных преобразований и учета выражений (2) и (5), полученных в работе [3], имеем

$$dI_{M1} = \frac{j_0(\sigma_0 - 1) e^{-(a-\delta)^2 - g^2} dadg}{1 - \sigma_0 + \sigma_0 e^{-\frac{\sqrt{\pi} r_e j_0 e^{-g^2}}{2U_0 C'_{э.н} V_3} [\Phi(a+\delta) + \Phi(a-\delta_2)]}}$$

где V_3 — скорость перемещения луча при записи;
 $C'_{э.н}$ — удельная емкость элементарного накопителя;
 a и g — относительные координаты;
 δ — относительная величина смещения луча;
 $\Phi(a \pm \delta)$ — интеграл вероятности.

Интегрируя данное выражение по двум переменным и подставляя соответствующие пределы, можно записать выражения для токов I_{M1} , I_{M2} , I_{M3} . Например,

$$I_{M3} = 2 \int_{a'}^{a_i} \int_0^{\sqrt{\ln \frac{V_0}{V_3} [1 + \Phi(a-\delta_1)]}} \frac{j_0(\sigma_0 - 1) e^{-(a-\delta)^2} dadg}{1 - \sigma_0 + \sigma_0 \exp \left\{ -\frac{\sqrt{\pi} r_e j_0 e^{-g^2}}{2U_0 C'_{э.н} V_3} [\Phi(a-\delta) + \Phi(a-\delta_2)] \right\}}$$

Полученное значение тока I_{M3} не выражается в конечном виде через элементарные функции. Учитывая сложность математических выкладок, описывающих переходные процессы, найдем установившееся значение тока мишени (без учета распределения плотности тока облучающего луча по координате g). Предлагаемое ограничение не скажется существенным образом на полученных результатах, так как практически время переходных процессов очень мало по сравнению с длительностью выходных сигналов.

Предположим, что записывающий луч переместился из $-\infty$ к нулю, а центр координатных осей a и g связан с центром мишени (рис. 2), т. е. считаем, что все переходные процессы закончились до момента времени, равного нулю. Отметим, что a_i является координатой элементарного линейного отрезка мишени, определяет границу участков мишени, работающих при $\sigma_i = \sigma_0$ и $\sigma_i \neq \sigma_0$, и вычисляется на основании выражения (3) [3].

На основании сказанного выше установившееся значение тока мишени запишем следующим образом:

$$I'_{M.y} = \int_{-\infty}^{+\infty} j_0(\sigma_0 - 1) e^{-(a-\delta)^2} da - \int_{-\infty}^{a_i} j_0(\sigma_0 - 1) e^{-(a-\delta)^2} da + \int_{-\infty}^{a_i} \frac{j_0(\sigma_0 - 1) e^{-(a-\delta)^2} da}{1 - \sigma_0 + \sigma_0 \exp \left\{ -\frac{\sqrt{\pi} r_e j_0}{2U_0 C'_{э.н} V_3} [\Phi(a-\sigma) - \Phi(a-\delta_2)] \right\}}$$

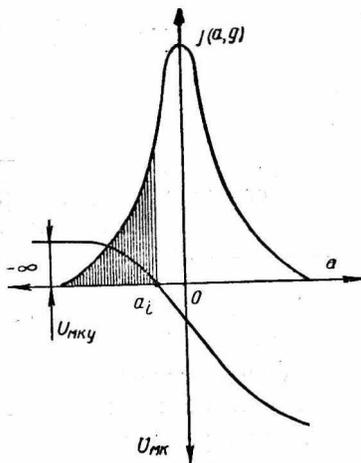


Рис. 2. К определению установившегося значения тока мишени.

Совершенно очевидно, что приведенные выражения справедливы для режима записи и считывания с той лишь разницей, что под скоростью перемещения луча следует понимать либо скорость записи V_z , либо скорость считывания $-V_c$.

Таким образом, при $V_c \geq V_0$ координата $a_i \rightarrow -\infty$ и два последних слагаемых выражения (4) обращаются в нуль, т. е.

$$I'_{м. у \text{ макс}} = \int_{-\infty}^{+\infty} j_0 (\sigma_0 - 1) e^{-(a-\sigma)^2} da = \sqrt{\pi} r_e j_0 (\sigma_0 - 1), \quad (5)$$

или с учетом распределения плотности тока облучающего пучка по координате g

$$I_{м. у \text{ макс}} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} j_0 (\sigma_0 - 1) e^{-(a-\delta)^2 - g^2} dadg = \pi r_e^2 j_0 (\sigma_0 - 1). \quad (6)$$

При $V_c \ll V_0$ координата $a_i \rightarrow +\infty$, алгебраическая сумма первых двух слагаемых выражения (4) обращается в нуль и

$$I'_{м. у} |_{V_c < V_0} = \frac{r_e \sqrt{\pi} j_0 (\sigma_0 - 1) e^{-\frac{EV_0}{U_0 V_c (\sigma_0 - 1)}}}{(1 - \sigma_0) e^{-\frac{EV_0}{U_0 V_c (\sigma_0 - 1)}} + \sigma_0}$$

стремится к нулю при $V_c \rightarrow 0$.

В общем случае установившееся значение тока мишени имеет следующий вид:

$$I'_{м. у} = \sqrt{\pi} r_e j_0 (\sigma_0 - 1) \left\{ 1 - \frac{1}{2} [\Phi(a_i) + 1] \left[1 - \frac{e^{-\frac{EV_0}{U_0 V_c (\sigma_0 - 1)}}}{(1 - \sigma_0) e^{-\frac{EV_0}{U_0 V_c (\sigma_0 - 1)}} + \sigma_0} \right] \right\}. \quad (7)$$

На основании выражений (5) и (7) можно сделать вывод, что установившееся значение тока мишени увеличивается с увеличением скорости считывания и при

$$V_c = V_0 = \frac{\sqrt{\pi} r_e j_0 (\sigma_0 - 1)}{C_{э. н} E}$$

имеет максимальное значение. Причем, дальнейшее увеличение скорости считывания не влияет на величину $I'_{м. у}$. Однако осциллографические наблюдения установившегося тока мишени показали обратное, т. е. при увеличении скорости считывания относительно V_0 значение установившегося тока стремится к нулю.

Это объясняется инерционностью запирающего узла БЗЭЛТ, что не учтено в выражении (7).

Форма считанного сигнала

Переходная характеристика БЗЭЛТ $h(x)$ представляет собой относительное изменение перезарядного тока мишени при пересечении считывающим лучом бистабильного потенциального рельефа, который можно рассматривать как резкую контрастную границу, так как при фиксации записанного сигнала распределенным электронным пучком воспроизводящего прожектора происходит «обрезание» потенциального рельефа на уровне первого критического потенциала мишени и доведение

его величины до верхнего и нижнего равновесных значений соответственно [1].

Для нахождения величины $h(x)$ свяжем неподвижную систему координат x', y' с осевой линией потенциального рельефа, а подвижную систему координат x, y — с центром считывающего луча, который перемещается в направлении оси x . В соответствии с рис. 1

$$h(x) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{x_1}^{x_2} j(x, y) ds}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} j(x, y) ds},$$

где $j(x, y)$ — распределение плотности тока в считывающем электронном пучке.

При считывании электронным лучом, перемещающимся с оптимальной скоростью V_0 , т. е. при обеспечении режима полного токоотбора, выражение для тока мишени можно записать следующим образом:

$$I_m = I_{m.y} - I_m(x),$$

где $I_{m.y} = I_{m. \max} = \pi r_e^2 j_0 (\sigma_0 - 1)$ — ток мишени при нахождении считывающего луча на поверхности мишени;

$I_m(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{x_1}^{x_2} j_0 (\sigma_0 - 1) e^{-\frac{x^2 + y^2}{r_e^2}} dx dy$ — ток мишени при нахождении считывающего луча на зарядной дорожке.

Введя новую переменную $a' = \frac{x}{r_e}$ и установив пределы ее изменения через ширину линии потенциального рельефа m и сдвиг координатных осей g , получим выражение для тока мишени

$$I_m = I_{m.y} (\sigma_0 - 1) \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[\Phi \left(\frac{g + \frac{m}{2}}{r_e} \right) - \Phi \left(\frac{g - \frac{m}{2}}{r_e} \right) \right] \right\}, \quad (8)$$

а переходная характеристика БЗЭЛТ

$$h(x) = 1 - \frac{1}{2} \left[\Phi \left(\frac{g + \frac{m}{2}}{r_e} \right) - \Phi \left(\frac{g - \frac{m}{2}}{r_e} \right) \right].$$

Форма считанного сигнала иллюстрируется рис. 3. Как видим, на достаточно большом расстоянии считывающего пятна от потенциального рельефа, теоретически при $g = \infty$, ток мишени равен своему максимальному значению. При совмещении выбранных координатных систем, т. е. когда центр облучающего пучка находится на оси симметрии потенциального рельефа, значение тока мишени минимально и практически достигает нуля при $m = 4r_e$.

Импульс-отметка, возникающая на пьедестале тока мишени при пересечении считывающим лучом потенциального рельефа, имеет симметричную форму, причем, ось симметрии совпадает с положением центра считывающего пятна на оси симметрии потенциального рельефа. Форма импульса-отметки в зависимости от соотношения между m и r_e изменяется от колокольной до трапециевидной, каждая ветвь которой соответствует переходной характеристике БЗЭЛТ.

Следует отметить, что при считывании электронным пучком, перемещающимся со скоростью $V_c < V_0$, кроме уменьшения амплитуды и увеличения длительности импульса отметки (7), наблюдается искажение ее симметрии, что выражается в уплощении вершины и затягивании заднего фронта (рис. 4).

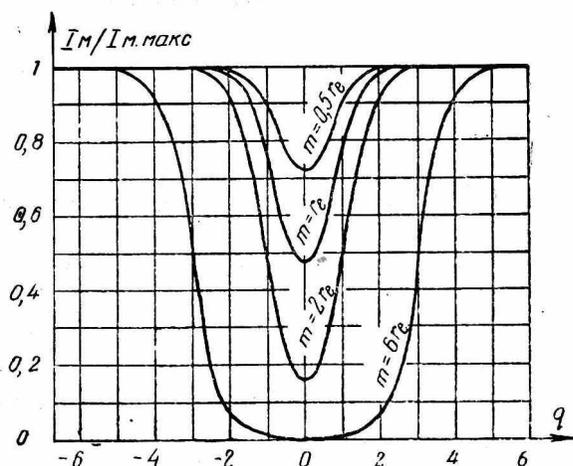


Рис. 3. Зависимость тока считанного сигнала от соотношения эквивалентного радиуса облучающего пучка и ширины потенциального рельефа.

В этом случае аналитические или графические расчеты тока мишени и переходной характеристики довольно затруднительны; эти параметры следует снимать экспериментально.

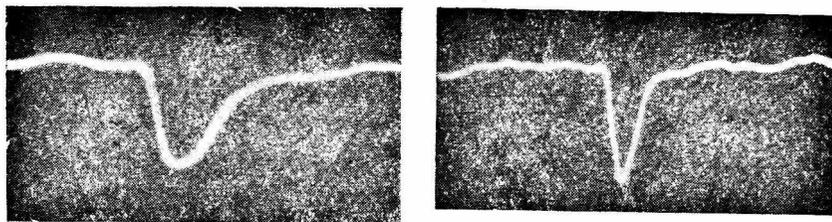


Рис. 4. Осциллограмма считанного сигнала, искаженная из-за считывания со скоростью не равной оптимальной (а) и оптимального сигнала, возникающего при считывании с оптимальной скоростью (б).

ВЫВОДЫ

Получено аналитическое выражение тока мишени, протекающего в цепи ее сетки при выполнении внутреннего перезарядного считывания, на основании которого для достижения оптимальных параметров считанного сигнала рекомендуется выполнять считывание с оптимальной скоростью.

Для достижения максимальной амплитуды импульса-отметки считывание необходимо выполнять при выключенном воспроизводящем прожекторе.

Показано, что при выполнении считывания со скоростью меньше оптимальной появляются искажения импульса-отметки в виде уплощения вершины и увеличения длительности заднего фронта, что значительно снижает качество ее обработки.

Переходная характеристика, а также приведенные выше результаты полезны при разработке всевозможных электронных устройств, основным элементом которых является БЗЭЛТ.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Кноль, Б. Кэйзан. Электронно-лучевые трубки с накоплением зарядов. Госэнергоиздат, 1955.

2. С. В. Денбновецкий и др. Считывание электрических сигналов в бистабильном потенциалокопе с видимым изображением. «Вестник КПИ, серия радиоэлектроники», № 5, 1968.

3. В. Н. Свитенко. Исследование кинетики образования зарядного пятна на поверхности мишени бистабильных электронно-лучевых приборов, ч. I и II. Сб. «Радиотехника», вып. 19, Изд-во ХГУ, Харьков, 1971.
