

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

РАДИОТЕХНИКА
И
ЭЛЕКТРОНИКА

Том XX

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

8

МОСКВА · 1975

УДК 621.385.831

ОБРАЗОВАНИЕ ЦЕНТРОВ «ОКРАШИВАНИЯ» КАК ОДИН ИЗ МЕХАНИЗМОВ НЕСТАБИЛЬНОСТИ КАНАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ*Л. П. Смирнова*

Рассматривается один из механизмов «утомления» канальных электронных умножителей (КЭУ), связанный с «окрашиванием» восстановленного свинцовосиликатного стекла, являющегося материалом стенок умножителя. В работе представлены результаты статистической обработки данных по стабильности КЭУ в зависимости от интенсивности облучающего стенки КЭУ потока электронов согласно закономерностям, представленным в [4]. Делается вывод, что в рассматриваемом диапазоне изменения $I_{\text{вых}} \approx (0,1 - 0,002) I_{\text{пр}}$, где $I_{\text{пр}}$ — ток проводимости, наиболее вероятным процессом является процесс возникновения сложных центров в свинцовосиликатном стекле стенок КЭУ с последующей рекомбинацией по бимолекулярному закону.

Основным требованием, предъявляемым к материалу эмиттеров, используемых в канальных электронных умножителях (КЭУ), является сочетание высокой эмиссионной способности с высокой стабильностью во времени при соприкосновении с воздухом и при токовых перегрузках. Отсюда вытекает актуальность проблемы, связанной с изучением явления «утомления» (снижения коэффициента усиления КЭУ) и механизмов, лежащих в его основе.

В настоящее время многими авторами [1—3] ведутся исследования с целью установления связи утомления с процессами, происходящими как в самом канале, так и в структуре эмиттера. В данной работе рассматривается один из механизмов утомления КЭУ, связанный с «окрашиванием» [4] восстановленного свинцовосиликатного стекла, являющегося материалом стенок умножителя.

Стекло по своей природе является крайне неоднородным материалом [5] с неупорядоченной решеткой и чисто статистическим распределением по объему катионов примесей. Поэтому стекло обладает повышенной концентрацией дефектов, представляющих собой расположенные в междоузлиях катионы металлов или ионы кислорода, а также вакантные анионные и катионные узлы. Крайняя неупорядоченность решетки стекла, таким образом, создает предпосылки для интенсивного образования в стекле центров окраски. Эти центры являются первопричиной наведенного поглощения при предварительном облучении стекла ионизирующим излучением, в качестве которого в КЭУ служит поток электронов лавины. Большая концентрация катионных вакантных узлов в стекле, обусловленная миграцией ионов примеси в междоузлие, может явиться причиной большой устойчивости окраски, что в свою очередь должно привести к необратимой потере эмиссии стекла в процессе работы умножителя.

Несмотря на существующую в настоящее время трудность идентификации типов центров окраски в стекле [6], рассмотрим возможность влияния этих центров на стабильность коэффициента усиления КЭУ, определяемую стабильностью коэффициента вторичной эмиссии σ материала его стенок.

В работе [7] показано, что стабильность КЭУ сильно снижается при увеличении интенсивности выходного тока. Так, на рис. 1, а представле-

ны статистические данные по стабильности большого количества образцов КЭУ, различающихся конфигурацией (разные значки). По оси ординат отложены величины $\Delta I/I_{\text{вых}}$, характеризующие снижение или увеличение выходного тока за первый час работы КЭУ, по оси абсцисс — величина $\alpha = I_{\text{вых}}/I_{\text{пр}}$ ($I_{\text{пр}}$ — ток проводимости). Для большей наглядности для трех произвольно выбранных образцов КЭУ проведены прямые линии, показывающие увеличение нестабильности выходного тока при увеличении интенсивности вторичной лавины. Для проверки гипотезы о влиянии механизма окрашивания на процесс утомления были построены зависимости $Y = \lg[(I_1/I_2)^2 - 1] = f(\lg I_1)$ (рис. 1, б), где I_1 и I_2 — начальное и конечное значения выходных токов, пропорциональные начальному и конечному значениям σ эмиттирующих стенок. С другой стороны, $I_{\text{вых}}$ пропорционально величине бомбардирующего потока вторичных электронов. Если утомление КЭУ обусловливается окрашиванием эмиттирующих стенок, полученные закономерности, выраженные через величину выходного тока, должны совпадать с закономерностями, полученными для коэффициента вторичной эмиссии σ эмиттеров, сформулированными в [4].

В зависимости от закона рекомбинации величину Y можно выразить как $\lg(N/(B_1 n_0))$ — мономолекулярный закон или $1/2 \lg(N/B_2) - \ln n_0$ — бимолекулярный закон*. В приведенных статистических данных можно проследить прямую пропорциональность величин Y и $\lg I_1$ с коэффициентом пропорциональности K , значение которого колеблется в пределах от 0,5 до 0,125 (прямые А и С). Прямая В в отличие от прямых рис. 1, а, полученная путем усреднения, характеризуется $K=0,25$.

Функциональная связь концентрации центров окраски и плотности потока электронов, бомбардирующих поверхность стенок, описывается законом $N \sim I_1^{1/2}$ [4]. Это означает, что для образцов КЭУ, для которых $K=0,5$, действует мономолекулярный закон рекомбинации, соответствующий генерации простых центров и характеризующийся более резким спадом эмиссии стенок при увеличении облучающего потока. Для большинства же исследованных КЭУ (прямая В) в структуре эмиттера происходит рекомбинация центров по бимолекулярному закону. Это имеет место обычно при больших интенсивностях облучающего потока электронов, когда взаимодействуют два противоположных процесса: рекомбинация пар «вакансия — междоузлие» и захват междоузлий ловушками. Нижний предел изменения угла наклона прямых (прямая С) соответствует КЭУ с большими геометрическими размерами и дает в предположении бимолекулярного закона рекомбинации $N \sim I_1^{1/2}$, мономолекулярного закона — $N \sim I_1^{1/4}$. Следовательно, при большой облучаемой поверхности стенок КЭУ плотность потока бомбардирующих электронов значительно меньше той критической плотности, выше которой начинается заметная генерация центров окраски. Плавный переход от одного процесса к другому свидетельствует о возможном суммарном действии обоих законов рекомбинации. Существование такого суммарного действия подтверждается кривыми зависимости выходного тока от времени, представленными на рис. 2, а, и построенными из этих кривых зависимостями рис. 2, б [4]:

$$f_1(t) = \ln \left[1 - \frac{(I_1/I)^2 - 1}{(I_1/I_2)^2 - 1} \right] = -B_1 t \text{ — нижняя полуплоскость,}$$

$$f_2(t) = \text{arcth} \left[\frac{(I_1/I)^2 - 1}{(I_1/I_2)^2 - 1} \right] = \sqrt{NB_2} t \text{ — верхняя полуплоскость.}$$

Такие построения дают возможность определить, на каком участке зависимостей, характеризующих стабильность работы КЭУ, начинается дейст-

* N — число центров, возбуждаемых электронами в 1 сек, B_1 и B_2 — коэффициенты рекомбинации, n_0 — первоначальная концентрация центров.

воват механизм окрашивания и какой из законов рекомбинации имеет место.

Величина отклонения функций $f_1(t)$ и $f_2(t)$ от прямых линий характеризует степень отклонения от того или иного закона рекомбинации. При $I_{\text{вых}} = 3 \cdot 10^{-9}$ а зависимости $f_1(t)$ и $f_2(t)$ (1'б и 1б) не имеют прямолинейных участков. Снижение коэффициента усиления КЭУ в этом случае не

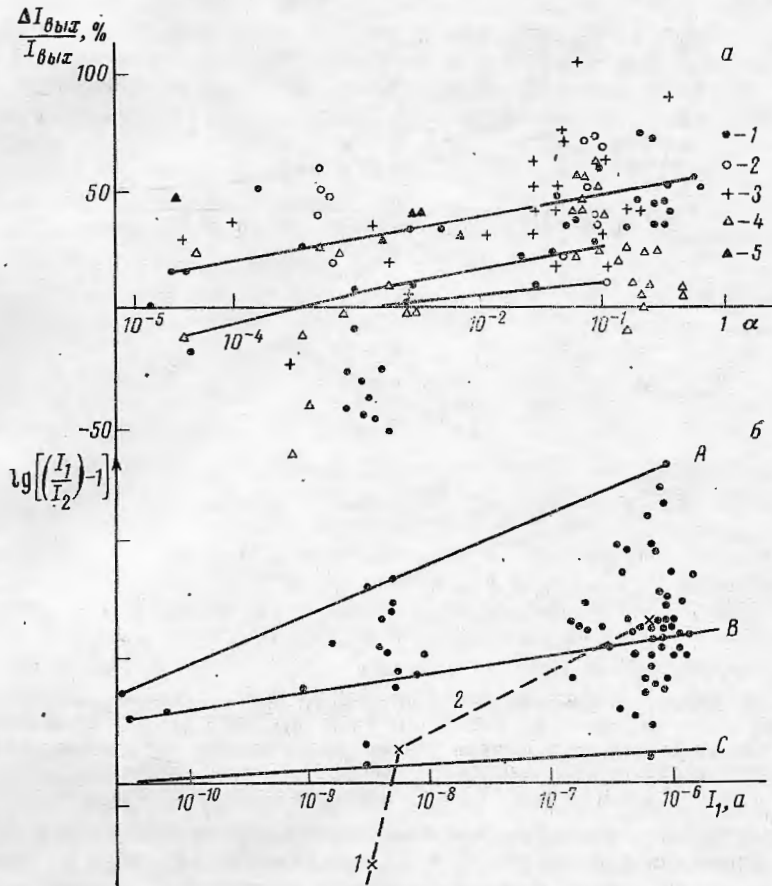


Рис. 1

а — зависимость стабильности от $\alpha = I_{\text{вых}}/I_{\text{пр}}$ для КЭУ с разными диаметрами каналов (1 — $d \leq 0,5$ мм; 2 — $0,5 \text{ мм} \leq d \leq 1$ мм; 3 — $1 \text{ мм} \leq d \leq 1,5$ мм; 4 — $1,5 \text{ мм} \leq d \leq 3$ мм; 5 — щелевые умножители, $d = 2$ мм, размер пластины 20×100); б — функциональная связь скорости генерации центров окраски с интенсивностью облучающего стенки КЭУ потока электронов

превышает 10% от первоначальной величины. По-видимому, в этой области изменения $I_{\text{вых}}$ концентрация центров окраски мала, и причину нестабильности нельзя связывать с рассматриваемым механизмом. По мере увеличения $I_{\text{вых}}$ до значений $5 \cdot 10^{-9} - 7 \cdot 10^{-7}$ а нестабильность возрастает до 40–80%, а прямолинейные участки зависимости $f_1(t)$ указывают на то, что снижение $I_{\text{вых}}$ обуславливается окрашиванием эмиттера, сопровождаемым мономолекулярным законом рекомбинации. С ростом $I_{\text{вых}}$ прямолинейный участок кривых $f_1(t)$ увеличивается (2', 3') (скорость V_1 уменьшается), т. е. процесс разрушения центров становится более длительным. Поэтому большая доля величины $(\Delta I/I)_{\text{вых}}$ обуславливается действием это-

го механизма. Так, при $I_{\text{вых}}=5 \cdot 10^{-9}$ а (кривая 2, рис. 1, а) общая величина $(\Delta I/I)_{\text{вых}}=40\%$, на долю механизма окрашивания с мономолекулярным законом рекомбинации приходится всего 10% этой величины. При увеличении $I_{\text{вых}}$ до величины $6 \cdot 10^{-7}$ а (кривая 3, рис. 2, а) нестабильность характеризуется величиной $(\Delta I/I)_{\text{вых}}=80\%$, причем на долю описанного выше механизма приходится уже 70% изменения $I_{\text{вых}}$. Остальные 10% следует приписать действию других механизмов.

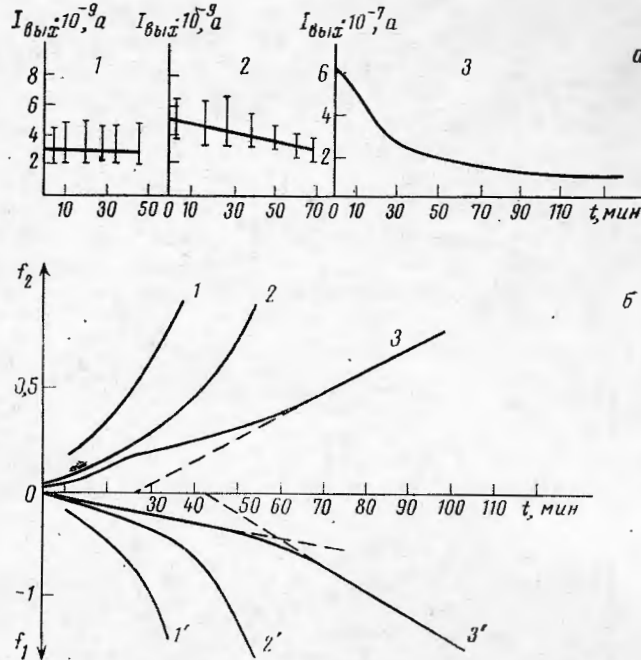


Рис. 2. Динамика изменения $I_{\text{вых}}$ во времени при трех значениях величины α (а) ($\alpha=10^{-3}$ (1), $2 \cdot 10^{-3}$ (2), $0,175$ (3)); $(\Delta I/I)_{\text{вых}}=10, 40$ и 80% соответственно) и определение закона рекомбинации (б) окрашенных эмиттирующих стенок четырехканального КЭУ типа линейной спирали с параметрами: диаметр $0,5$ мм, отношение длины к диаметру ~ 40

Рассмотрим два экспериментальных факта, проявляющихся в следующих особенностях кривых рис. 2, б: 1) зависимости $f_1(t)$ и $f_2(t)$, построенные на основании одних и тех же кривых зависимости $I_{\text{вых}}=f(t)$, имеют прямолинейные участки (продолжением которых служат пунктирные линии), что свидетельствует об одновременном протекании обоих процессов рекомбинации; 2) зависимость $f_1(t)$ имеет прямолинейные участки с разным наклоном.

Процесс рекомбинации можно характеризовать в последнем случае двумя скоростями V_1 , равными $V_1=0,46 \text{ час}^{-1}$ и $V_1=1,7 \text{ час}^{-1}$, на начальном и конечном участках кривой 3, рис. 2, б. Возможность разных скоростей V_1 в процессе работы КЭУ обуславливается тем, что эта величина очень чувствительна к изменению температуры эмиттера. Температура эмиттирующего слоя стенок КЭУ может повышаться в результате омических потерь при прохождении тока по слою. Если считать, что $V_1 \sim e^{-\epsilon_a/kT}$, где ϵ_a — энергия активации, то разные величины V_1 на разных участках кривой можно связать следующим соотношением: $\ln(V_1'/V_1'') \approx (\epsilon_a/kT) \cdot (\Delta T/T)$.

Из этого соотношения следует, что увеличение V_1 в 3 раза может быть приписано увеличению температуры эмиттирующего слоя на 10°C , что

впол
увел
увел
стру
на р
симо
учас
зави
опис
мож
пове
имее
У
имее
моле
лярв
В
3' и
случ
проп

Т
 $f_2(t)$
облу
бина
моле
 $f_1(t)$
ческ
куля
для с
дыро
Н
можн
личи
ленн
Д
ности
наиб
ных
го ст
таки
сниж

1. Л.
2. Р.
3. Д.
4. А.
А
5. В.
6. С.
И
7. Л.
б

вполне возможно в процессе работы КЭУ. Физически это означает, что с увеличением температуры слоя вероятность рекомбинации простых центров увеличивается за счет увеличения вероятности восстановления регулярной структуры слоя при увеличении ее флуктуационных тепловых колебаний.

Для того чтобы определить, имеет ли место в данном случае смена закона рекомбинации, необходимо построить для рассматриваемого КЭУ зависимость $Y=f(\lg I_1)$ (рис. 1, пунктирная линия). Эта зависимость имеет два участка прямых с разными углами наклона. Участок 1, соответствующий зависимости 1, рис. 2, а, характеризуется величиной $K=4$ и не может быть описан ни одним из рассматриваемых выше законов рекомбинации. Отсюда можно предположить, что при данных интенсивностях бомбардирующих поверхность вторичных электронов ($I_1=3,7-6 \cdot 10^{-9}$ а) окрашивание не имеет места.

Участок 2, соответствующий кривым 2 и 3, рис. 2, а ($\alpha=0,002-0,175$) имеет наклон, характеризуемый $K=1/2$. Это означает, что в случае мономолекулярного закона рекомбинации $N_m/n_0 \approx B_1 I_1^{1/2}$, а в случае бимолекулярного закона следует принять $N_b/(B_2 n_0^2) \sim I_1$.

Взяв величины B_1 и $B_2 N_b$, определяемые по углу наклона зависимостей 3' и 3 (рис. 2, б), получим в результате, что число центров окрашивания в случае моно- и бимолекулярного законов рекомбинации соответственно пропорционально следующим величинам:

$$N_m/n_0 \approx 1,4 \cdot I_1^{1/2}; \quad N_b/n_0 \approx 0,46 \cdot I_1.$$

Таким образом, наличие прямолинейных участков зависимости $f_1(t)$ и $f_2(t)$ для рассматриваемого образца КЭУ при одинаковой интенсивности облучающего потока свидетельствует о наличии смешанного закона рекомбинации с преобладающей ролью, согласно приведенному расчету, мономолекулярного закона. Тем не менее проведенные построения функций $f_1(t)$ и $f_2(t)$ для большинства образцов КЭУ, так же, как и среднестатистические данные рис. 1, б (прямая В), указывают на преобладание бимолекулярного закона рекомбинации в восстановленных стеклах, характерного для сложных центров, являющихся агрегатами простых электронных и дырочных центров.

Неоднородность и неупорядоченность структуры стекла допускает возможность такого вывода, поскольку существует большая вероятность наличия в стекле дефектов как в виде вакансий решетки, так и в виде вкрапленных атомов, на основе которых образуются сложные центры окраски.

Диапазон изменения выходных токов КЭУ соответствует таким плотностям потока электронов, бомбардирующих поверхность КЭУ, которые наиболее характерны для процесса возникновения и рекомбинации сложных центров по бимолекулярному закону. Окрашивание полупроводникового стекла стенок при прохождении электронной лавины в рабочем канале таким образом является весьма вероятным механизмом, объясняющим снижение коэффициента усиления КЭУ.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. A. Frank, N. K. Henderson, R. L. Swisher, Rev. Scient. Instrum., 1969, 40, 5, 685.
2. R. H. Prince, J. A. Kross, Rev. Scient. Instrum., 1971, 42, 1, 66.
3. D. E. Bedo, Rev. Scient. Instrum., 1972, 43, 1, 130.
4. А. М. Тютюков, М. Н. Тоисева, Радиотехника и электроника, 1969, 14, 12, 2231; Изв. АН СССР, Сер. физ., 1971, 35, 3, 571.
5. В. А. Флобинская, Сб. Стеклообразное состояние, Изд. Наука, 1967.
6. С. М. Бреховских, Ю. Н. Викторова, В. А. Тюлькин, Сб. Стеклообразное состояние, Изд. Наука, 1969.
7. Л. П. Смирнова, Н. М. Шютте, Л. А. Гречаник, Ю. Н. Улько, В. И. Пановкина, Приборы и техника эксперимента, 1972, 1, 232.

Поступила в редакцию
19 III 1974