РЕЛАКСАЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ГРАНИЦ РАЗДЕЛА ПОЛУПРОВОДНИК—ДИЭЛЕКТРИК ПРИ АВТО- И ТЕРМОАВТОЭМИССИОННОМ ОПУСТОШЕНИИ ПОГРАНИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ

Гольдман Е. И., Ждан А. Г., Маркин Ю. В.

Предлагается метод спектроскопии ПС по релаксационным сигналам, адекватный случаю, когда опустошение ПС происходит в режимах авто- или термоавтоэлектронной эмиссии. Поскольку темп выброса носителей заряда с ПС существенно зависит от электрического поля в слое обеднения полупроводника, естественно анализировать зависимости измеряемых сигналов от величины поверхностного изгиба зон U_s. Для дискретных и непрерывно распределенных по энергии ПС построена теория, описывающая зависимость релаксационных сигналов — плотности тока разряда ПС и сигнала DLTS от U_s. Рассмотрены два случая — измерение разряда ПС при постоянном и при монотонно возрастающем U_s. Построенная теория позволяет проводить спектроскопию ПС, опустошающихся только в авто- и термоавтоэмиссионном режимах.

В [1] было показано, что авто- или термоавтоэмиссионное опустошение пограничных состояний (ПС), локализованных на контакте полупроводник—диэлектрик, приводит к сдвигу, деформации или даже к исчезновению пиков сигналов, характерных для релаксационных методов спектроскопии [2, 3]. Найденные в [1] условия проявления туннельных эффектов позволили установить границы применимости основанных на предположении о термоэмиссионном опустошении ПС стандартных приемов обработки соответствующих экспериментальных данных. В настоящей работе развивается методика анализа результатов релаксационных измерений для случаев, когда авто- или термоавтоэмиссионное опустошение ПС играет доминирующую роль. В этой ситуации время жизни носителей заряда на ПС существенно зависит от электрического поля в слое обеднения, поэтому естественно идентифицировать проявления туннельных эффектов по полевым (а не по температурным, как обычно) зависимостям измеряемых релаксационных сигналов — плотности разрядного тока, связанного с опустошением ПС j_s, или напряжения на затворе МДП структуры V_g. Покажем, что такие зависимости, в частности, от величины поверхностного изгиба зон при обеднении U_s позволяют осуществлять спектроскопию ПС, опустошающихся в режимах авто- и термоавтоэлектронной эмиссии.

Пусть в начальный момент времени $t=0$ все ПС на границе невырожденный электронный полупроводник—диэлектрик предельно заполнены, причем часть из них — неравновесно. С помощью формул (2) и (3) работы [1] легко описать кинетику релаксации тока $j_s\,(t)$ при постоянных температуре T и U_s:

$$j_s = q \int\limits_0^{U_s+F} N_{ss}(E)\, B(E,\ U_s)\, dE, \quad B(E,\ U_s) = \begin{cases} B_{TF}(E,\ U_s), & E > U_s\,\mathrm{th}^2\,\Theta, \\ B_F(E,\ U_s), & E < U_s\,\mathrm{th}^2\,\Theta, \end{cases} \tag{1}$$

$$B_{TF}(E,\ U_s) = \tau_{TF}^{-1} \exp\left(-\varepsilon_{TF} - \frac{t}{\tau_{TF}}\, e^{-\varepsilon_{TF}}\right), \quad \varepsilon_{TF} = \frac{E}{T} - \frac{U_s}{T_0}\,(\Theta - \mathrm{th}\,\Theta), \tag{2}$$

$$B_F(E,\ U_s) = \tau_F^{-1} \exp\left(-\varepsilon_F - \frac{t}{\tau_F}\, e^{-\varepsilon_F}\right), \quad \varepsilon_F = \frac{U_s}{T_0}\,(\Theta^*\,\mathrm{th}^2\,\Theta^* + \mathrm{th}\,\Theta^* - \Theta^*), \quad \mathrm{th}^2\,\Theta^* = \frac{E}{U_s}. \tag{3}$$

Здесь $N_{ss}(E)$ — спектральная плотность ПС, E — энергия, отсчитываемая от вершины барьера на границе раздела полупроводник—диэлектрик в глубь запрещенной зоны, $\Theta = T_0/T$, $T_0 = (\pi q^2 \hbar^2 N_D/\varkappa m^*)^{1/2}$ (T и T_0 измеряются в энергетических единицах), $\hbar$ — постоянная Планка, m^* и q — эффективная масса и заряд электрона, N_D — концентрация ионизованных доноров, $\varkappa$ — диэлектрическая проницаемость полупроводника, F — энергия Ферми в электронейтральном объеме полупроводника ($F > 0$), τ_{TF}^{-1} и τ_F^{-1} — частотные факторы. Верхний предел интегрирования в (1) означает, что опустошаются только ПС, оказавшиеся при $t > 0$ над уровнем Ферми. Выражение (2) описывает термоавто-

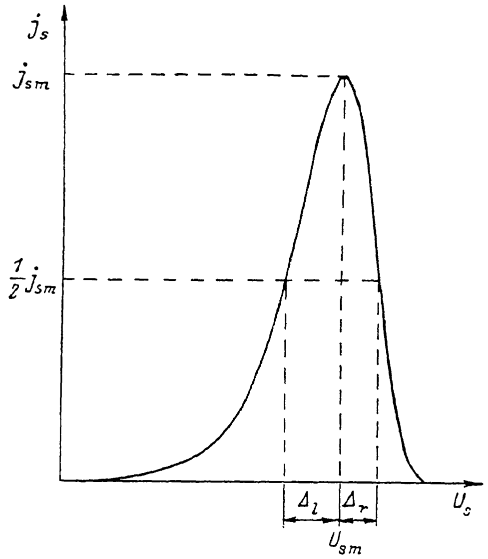

Рис. 1.

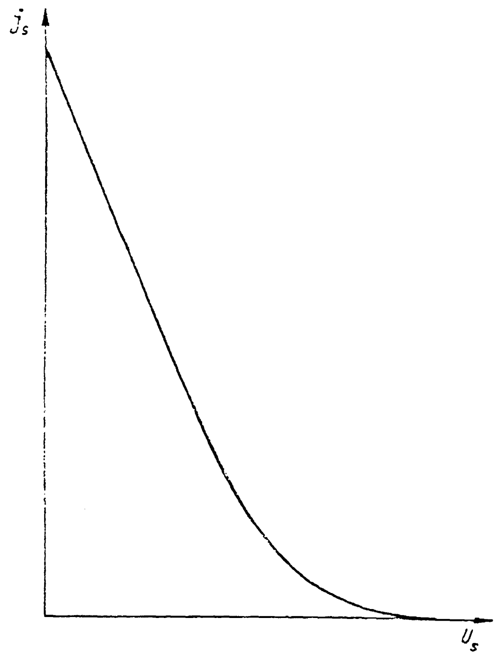

Рис. 2.

и термоэмиссионный выбросы электронов с ПС, а (3) — автоэмиссионный. При $T_0 \to 0$ (2) переходит в обычную формулу для термоэмиссионного опустошения ПС.

Рассмотрим дискретный спектр ПС: $N_{ss}(E) = N_s \delta(E - E_s)$ (моноэнергетический уровень с плотностью N_s и глубиной E_s).

Будем полагать, что время наблюдения t меньше, чем время жизни электронов на ПС при минимально возможном обедняющем изгибе зон, т. е. при $E_s > F$ ($U_{s\,\min} = E_s - F$):

$$t < \tau_{TF} \exp\left[\frac{E_s}{T_0} \operatorname{th}\Theta + \frac{F}{T_0}(\Theta - \operatorname{th}\Theta)\right], \tag{4}$$

или при $E_s < F$ ($U_{s\,\min} = 0$)

$$t < \tau_{TF} \exp\left(\frac{E_s}{T}\right).^{1} \tag{5}$$

Зафиксируем некоторый момент времени t в соответствии с неравенствами (4) или (5). Рассмотрим зависимость $\dot{j}_s(U_s)|_{t=\mathrm{const}}$. Как следует из (1)—(3), эта зависимость имеет форму пика (рис. 1) с полуширинами $\Delta_l = 1.46\Delta$ (со стороны низких U_s) и $\Delta_r = 0.985\Delta$ (со стороны высоких U_s); Δ — некоторая энергия, характеризующая зависимость времени жизни электрона на ПС от изгиба зон $\tau(U_s)$:

[1] С другой стороны, время наблюдения t должно быть больше времени жизни электронов на легирующей примеси у границы раздела полупроводник—диэлектрик.

$$\Delta = \begin{cases} -\left(\dfrac{\partial \varepsilon_{TF}}{\partial U_s}\right)^{-1}, & E_s > U_s \operatorname{th}^2 \Theta, \\ -\left(\dfrac{\partial \varepsilon_F}{\partial U_s}\right)^{-1}, & E_s < U_s \operatorname{th}^2 \Theta. \end{cases}$$

Величина разрядного тока в максимуме $j_{sm} = qN_s/et$ ($e = 2.71\ \ldots$).

Уровни с энергиями

$$E_s < E_{TF} = \frac{T_0 \operatorname{th}^2 \Theta}{\Theta \operatorname{th}^2 \Theta + \operatorname{th} \Theta - \Theta} \ln\left(\frac{t}{\tau_{TF}}\right)$$

при $U_s = U_{sm}$ (рис. 1) разряжаются в режиме термоавтоэмисии

$$U_{sm} = \Delta\left[\frac{E_s}{T} - \ln\left(\frac{t}{\tau_{TF}}\right)\right], \quad \Delta = \frac{T_0}{\Theta - \operatorname{th}\Theta}, \tag{6}$$

а уровни с энергиями

$$E_s > E_F = \frac{T_0 \operatorname{th}^2 \Theta}{\Theta \operatorname{th}^2 \Theta + \operatorname{th} \Theta - \Theta} \ln\left(\frac{t}{\tau_F}\right)$$

при $U_s = U_{sm}$ опустошаются по автоэмиссионному механизму. В последнем случае U_{sm} и Δ определяются уравнениями

$$U_{sm} = \frac{E_s}{\operatorname{th}^2 \Theta_m}, \quad \Delta = \left(\frac{T_0}{\Theta^* - \operatorname{th}\Theta^*}\right)_{\Theta^* = \Theta_m}, \quad \Theta_m - \frac{\Theta_m - \operatorname{th}\Theta_m}{\operatorname{th}^2 \Theta_m} = \frac{T_0}{E_s} \ln\left(\frac{t}{\tau_F}\right). \tag{7}$$

В частности, если $E_s \gg T_0 \ln(t/\tau_F)$, то

$$U_{sm} = \frac{4E_s^3}{9T_0^2} \ln^{-2}\left(\frac{t}{\tau_F}\right), \quad \Delta = \frac{8E_s^3}{9T_0^2} \ln^{-3}\left(\frac{t}{\tau_F}\right). \tag{7a}$$

Отметим, что при $\Theta \ll 1$ выражения (7а) справедливы во всей области, где имеет место механизм автоэмиссионного опустошения ПС: $E_s > E_F$. Наличие максимума на зависимости $j_s(U_s)$ объясняется тем, что с ростом изгиба зон время жизни электрона на ПС уменьшается.[2] При этом в области малых U_s ($U_s < U_{sm}$) $t < \tau$, и за время t заполнение ПС n_s практически не изменяется: $N_s - n_s \ll N_s$; поэтому j_s возрастает с U_s, как τ^{-1}. Максимум j_s имеет место при $t = \tau$; при больших U_s ($U_s > U_{sm}$) $t > \tau$, и за время t ПС опустошаются сильно: $n_s \ll N_s$, т. е. с ростом U_s заполнение n_s уменьшается, $j_s \sim n_s$, следовательно, ток спадает с увеличением U_s. Если $t > \tau$ при минимально возможном изгибе зон, то в случае $E_s < F$ на кривой $j_s(U_s)$ будет наблюдаться только спадающая ветвь (рис. 2); в случае $E_s > F$ зависимость $j_s(U_s)$ будет иметь максимум, лежащий в области $U_s \simeq E_s - F$. Для его строгого описания необходимо учитывать не только выброс электронов с ПС, но и перезахват. Значение разрядного тока в максимуме в этом случае будет существенно меньше, чем в случае $t < \tau$ при $U_s = E_s - F$: во-первых, при этом ПС разряжаются не полностью, а, во-вторых, к моменту времени t неравновесная часть их заполнения резко (в $e^{t/\tau}$ раз) сокращается.

Рассмотрим теперь непрерывный спектр ПС. Зависимость $j_s(U_s)|_{t=\mathrm{const}}$ имеет смысл анализировать только при

$$U_s > \frac{\Theta}{\operatorname{th}\Theta}\left[T \ln\left(\frac{t}{\tau_{TF}}\right) - F\right]. \tag{8}$$

В противном случае (т. е. при меньших U_s) к моменту времени t все неравновесно заполненные ПС с энергиями $E < U_s + F$ окажутся опустошенными. Ядро интегрального уравнения (1) $B(E, U_s)$ как функция энергии E, так же как и в случае термоэмиссионного опустошения ПС [4], имеет вид узкого пика.

Энергетическое положение его максимума E_m и полуширина Δ_m в режиме термоавтоэмиссионного выброса электронов с ПС, реализующегося при $U_s < E_{TF}/\operatorname{th}^2 \Theta$, есть

$$E_m = T \ln\left(\frac{t}{\tau_{TF}}\right) + U_s\left(\frac{\Theta - \operatorname{th}\Theta}{\Theta}\right), \quad \Delta_m = 2.445T. \tag{9}$$

[2] В отличие от случая чисто термоэмиссионного опустошения, когда τ не зависит от U.

При $U_s > E_F/\text{th}^2\Theta$ пик функции $B(E, U_s)$ лежит в области автоэмиссионного опустошения ПС. Значения E_m и Δ_m определяются соотношениями

$$E_m = U_s \,\text{th}^2\,\Theta_m^*,\quad \Delta_m = 2.445\,\frac{T}{\Theta_m^*},\quad \Theta_m^*\,\text{th}^2\,\Theta_m^* + \text{th}\,\Theta_m^* - \Theta_m^* = \frac{T_0}{U_s}\ln\left(\frac{t}{\tau_F}\right). \tag{10}$$

Формулы (10) упрощаются при условии $U_s \gg T_0 \ln(t/\tau_F)$:

$$E_m = U_s^{1/3}\left[\frac{3T_0}{2}\ln\left(\frac{t}{\tau_T}\right)\right]^{2/3},\quad \Delta_m = 2.135\,T_0^{2/3}\left[U_s \ln^{-1}\left(\frac{t}{\tau_F}\right)\right]^{1/3}. \tag{10a}$$

Выражения (10a) справедливы во всем диапазоне $U_s > E_F/\text{th}^2\Theta$ при $\Theta \ll 1$.

Будем считать, что $N_{ss}(E)$ изменяется с E медленнее, чем $B(E, U_s)$. Тогда из (1) получаем

$$j_s = a\,\frac{qT}{t}\,N_{ss}(E_m),\quad a = \begin{cases} 1, & U_s < E_{TF}/\text{th}^2\,\Theta, \\ \dfrac{\Theta}{\Theta_m^*}, & U_s > E_F/\text{th}^2\,\Theta. \end{cases} \tag{11}$$

Как следует из условия (8) и выражения (9), величина E_m при заданном t ограничена неравенством

$$E_m > E_0,\quad E_0 = \begin{cases} T\ln\left(\dfrac{t}{\tau_{TF}}\right), & T\ln\left(\dfrac{t}{\tau_{TF}}\right) < F, \\ T\ln\left(\dfrac{t}{\tau_{TF}}\right) + \dfrac{\Theta - \text{th}\,\Theta}{\Theta}\left[T\ln\left(\dfrac{t}{\tau_{TF}}\right) - F\right], & T\ln\left(\dfrac{t}{\tau_{TF}}\right) > F. \end{cases} \tag{12}$$

В стандартном методе термостимулированного разряда конденсатора зависимость $j_s(T)$ удобно получать не по отдельным точкам, отвечающим изотермическому разряду при разных температурах и одинаковому времени наблюдения, а при непрерывном изменении во времени температуры образца по линейному закону [2]. Аналогично и в рассматриваемом случае зависимость $j_s(U_s)$ можно получать в непрерывном режиме, монотонно увеличивая U_s со временем:[3] $\beta = dU_s/dt > 0$. В этом случае выражения для $B_{TF}(E, U_s)$ и $B_F(E, U_s)$ [формулы (2) и (3)] модифицируются:

$$B_{TF}(E, U_s) = \tau_{TF}^{-1}\exp\left[-\varepsilon_{TF} - \tau_{TF}^{-1}\int\limits_{E-F}^{U_s}\frac{e^{-\varepsilon_{TF}(E,\,U_s')}}{\beta(U_s')}\,dU_s'\right], \tag{13}$$

$$B_F(E, U_s) = \tau_F^{-1}\exp\left[-\varepsilon_F - \tau_F^{-1}\int\limits_{E/\text{th}^2\Theta}^{U_s}\frac{e^{-\varepsilon_F(E,\,U_s')}}{\beta(U_s')}\,dU_s'\right]; \tag{14}$$

ε_{TF} и ε_F являются монотонно спадающими функциями U_s. В случае, когда β изменяется с U_s гораздо медленнее, чем $\exp(-\varepsilon_{TF})$ и $\exp(-\varepsilon_F)$, входящие в (13) и (14) интегралы можно вычислить методом Лапласа. После этого (13) и (14) переходят соответственно в (2) и (3) с заменой t на t_β, где

$$t_\beta = \frac{\Delta}{\beta} = \begin{cases} \dfrac{T_0}{\beta(\Theta - \text{th}\,\Theta)}, & E > U_s\,\text{th}^2\,\Theta, \\ \dfrac{T_0}{\beta(\Theta^* - \text{th}\,\Theta^*)}, & E < U_s\,\text{th}^2\,\Theta. \end{cases} \tag{15}$$

Физически t_β — время, за которое уровень Ферми на границе полупроводника с диэлектриком «сдвинется» на характерную энергию Δ.

---

[3] При этом необходимо учитывать, что помимо тока разряда ПС в цепи затвор—подложка будет протекать и ток смещения, обусловленный изменением емкости слоя обеднения Шоттки. Для нахождения j_s при монотонном возрастании U_s необходимо вычесть из полного разрядного тока ток смещения $j_b = \beta\,(\varkappa N_D/8\pi U_s)^{1/2}$.

Для дискретного спектра пик на зависимости $j_s(U_s)$, характеризуемый выражениями (6) и (7), будет наблюдаться при выполнении условий (4) и (5) с $t=t_\beta$, т. е. при достаточно высоких скоростях нарастания изгиба зон. Поясним физический смысл этих неравенств. При $E_s>F$ в момент прохождения уровня ПС уровнем Ферми (а при $E_s<F$ в начальный момент, $U_s=0$) время жизни электрона на ПС с ростом U_s должно уменьшаться быстрее, чем заполнение ПС. Если $t_\beta>\tau$, то при $E_s<F$ на кривой $j_s(U_s)$ будет только спадающая ветвь пика, а при $E_s>F$ — квазиравновесный максимум тока [5].

Для непрерывного спектра зависимость $j_s(U_s)$ описывается формулами (9)—(11) при условии (8), требующем, чтобы время жизни электрона на уровне ПС при его пересечении уровнем Ферми уменьшалось с ростом изгиба зон быстрее, чем заполнение ПС. При меньших скоростях нарастания U_s заполнение ПС и ток разряда будут квазиравновесными [5].

Пусть теперь в процессе изотермического разряда МДП конденсатора при постоянном изгибе зон U_s наблюдается релаксация полевого напряжения V_g. Сигнал DLTS с помощью формул (2) и (3) работы [1] можно записать в виде

$$\delta V_g = V_g(t) - V_g(2t) = \frac{q}{C_{0x}} \int\limits_0^{Us+F} N_{ss}(E)\, W(E,\ U_s)\, dE, \tag{16}$$

$$W(E,\ U_s) = \begin{cases} W_{TF}(E,\ U_s), & E > U_s \operatorname{th}^2\Theta, \\ W_F(E,\ U_s), & E < U_s \operatorname{th}^2\Theta, \end{cases}$$

$$W_{TF}(E,\ U_s) = \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau_{TF}} e^{-\varepsilon_{TF}}\right) - \exp\left(-\frac{2t}{\tau_{TF}} e^{-\varepsilon_{TF}}\right)\right], \tag{17}$$

$$W_F(E,\ U_s) = \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau_F} e^{-\varepsilon_F}\right) - \exp\left(-\frac{2t}{\tau_F} e^{-\varepsilon_F}\right)\right]. \tag{18}$$

Здесь C_{0x} — емкость единицы площади диэлектрического промежутка. Выражения (17) и (18) описывают соответственно термоавто- и автоэмиссионный режимы опустошения ПС.

Ядро интеграла (16) $W(E,\ U_s)$ как функция энергии E, как и ранее, имеет вид узкого пика. Положение его максимума определяется из условия $t=\tau\ \ln(2)$; при этом $W=1/4$ [3]. Таким образом, в случае дискретного спектра ПС зависимость $\delta V_g(U_s)$ имеет вид резкого пика. Его левая и правая полуширины равны 1.476Δ и 1.185Δ соответственно. Значение δV_g в максимуме

$$\delta V_{gm} = qN_s/4C_{0x}.$$

Выражение для величины изгиба зон U_{sm}, отвечающего вершине пика δV_g, и условия существования такого пика даются формулами (6), (7) и (4), (5) соответственно, в которых следует заменить t на $t/\ln(2)$.

Для непрерывного спектра ПС

$$\delta V_g = \alpha \frac{qTN_{ss}(E_m)}{C_{0x}} \ln(2), \tag{19}$$

где E_m и α определяются выражениями (9)—(11) с заменой t на $t/\ln(2)$. Формула (19) справедлива при условии (8), в котором также следует заменить t на $t/\ln(2)$.

Полученные в данной работе зависимости $j_s(U_s)$ и $\delta V_g(U_s)$ позволяют проводить спектроскопию ПС, опустошающихся именно в режимах термоавто- и автоэмиссии. Формальный переход к режиму термоэмиссионного опустошения ПС осуществляется при $T_0 \to 0$, при этом $U_{sm}\to\infty$, а E_m перестает зависеть от U_s. Чтобы экспериментально различать режимы термоавто- и автоэмиссионного опустошения, необходимо помимо зависимостей $j_s(U_s)$ или $\delta V_g(U_s)$ анализировать температурные характеристики $j_s(T)$ или $\delta V_g(T)$. В области автоэмиссионного выброса электронов с ПС релаксационные сигналы не зависят от температуры.

Литература

[1] Гольдман Е. И., Ждан А. Г., Маркин Ю. В. Релаксационная спектроскопия пограничных состояний в МДП структурах с учетом туннельных переходов носителей заряда в свободную зону. — ФТП, 1987, т. 21, в. 3, с. 461—465.
[2] Ждан А. Г., Сандомирский В. Б., Ожередов А. Д. Определение параметров ловушек методом термостимулированного разряда конденсатора. — ФТП, 1968, т. 2, в. 1, с. 11—18.
[3] Lang D. V. — J. Appl. Phys., 1974, v. 45, N 7, p. 3023—3032.
[4] Simmons J. G., Wei L. S. — Sol. St. Electron., 1974, v. 17, N 2, p. 117—124.
[5] Kuhn M. — Sol. St. Electron., 1970, v. 13, N 6, p. 873—885.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Москва

Получена 17.02.1987
Принята к печати 16.06.1987