

ТУННЕЛЬНО-ТЕРМИЧЕСКАЯ ПЕРЕЗАРЯДКА ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ В БАРЬЕРЕ ШОТТКИ. II. ДИСПЕРСИЯ МАЛОСИГНАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Гергель В. А., Тарнавский С. П.

Теперь, используя результаты решения стационарной задачи, полученные в ч. I [1],¹ определим малосигнальные характеристики БШ и их частотную дисперсию. Как обычно, считаем что напряжение на барьере $V(t) = V + \delta V \exp(i\omega t)$ содержит малую гармоническую добавку (V — постоянная составляющая). В малосигнальном приближении ток будет иметь аналогичную зависимость от времени с соответствующей комплексной амплитудой. В ч. I [1] показано, что большой сквозной туннельный ток через структуру играет определяющую роль в формировании стационарных характеристик. По-видимому, он окажется существенным и в малосигнальном режиме. Как известно, полный ток j_n состоит из тока проводимости и тока смещения:

$$j_n = j + \frac{\kappa}{4\pi} \frac{\partial E_m}{\partial t}. \quad (1)$$

Проварьируем (1) и поделим на δV . Полученное выражение определяет комплексную проводимость:

$$\frac{\delta j_n}{\delta V} = \frac{\delta j}{\delta V} + \frac{\kappa}{4\pi} i\omega \frac{\delta E_m}{\delta V}. \quad (2)$$

Отсюда емкость равна

$$C = \frac{1}{\omega} \operatorname{Im} \left(\frac{\delta j}{\delta V} \right) + \frac{\kappa}{4\pi} \operatorname{Re} \left(\frac{\delta E_m}{\delta V} \right). \quad (3)$$

Соответственно активная составляющая проводимости

$$G = \operatorname{Re} \left(\frac{\delta j}{\delta V} \right) - \frac{\kappa}{4\pi} \omega \operatorname{Im} \left(\frac{\delta E_m}{\delta V} \right). \quad (4)$$

Перепишем уравнение (17) из [1] — (1.17) с учетом (1.7) и (1.8) в виде

$$\frac{\delta f}{\delta t} = \Sigma \nu (1 - f) \exp \{ g(E_m) \} - \gamma N f \exp \left\{ -\frac{\varepsilon_t}{T} + \left(\frac{E_0}{E_t} \right)^2 \right\}, \quad (5)$$

где

$$g(E_m) = -\frac{\varepsilon_m - F}{T} + \left(\frac{E_m}{E_\kappa} \right)^2 \quad \text{при} \quad -V_j < -V < -V_1 \quad (6)$$

и

$$g(E_m) = \tilde{E}_\kappa / E_m \quad \text{при} \quad -V_1 < -V. \quad (7)$$

Уравнение (5) вместе с (1.14) и (1.15) описывает реакцию системы на завышающее от времени напряжение. В вариациях эти уравнения имеют вид

¹ Здесь используются те же сокращения и обозначения, что и в [1]. При ссылках на формулу виз [1] мы будем перед ее номером ставить 1: например, (1.14).

$$\delta f \left(\frac{i\omega}{\gamma N_c} \exp \left\{ \frac{\varepsilon_t}{T} - \left(\frac{E_0}{E_t} \right)^2 \right\} + \frac{1}{1-f} \right) = fg' \delta E_m - \frac{2fE_0 \delta E_0}{E_t^2}, \quad (8)$$

$$\delta V = a \delta E_m - \frac{E_0}{n_0} \delta E_0, \quad (9)$$

$$\delta E_m = E_{\Gamma y} \delta f + \delta E_0, \quad (10)$$

где $g' = \partial g(E_m) / \partial E_m$. При решении системы уравнений (8)–(10) видно, что в силу малости параметра $E_t^2 / 2E_0 E_m$ величиной $\delta f / (1-f)$ в уравнении (8) можно пренебречь, что физически означает пренебрежение изменением темпа захвата и генерации в результате изменения степени заполнения ГУ. Итак, из системы (8)–(10) получим

$$a \frac{\delta E_m}{\delta V} = \frac{1 + i\omega\tau - \frac{E_0}{an_0}}{1 + i\omega\tau - \frac{g'E_t^2}{2an_0}}, \quad (11)$$

где

$$\tau = - \frac{E_t^2 (an_0 - E_0)}{2E_{\Gamma y} E_0 \gamma N_c f an_0} \exp \left\{ \frac{\varepsilon_t}{T} - \left(\frac{E_0}{E_t} \right)^2 \right\}. \quad (12)$$

Из (1.7), (1.8) с использованием (5) при $\partial f / \partial t = 0$ легко получить

$$\frac{\delta j}{\delta V} = \frac{qg'E_t^2 (an_0 - E_0)}{2E_{\Gamma y} E_0 \Sigma (1-f) \tau an_0} \frac{\delta E_m}{\delta V}. \quad (13)$$

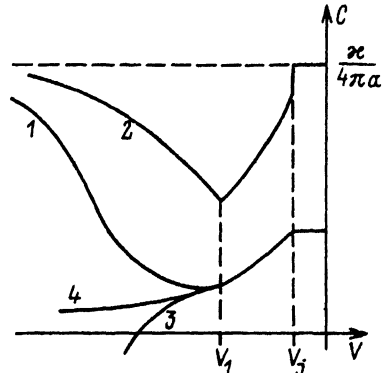
Далее, из уравнений (3), (4), (11) и (13) найдем емкость и проводимость:

$$C = \frac{\kappa}{4\pi a} \frac{1 - \frac{g'E_t^2}{2an_0} + \frac{an_0 (\omega\tau)^2}{(an_0 - E_0)} + \frac{2\pi qg'E_t^2}{\kappa \Sigma (1-f) an_0 E_{\Gamma y}} \left[1 - \frac{g'E_t^2}{2E_0} \right]}{\left(1 - \frac{g'E_t^2}{2an_0} \right)^2 + (\omega\tau)^2}, \quad (14)$$

$$G = \frac{\kappa}{4\pi a \tau} \left[\frac{2\pi qg'E_t^2 (E_0 - an_0)}{\kappa \Sigma E_{\Gamma y} (1-f) E_0 an_0} \cdot \left[1 - \frac{g'E_t^2}{2an_0} + \frac{an_0 (\omega\tau)^2}{(an_0 - E_0)} \right] - \frac{E_0 (\omega\tau)^2}{(E_0 - an_0)} \left[1 - \frac{g'E_t^2}{2E_0} \right]}{\left(1 - \frac{g'E_t^2}{2an_0} \right)^2 + (\omega\tau)^2} \right]. \quad (15)$$

Необходимость учета тока проводимости при вычислении емкости и проводимости связана с наличием малосигнальной компоненты сквозного туннельного тока, которая, вообще говоря, может быть соизмерима с максимальным током смещения: $\kappa / 4\pi \partial E_m / \partial t$. Малосигнальный сквозной ток находится в фазе с колебаниями

$$1 - \omega\tau \sim 1, \quad 2 - \omega\tau \ll 1 \text{ при } \Sigma > \left| \frac{2\pi q}{\kappa E_m} \right|, \quad 3 - \omega\tau \sim 1 \text{ при } \Sigma < \left| \frac{2\pi q}{\kappa E_m} \right|, \\ 4 - \omega\tau \gg 1 \text{ при любом } \Sigma.$$



поля E_m , которые при $\omega\tau \sim 1$ отстают по фазе от напряжения в силу инерционности перезарядки ГУ. Таким образом, сквозной ток имеет компоненту, отстающую от напряжения на $\pi/2$, т. е. является индуктивным; это выражено в отрицательной добавке к емкости [последнее слагаемое в числителе (14)]. При достаточно малых сечениях захвата Σ емкость может оказаться отрицательной, что означает индуктивный характер реактивной компоненты полного тока. Компонента сквозного тока, совпадающая по фазе с напряжением, активна и проявляется как положительная добавка к проводимости [первое слагаемое в числителе (15)]. Если $\Sigma \gg |2\pi q/\kappa E_m|$, то малосигнальная компонента тока проводимости пренебрежимо мала по сравнению с током смещения, что возможно при больших сечениях захвата ($\Sigma \gg 10^{-14}$ см²), характерных для донорных центров; тогда выражения (14) и (15) примут вид

$$C = \frac{\kappa}{4\pi a} \frac{1 - \frac{g'E_t^2}{2a\bar{n}_0} + \frac{a\bar{n}_0(\omega\tau)^2}{(a\bar{n}_0 - E_0)}}{\left(1 - \frac{g'E_t^2}{2a\bar{n}_0}\right)^2 + (\omega\tau)^2}, \quad (16)$$

$$G = \frac{\kappa}{4\pi a} \frac{\frac{2\pi q g' E_t^2 (E_0 - a\bar{n}_0)}{\kappa \Sigma E_{ГУ} (1-f) E_0 a \bar{n}_0} \left[1 - \frac{g'E_t^2}{2a\bar{n}_0}\right] - \frac{(\omega\tau)^2 E_0}{(E_0 - a\bar{n}_0)} \left[1 - \frac{g'E_t^2}{2E_0}\right]}{\left(1 - \frac{g'E_t^2}{2a\bar{n}_0}\right)^2 + (\omega\tau)^2}. \quad (17)$$

В этом случае на нулевой частоте из (16), (1.23) и (1.25) получим явную зависимость $C(V)$:

$$C = \frac{\kappa}{4\pi a} \left\{ 1 + \frac{2}{n_0 a^2} \left(\frac{E_t}{E_k} \right)^2 \left(\varphi_k - V + \frac{\lambda E_t^2}{2n_0} \right) \right\}^{-1/2} \quad \text{при } -V_j < -V < -V_1, \quad (18)$$

$$C = \frac{\kappa}{8\pi a} \left\{ 1 + \frac{\varphi_k - V - \frac{\lambda E_t^2}{2n_0}}{\sqrt{\left(\varphi_k - V - \frac{\lambda E_t^2}{2n_0}\right)^2 + \frac{2a}{n_0} E_k E_t^2}} \right\} \quad \text{при } -V_1 < -V. \quad (19)$$

Легко проверить, что (18) и (19) сшиваются при $V = V_1$. Следует подчеркнуть, что экспоненциальный рост темпа генерации и захвата на ГУ с напряжением приводит к экспоненциальному уменьшению времени релаксации ГУ (12). Это вызывает постепенное вовлечение ГУ в процесс перезарядки по мере увеличения напряжения, что приводит в свою очередь к росту емкости (16). На рисунке показано семейство теоретических вольт-фарадных характеристик.

Поскольку $\chi \delta E_0 / 4\pi q$ есть приращение поверхностной концентрации свободных электронов канала ПТШ, приращение тока в канале равно $(v_s \chi / 4\pi) \delta E_0$, где v_s — скорость насыщения электронов. Тогда крутизна

$$S = \frac{v_s \chi}{4\pi} \frac{\delta E_0}{\delta V}. \quad (20)$$

Из решения системы уравнений (8)–(10), используя (20), легко также найти крутизну ПТШ в присутствии ГУ:

$$S = \frac{v_s \chi \bar{n}_0}{4\pi (\bar{a}n_0 - E_0)} \sqrt{\frac{\left(\frac{\bar{a}\bar{n}_0 - E_0}{2\bar{a}n_0 E_0} g' E_t^2\right)^2 + (\omega\tau)^2}{\left(1 - \frac{g' E_t^2}{2\bar{a}n_0}\right) + (\omega\tau)^2}}, \quad (21)$$

где, согласно (1.14), $E_0 = -\sqrt{2n_0(\varphi_k - V + aE_m)}$, а E_m (V) и g' берутся для соответствующего диапазона напряжений (1.23), (1.25). В квазистационарной ситуации при $\omega\tau \rightarrow 0$

$$S = \frac{v_s \chi}{4\pi} \left(-\frac{E_0}{n_0}\right) \left(1 - \frac{2\bar{a}\bar{n}_0}{g' E_t^2}\right). \quad (22)$$

Отсюда видно, что полевая модуляция ГУ приводит к существенному уменьшению крутизны ПТШ, если

$$\left|\frac{2\bar{a}\bar{n}_0}{g' E_t^2}\right| \gg 1. \quad (23)$$

Поскольку $-E_m$ монотонно растет с напряжением $-V$, $|g'|$ достигает своего максимального значения при $V = V_1$, т. е. при этом напряжении минимально влияние ГУ на крутизну транзистора. Тогда из (23), (6) и (1.7) при $\epsilon_0 = F$ получим, что при

$$n_0 = \frac{\chi T \sqrt{2m^* (\epsilon_m - F)}}{2\pi q^2 \hbar a} \left(\frac{E_t}{E_k}\right)^2 \quad (24)$$

модуляция ГУ приведет к более чем двукратному понижению крутизны. Легко оценить, что множитель перед (E_t/E_k) порядка 10^{18} см^{-3} . В то же время из (1.2), (1.3) и (1.9) видно, что E_t/E_k всегда меньше единицы. Согласно экспериментальным данным работы [2], обсужденным в работе [3], E_t может быть в несколько раз меньше, чем E_k . Из (22) следует, что увеличение концентрации с целью повышения низкочастотной крутизны ПТШ имеет смысл лишь до значений порядка указанных в (24), т. е. $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, после чего низкочастотная крутизна начинает спадать как $n_0^{-1/4}$. В заключение мы хотим выразить благодарность Э. А. Полторацкому,

- [1] Гергель В. А., Тарнавский С. П. // ФТП. 1992. Т. 26. В. 7. С. 1330—1334.
 [2] Makram-Ebeid S., Lannoo M. // Phys. Rev. B. 1982. V. 25. P. 6406.
 [3] Карлус В., Перель В. И. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. В. 6 (12).

Научно-исследовательский институт физических проблем
 им. Ф. В. Лукина
 Москва

Получено 4.01.1992
 Принято к печати 30.01.1992

ФТП, том 26, вып. 7, 1992

ВОЛЬТ-ФАРАДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕТЕРОСТРУКТУР С СЕЛЕКТИВНЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ ПРИ НАЛИЧИИ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ

Горев Н. Б., Макарова Т. В., Прохоров Е. Ф., Уколов А. Т., Эппель В. И.

Характеристики канала и параметры двумерного электронного газа в гетероструктурах с селективным легированием (ГСЛ) $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ — GaAs подвержены значительному влиянию содержащихся в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ глубоких центров захвата (DX -центров), концентрация которых может достигать 10^{18} см^{-3} [1]. Поэтому можно ожидать, что наличие DX -центров проявится и в такой важной характеристике, как вольт-фарадная зависимость, которая широко используется для получения самой разнообразной информации о параметрах полупроводниковых структур [2], в том числе и ГСЛ [3]. Изучению влияния глубоких центров на низкочастотную вольт-фарадную зависимость прямой ГСЛ (металл— $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ — GaAs) и посвящено данное сообщение.

Как известно, низкочастотная барьерная емкость C следующим образом выражается через электрическое поле E_G на границе металл—полупроводник:

$$C = \epsilon \epsilon_0 S \frac{dE_G}{dV_G}, \quad (1)$$

где S — площадь барьерного контакта; V_G — напряжение, приложенное к барьерному контакту. Найдем зависимость $E_G(V_G)$.

Рассмотрим типичную прямую ГСЛ (металл— n - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ — p - GaAs). Пусть в слое $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ содержатся мелкие доноры с концентрацией N_{D2} и глубокие центры захвата с концентрацией N_{I2} и глубиной залегания W_{I2} , а в GaAs — мелкие акцепторы с концентрацией N_{A1} (здесь и далее индекс 1 относится к GaAs , а 2 — к $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$). Зонная диаграмма такой структуры приведена на рис. 1. Из этой диаграммы вытекают следующие соотношения:

$$qV_G = \Delta E_c + U_2 - E_F - \varphi_b, \quad (2)$$

$$E_F = U_1 - E_{g2} + \delta_1, \quad (3)$$

где q — заряд электрона, ΔE_c — разрыв зоны проводимости в плоскости гетероперехода, $U_{1, 2}$ — изгиб зоны проводимости, E_F — энергия Ферми, φ_b — высота барьера Шоттки, E_{g2} — ширина запрещенной зоны, $\delta_1 = kT \ln N_{v1}/N_{A1}$ — положение дна валентной зоны относительно уровня Ферми (N_{v1} — плотность состояний в валентной зоне).

Из (2) и (3) вытекает, что зависимость $E_G(V_G)$ удобно искать в параметрическом виде, используя в качестве параметра значение электрического поля E_{j1}