

Генерационно-рекомбинационный ток в контакте металл–(аморфный кремний) при термополевой ионизации в области объемного заряда

© П.Н. Крылов

Удмуртский государственный университет,
426037 Ижевск, Россия

(Получена 27 сентября 1999 г. Принята к печати 6 октября 1999 г.)

Введение

Механизм протекания тока через барьер Шоттки металл–(аморфный кремний) рассмотрен в работах [1–3]. В работе [3] представлены исходные аналитические выражения для тока с последующим численным расчетом вольт-амперной характеристики (ВАХ) контакта металл– α -Si:H с учетом физических особенностей формирования области пространственного заряда (ОПЗ) α -Si. Показано, что в случае надбарьерного и туннельного механизма протекания тока ВАХ контакта имеет экспоненциальный вид. Увеличение плотности состояний в зазоре подвижности приводит к заметному увеличению абсолютного значения обратного тока. Это ведет к ухудшению выпрямительных характеристик контакта. ВАХ могут быть почти симметричными, однако они остаются экспоненциальными при прямом и обратном смещениях. Расчет генерационно-рекомбинационного тока (ГРТ) в контактах выполнен [4] в предположении статистики Шокли–Рида для экспоненциального распределения плотности локализованных состояний в щели подвижности. Зависимость ГРТ при обратных смещениях определяется зависимостью толщины области объемного заряда L от напряжения V . При использовании соотношения из работы [3] для величины J получается выражение

$$J_{gr} = J_{gr0} \arccos \left[\exp \left(-\frac{\varphi_0 - eV}{2} \beta_1 \right) \right], \quad (1)$$

где β_1 — экспоненциальный множитель в распределении локализованных состояний, φ_0 — высота барьера. Из (1) видно, что при увеличении напряжения смещения V происходит быстрое насыщение ГРТ при обратном направлении смещения.

ВАХ аморфного кремния, полученного напылением из взвешенного состояния [5] и разложением моносилана [6] при напряженности электрического поля $E_{cr} > 10^4$ В/см, описываются в рамках теории Френкеля–Пула. В ОПЗ барьера Шоттки электрические поля зачастую превышают значение E_{cr} , однако в работах [2] и [4] не рассматривалось влияние термополевой ионизации (ТПИ) по Френкелю на генерационно-рекомбинационный ток контакта металл–(аморфный кремний).

Генерационно-рекомбинационный ток при термополевой ионизации в области объемного заряда

Рассмотрим влияние термополевой ионизации в ОПЗ на генерационно-рекомбинационный ток J_{gr} в контакте металл–(аморфный кремний) в предположении статистики Шокли–Рида при непрерывном распределении плотности локализованных состояний в щели подвижности. С учетом ТПИ темпы рекомбинации электронов имеют вид [7]

$$U_{nd} = \alpha_n N_d [n_1 f_{nd} F - n(1 - f_{nd})], \quad (2)$$

$$U_{pd} = \alpha_p N_d [p_1 (1 - f_{nd}) - p f_{nd} F], \quad (3)$$

$$U_{na} = \alpha_n N_a [n_1 f_{na} F - n(1 - f_{na}) F], \quad (4)$$

$$U_{pa} = \alpha_p N_a [p_1 (1 - f_{na}) F - p f_{na}], \quad (5)$$

где

$$F = \exp(\beta_0 E^{1/2} / kT)$$

— множитель, учитывающий усиление электрическим полем E термического возбуждения захваченных электронов или дырок из ловушек;

$$\beta_0 = (e^3 / 4\pi\epsilon\epsilon_0)^{1/2}$$

— постоянная Френкеля–Пула; $\alpha_{n(p)}$ — коэффициенты захвата электронов (дырок) ловушками,

$$n_1 = g^{-1} N_c \exp[-(E_c - E_t) / kT],$$

$$p_1 = g N_v \exp[-(E_t - E_v) / kT],$$

E_t — энергетический уровень ловушки. В стационарном состоянии темпы рекомбинации электронов и дырок между собой равны:

$$U_{nd} = U_{pd}, \quad U_{na} = U_{pa}. \quad (6)$$

Приравнявая (2) и (3), (4) и (5), получим выражения для стационарных функций распределения электронов по донорным и акцепторным уровням:

$$f_{nd} = \frac{\alpha_n n + \alpha_p p_1}{\alpha_n n + \alpha_p p_1 + (\alpha_n n_1 + \alpha_p p) F}, \quad (7)$$

$$f_{na} = \frac{F(\alpha_n n + \alpha_p p_1)}{\alpha_n n_1 + \alpha_p p_1 + (\alpha_n n_1 + \alpha_p p) F}, \quad (8)$$

где α_n, α_p — коэффициенты захвата электронов и дырок соответственно. Подставляя (7) в (2), а (8) в (5), темп

генерации для донорного уровня можно записать как

$$U_d = N_d \alpha_n \alpha_p \frac{F(np - n_i^2)}{\alpha_n(n + n_1 F) + \alpha_p(p_1 + pF)}, \quad (9)$$

а для акцепторного —

$$U_a = N_a \alpha_n \alpha_p \frac{F(np - n_i^2)}{\alpha_n(n_1 + nF) + \alpha_p(p + p_1 F)}, \quad (10)$$

где n_i — концентрация собственных носителей заряда.

Если единственным механизмом переноса носителей заряда через барьер является генерационно-рекомбинационный механизм, то выражение для тока имеет вид

$$J_{gr} = e \int_0^L U dx, \quad (11)$$

где L — толщина слоя ОПЗ.

Используя упрощающее предположение постоянства в ОПЗ квазиуровней Ферми для свободных электронов F_n и свободных дырок F_p , получим $F_n - F_p = eV$, где V — внешнее напряжение смещения. Тогда

$$np - n_i^2 = n_i^2 [\exp(eV/kT) - 1].$$

В аморфных полупроводниках в отличие от кристаллических спектр центров рекомбинации является квазинепрерывным во всей щели подвижности. Для вычисления темпа генерации–рекомбинации на уровнях, обладающих квазинепрерывным распределением, необходимо проинтегрировать выражение типа (9) или (10) в пределах ширины запрещенной зоны от E_v до E_c . Тогда

$$U_d = \int_{E_v}^{E_c} g_d(E) \frac{\alpha_n \alpha_p (np - n_i^2) F dE}{\alpha_n(n + n_1 F) + \alpha_p(pF + p_1)}, \quad (12)$$

$$U_a = \int_{E_v}^{E_c} g_a(E) \frac{\alpha_n \alpha_p (np - n_i^2) F dE}{\alpha_n(nF + n_1) + \alpha_p(p + p_1 F)}, \quad (13)$$

где

$$g_d(E) = g_d(E_v) \exp[(E_v - E)/E_{0d}],$$

$$g_a(E) = g_a(E_c) \exp[(E - E_c)/E_{0a}].$$

В отличие от [4] здесь учитывается влияние электрического поля на темпы генерации–рекомбинации носителей заряда. В связи с этим необходимо отдельно рассматривать рекомбинацию на донорно- и акцепторно-подобных центрах.

Рассмотрим сначала процессы генерации–рекомбинации на донорноподобных уровнях. В этом случае практически все уровни лежат ниже середины щели подвижности. Тогда членом $\alpha_n n_1 F$ в (12) можно пренебречь, так как $\alpha_n \approx \alpha_p$, $n_1 \ll p_1$, $n_1 \ll n, p$. Интегрируя (12),

получим выражение для темпа генерации–рекомбинации на донорноподобных уровнях

$$U_d = \alpha_n \alpha_p n_i^2 [\exp(eV/kT) - 1] F(\dot{\varphi}) \frac{g_d(E_v)}{a} \times {}_2F_1(1, \beta, \beta + 1, -b/a), \quad (14)$$

где

$$a = \alpha_n n + \alpha_p p F, \quad b = \alpha_p N_v, \quad \beta = kT/E_{0d},$$

$$n = n_0 \exp(-e\varphi/kT), \quad n_0 = N_c \exp[(E_{F0} - E_c)/kT],$$

$$p = p_0 \exp(e\varphi/kT), \quad p_0 = N_v \exp[(E_v - E_{F0})/kT],$$

φ — потенциал в области объемного заряда. Подставляя (14) в (11) и переходя от интегрирования по координате к интегрированию по потенциалу, получим выражение для генерационно-рекомбинационного тока по донорно-подобным уровням аморфного полупроводника с учетом термополевой ионизации по Френкелю:

$$J_{grd} = e \alpha_n \alpha_p n_i^2 [\exp(eV/kT) - 1] g_d(E_v) kTL \beta^{-1} \times \int_{-V_0+V}^0 \frac{\exp\left(\frac{\beta_0 \sqrt{\varphi}}{kT}\right) {}_2F_1(1, \beta, \beta + 1, -\frac{b}{a})}{a\varphi} d\varphi. \quad (15)$$

Зависимость $\dot{\varphi} = \dot{\varphi}(\varphi)$ определяется выражением [7]

$$\dot{\varphi} = \frac{eg_d(E_v)kT}{\varepsilon\varepsilon_0} C \left[\frac{F(1, \beta, \beta + 1, -B)}{F(1, \beta, \beta + 1, -B^*)} - \frac{F(1, \alpha, \alpha + 1, -A)}{F(1, \alpha, \alpha + 1, -A^*)} \right], \quad (16)$$

где

$$C = F(1, \alpha, \alpha + 1, -A^*) \alpha^{-1} = \beta^{-1} F(1, \beta, \beta + 1, -B^*),$$

$$A = \exp[(E_{fd}^* - E_v)/kT], \quad B = \exp[(E_c - E_{fa}^*)/kT],$$

$$A^* = \exp[(E_{f0} - E_v)/kT], \quad B^* = \exp[(E_c - E_{f0})/kT],$$

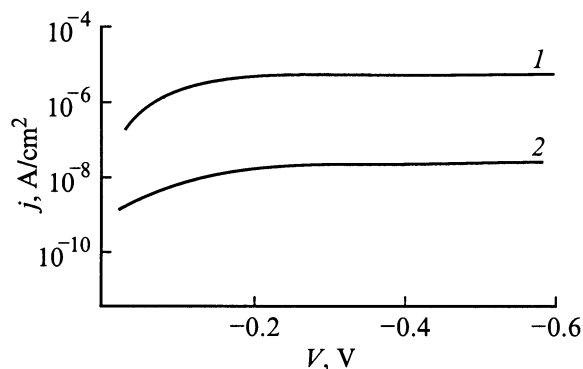
$$E_{fd}^* = E_{f0} + e\varphi + kT \ln(gF), \quad E_{fa}^* = E_{f0} + e\varphi - kT \ln(g^{-1}F),$$

E_{fd}^* , E_{fa}^* — квазиуровни Ферми для электронов, локализованных на акцепторноподобных и донорноподобных уровнях соответственно.

В случае токопереноса по генерационно-рекомбинационному механизму по акцепторноподобным центрам в щели подвижности аморфного полупроводника практически все уровни лежат выше середины щели подвижности. Тогда членом $\alpha_p p_1 F$ в уравнении (13) можно пренебречь, так как $\alpha_n \approx \alpha_p$, $p_1 \ll n_1$, $p_1 \ll n, p$. Интегрируя (13) по энергии в пределах щели подвижности, получим выражение для темпа генерации–рекомбинации:

$$U_a = \alpha^{-1} d^{-1} e \alpha_n \alpha_p n_i^2 [\exp(eV/kT) - 1] \times F(\dot{\varphi}) g_a(E_c) kT {}_2F_1(1, \alpha, \alpha + 1, -c/d), \quad (17)$$

где $c = \alpha_n N_c$, $d = \alpha_p p + \alpha_n n F$.



Вольт-амперные характеристики контакта металл-(аморфный кремний) при генерационно-рекомбинационном механизме переноса через область объемного заряда: 1 — с учетом эффекта термополевой ионизации (ТПИ), 2 — без учета эффекта ТПИ. Параметры расчета: $g(E_F) = 10^{19} \text{ эВ}^{-1} \text{ см}^{-3}$; $E_c - E_F = 0.6 \text{ эВ}$.

The generation-recombination current in a metal-amorphous semiconductor contact under thermal-field ionization within the range of a space-charge

P.N. Krylov

Udmurt State University,
426037 Izhevsk, Russia

Подставляя (17) в (11) и переходя, так же как и в случае генерации на донорноподобных уровнях, от интегрирования по координате к интегрированию по потенциалу, получим выражение для генерационно-рекомбинационного тока по акцепторноподобным уровням с учетом термополевой ионизации по Френкелю:

$$J_{\text{gra}} = e\alpha_n\alpha_p n_i^2 [\exp(eV/kT) - 1] g_a(E_c) kTL\alpha^{-1} \times \int_{-V_k+V}^0 \frac{\exp(\beta_0\varphi^{1/2}/kT) d {}_2F_1(1, \alpha, \alpha + 1, -c/d) d\varphi}{\dot{\varphi}(\varphi)}. \quad (18)$$

Суммарный ток генерации J_{gr} равен $J_{\text{grd}} + J_{\text{gra}}$. На рисунке представлены результаты численного интегрирования (15), (16), (18) с учетом и без учета ТПИ в области объемного заряда. Видно, что генерационно-рекомбинационный ток при обратных смещениях насыщается при действии эффекта термополевой ионизации по Френкелю быстрее, причем величина тока увеличивается на несколько порядков.

Список литературы

- [1] V.V. Pchenko, V.I. Strikha. J. Non-Cryst. Sol., **90**, 335 (1987).
- [2] В.В. Ильченко, В.Г. Левандовский, В.И. Стриха. УФЖ, № 2, 290 (1987).
- [3] В.И. Стриха, В.В. Ильченко. ФТП, **18** (5), 873 (1984).
- [4] А.Я. Leiderman. Phys. St. Sol.(a), **87** (1), 363 (1985).
- [5] А.А. Андреев, О.А. Голикова, М.М. Казанин, М.М. Мездрогина. ФТП, **13** (9), 1859 (1979).
- [6] А.К. Джоншер, Р.М. Хилл. Физика тонких пленок, **8**, 180 (1978).
- [7] П.Н. Крылов. ФТП, **34** (3), 306 (2000).

Редактор Т.А. Полянская