О заполнении дислокационных уровней в сильных электрических полях

© З.А. Велиев

Нахичеванский государственный университет им. Ю.Г. Мамедалиева Азербайджанской Республики
373630 Нахичевань, Азербайджан

(Получена 18 марта 1997 г. Принята к печати 30 мая 1997 г.)

Посвящена теоретическому исследованию зависимости коэффициента заполнения энергетических уровней краевой дислокации электронами в зависимости от внешнего электрического поля. Получено аналитическое выражение для коэффициента заполнения. Установлено, что с ростом напряженности электрического поля коэффициент заполнения дислокации уменьшается.

1. Одной из причин нелинейности вольт-амперных характеристик полупроводниковых кристаллов с дислокациями является зависимость коэффициента заполнения электронных уровней дислокаций f от внешнего электрического поля. Причиной этой зависимости является то, что при наложении электрического поля сечение захвата электронов σ и коэффициент тепловой ионизации электронов β, захваченных на дислокационный центр, изменяются независимым образом. Вследствие этого коэффициент заполнения f в произвольных электрических полях зависит от напряженности поля $\mathcal{E}$ сложным образом.

Настоящая работа посвящена рассмотрению коэффициента заполнения энергетических уровней дислокации электронами в зависимости от электрического поля.

2. Коэффициент заполнения дислокации в стационарных условиях определяется уравнением

$$\sigma v n(0)(1-f)=\beta f. \tag{1}$$

Здесь v — средняя скорость электронов, $n(0)$ — концентрация свободных электронов на вершине дислокационного барьера. Таким образом,

$$f=[1+\beta/\sigma v n(0)]^{-1}, \tag{2}$$

и чтобы определить зависимость f от электрического поля, следует знать зависимости величин σ и β от $\mathcal{E}$.

Для конкретного расчета этих величин возьмем модель краевой дислокации, предложенную в работе [1], где помимо электростатического поля учитывается еще и потенциальная энергия упругого поля дислокации:

$$U(r,\theta)=U_0\ln(R/r)-(Wb/r)\cos\theta+l\mathcal{E}r\cos\theta. \tag{3}$$

Здесь $U_0=2e^2/\varepsilon a$, ε — диэлектрическая проницаемость полупроводника, a — период решетки вдоль дислокации,

$$W=G(1-2\nu)/(1-\nu),$$

G — константа деформационного потенциала, ν — коэффициент Пуассона, $\mathbf{b}$ — вектор Бюргерса дислокации, R — радиус ридовского цилиндра заряженной дислокации. Выражение (3) записано в цилиндрических координатах r, θ, z. Ось z направлена вдоль оси дислокации, а вектор напряженности электрического поля параллелен оси x.

Для вычисления сечения захвата σ и коэффициента термической ионизации электронов с дислокационного центра β мы использовали также модель каскадного захвата, развитую в работе [2]. Во внешнем электрическом поле потенциальная яма вблизи дислокации искажается. Дискретным уровням энергии в такой яме соответствуют отрицательные значения полной энергии $|E|\leqslant\Delta$. Величина Δ определяется из условия $\partial E/\partial r=0$ при $r=r_s(\mathcal{E})$, где

$$r_s=U_0\big[(1+4Wbe\mathcal{E}/U_0^2)^{1/2}-1\big]/2e\mathcal{E},$$

$$\Delta=-U_0\ln\Big\{U_0R[(1+4Wbe\mathcal{E}/U_0^2)^{1/2}-1]/2Wb\Big\}+U_0[1+(4Wbe\mathcal{E})/U_0^2]^{1/2}. \tag{5}$$

Окончательные зависимости сечения захвата и коэффициента ионизации от приложенного поля имеют вид

$$\sigma(\xi)=\beta\left(\frac{2\pi\hbar^2}{mkT}\right)^{3/2}\frac{[(\Delta/kT)^2+\mu]^{\mu}}{v\mu^{\mu+3/2}\mathcal{U}(3/2,\mu+5/2,\mu)}\times\exp(E_D/kT), \tag{6}$$

$$\beta=\frac{mU_0^2Z_{s0}^2}{4l_0\pi\hbar^3}\exp[-(E_D-\Delta)/kT]\ln(Z_s/a). \tag{7}$$

Здесь $\mathcal{U}(x,y,z)$ — гипергеометрическая функция Куммера, $\mu=(\mathcal{E}/\mathcal{E}_0)^2$ — параметр, характеризующий степень разогрева электронов,

$$\mathcal{E}_0=(6mkT)^{1/2}(mG)^2kT/\pi e\rho s^2\hbar^4,$$

m — масса электрона, ρ — плотность кристалла, s — скорость звука в кристалле,

$$r_{s0}=Wb/U_0;$$

E_D — глубина дислокационного уровня; величина l_0 связана с длиной свободного пробега l, обусловленной рассеянием на акустических фононах, соотношением $l_0=l(kT/2ms^2)$, k — постоянная Больцмана.

Подставляя (6) и (7) в (2), для коэффициента заполнения получим

$$f = 1 + \frac{2}{n_d}\left(\frac{mkT}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} \frac{\mu^\mu Q\left(\frac{3}{2}, \mu + \frac{5}{2}, \mu\right)}{[(\Delta/kT)^2 + \mu]^\mu} \times \exp\left[-\frac{E_D - e\varphi(0)}{kT}\right], \tag{8}$$

где n_d — концентрация обьемных доноров.

В пределе слабого электрического поля, когда $\mu \ll 1$ и $\mu^\mu Q\left(\frac{3}{2}, \mu + \frac{5}{2}, \mu\right) \to 1$ (см. [3]), формула (8) принимает обычный вид

$$\left[1 + \exp\left(-\frac{E_D - e\varphi(0) + \eta_0}{kT}\right)\right]^{-1}. \tag{9}$$

$\eta_0 = kT\ln(N_c/n_d)$ — невозмущенное значение химического потенциала электронов в кристалле, N_c — эффективная плотность состояний.

В пределе сильного электрического поля $\mu \gg 1$ выражение (8) принимает вид

$$f = \left\{1 + \frac{1}{2\pi n_d}\left(\frac{mkT_e}{\hbar^2}\right)^{3/2}\left(\frac{2}{3}\right)^{3/4}\frac{\Gamma\left(\frac{3}{4}\right)}{\sqrt{2}} \times \exp\left[-\frac{E_D - \Delta}{kT} + \frac{3}{2}\left(\frac{\Delta}{kT_e}\right)^2 + \frac{e\varphi(0)}{kT}\right]\right\}^{-1}. \tag{10}$$

Здесь $kT_e = e\mathcal{E}l\delta^{-1}$ — температура электронной подсистемы в электрическом поле, $\delta = ms^2/kT$ — параметр квазиупругого рассеяния, $\Gamma(x)$ — гамма-функция.

Из (10) видно, что с ростом электрического поля величина f уменьшается. Это связано с тем, что в сильных электрических полях глубина дислокационной ямы уменьшается. Поэтому процесс ионизации доминирует над процессом захвата, что и приводит к уменьшению f.

3. Заметим, что при получении формул для σ и β мы предполагали, что $kT_e \gg \Delta$ и $T_e \gg T$. К этим неравенствам надо еще добавить неравенство $1 < r_s(\mathcal{E})/l \ll \delta^{-1}$, которое соответствует, с одной стороны, применимости модели каскадного захвата, а с другой — зависимости функции распределения связанных на дислокации электронов от их полной энергии.

Теперь оценим область применимости формул (9) и (10) по электрическому полю. Для кристалла Si: $a \simeq 5 \cdot 10^{-10}$ м, $m \simeq 2.4 \cdot 10^{-31}$ кг, $s \simeq 5 \cdot 10^3$ м/с, $\rho \simeq 2.3 \cdot 10^3$ кг/м^3, $G \simeq 10^{-18}$ Дж, а $\mathcal{E}_0 \simeq 10^3$ В/м при $T = 300$ K, т. е. формула (9) справедлива, когда $\mathcal{E} \ll 10^3$ В/м, а формула (10) — при $\mathcal{E} > 10^3$ В/м.

Список литературы

[1] V.B. Shikin, N.I. Shikina. Phys. St. Sol. (a), **108**, 669 (1988).

[2] В.Н. Абакумов, И.Н. Яссиевич, В.И. Перель. ФТП, **12**, 3 (1978).

[3] *Справочник по специальным функциям* (М., Наука, 1978) с. 321.

Редактор Т.А. Полянская