

01;06

Характер зависимости времен жизни электронов и дырок от концентрации основной рекомбинационной примеси при наличии побочных центров захвата носителей

© В.А. Холоднов, П.С. Серебренников

Теоретический отдел Государственного научного центра
Российской Федерации НПО "Орион", Москва

Поступило в Редакцию 30 июля 1997 г.

Показано, что эффект сильного роста времен жизни носителей с ростом в некотором диапазоне значений концентрации рекомбинационной примеси может реализоваться и при наличии побочной (фоновой) глубокой примеси. Могут возникнуть даже два максимума.

В работах [1–3] теоретически показано, что при примесной рекомбинации неравновесных носителей в полупроводниках [4–7] времена жизни как электронов τ_n , так и дырок τ_p могут возрастать на несколько порядков при увеличении концентрации рекомбинационных центров N . Существенно, что положение максимумов функций $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$ совпадает со значением N , при котором амбиполярная подвижность носителей обращается в ноль, о чем впервые сообщалось в трудах симпозиума [8]. Вследствие этого даже при сильной рекомбинации носителей на токовых контактах устраняется [9] известное отрицательное свойство собственной фотопроводимости полупроводника [10–12] — насыщение фотоэлектрического усиления с ростом напряженности электрического поля E .

Эти результаты получены в простейшей модели, когда имеются мелкие, полностью ионизованные доноры с концентрацией N_D и минусодозарядные и нейтральные глубокие акцепторы с концентрациями N_- и $N_0 = N - N_-$ (одноуровневое приближение). На участках роста времен жизни [2,3] $\sigma \equiv N_-^e / N_0^e \gg 1$, где N_-^e и N_0^e — соответствующие равновесные концентрации. Это неравенство означает, что может

оказаться существенным захват электронов заряженными центрами, что в [1–3] не учитывалось. Такой учет проведен в [13], где в приближении двухуровневой рекомбинационной примеси показано, что зависимости $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$, как и для одноуровневой задачи [1–3], могут иметь участок гигантского роста. По той же причине может оказаться существенным захват электронов побочной (фоновой) примесью. Поэтому актуально выяснить, могут ли быть функции $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$ сильно не-монотонными при наличии побочных центров захвата, чему и посвящено данное сообщение. Рассмотрено, как и в [1–3,13], слабое отклонение от равновесного состояния, что реализуется, например, при регистрации на основе полупроводников слабого оптического излучения. В отличие от работ [1–3] считается, что есть еще одна (побочная) глубокая примесь, допустим акцепторная, которая может находиться в тех же зарядовых состояниях, что и основная, и имеет концентрацию $\tilde{N} \ll N_D$ (параметры побочной примеси обозначаются верхним знаком \sim).

Пусть неравновесные электроны и дырки с концентрациями $\Delta n = n - n_e$ и $\Delta p = p - p_e$ возникают либо за счет межзонной генерации, либо за счет инжекции из контактов (n и p — концентрации электронов и дырок, а n_e и p_e — их равновесные значения). Нейтральные атомы основной и побочной примесей захватывают электроны с вероятностями w_n и \tilde{w}_n , а также термически генерируют дырки; заряженные центры захватывают дырки с вероятностями w_p и \tilde{w}_p , а также термически генерируют электроны. Поэтому скорости рекомбинации электронов $R_n = \mathcal{R}_n + \tilde{\mathcal{R}}_n$ и дырок $R_p = \mathcal{R}_p + \tilde{\mathcal{R}}_p$ состоят из соответствующих парциальных составляющих

$$\mathcal{R}_n = w_n n N_0 - w_n \delta^{-1} n_e N_-, \quad \tilde{\mathcal{R}}_n = \tilde{w}_n n \tilde{N}_0 - \tilde{w}_n \delta^{-1} n_e \tilde{N}_-, \quad (1)$$

$$\mathcal{R}_p = w_p p N_- - w_p \delta p_e N_0, \quad \tilde{\mathcal{R}}_p = w_p p \tilde{N}_- - w_p \delta p_e \tilde{N}_0, \quad (2)$$

где $\tilde{\delta} = \tilde{N}_-^e / \tilde{N}_0^e = \delta \cdot (n_t / \tilde{n}) = \delta \cdot (\tilde{p}_t / p_t)$; n_t , p_t и \tilde{n}_t , \tilde{p}_t — равновесные концентрации носителей при совпадении энергий уровня Ферми \mathcal{E}_F и соответствующего глубокого уровня \mathcal{E}_t или $\tilde{\mathcal{E}}_t$. В стационарном случае

$$\mathcal{R}_n = \mathcal{R}_p, \quad \tilde{\mathcal{R}}_n = \tilde{\mathcal{R}}_p. \quad (3)$$

Следуя работам [2,3,13], запишем, что

$$N = \frac{n_t(1 + \delta)}{2\delta^2} \left(4 \frac{p_t}{n_t} + 2 \frac{N_D}{n_t} \delta - \delta^2 \right) - \frac{\tilde{\delta}(1 + \delta)}{\delta(1 + \tilde{\delta})} \tilde{N}. \quad (4)$$

При малых отклонениях концентраций носителей и их центров захвата от равновесных значений можно произвести линеаризацию соотношений (1), (2) относительно этих отклонений. Тогда, учитывая уравнение Пуассона, аналогично работам [3,13] получим, что

$$R_n = \frac{\Delta n}{\tau_n} + a_n \operatorname{div}(\Delta E), \quad R_p = \frac{\Delta p}{\tau_p} + a_p \operatorname{div}(\Delta E), \quad (5)$$

где

$$\frac{1}{\tau_n(\delta)} = \frac{\delta n_t}{2} \left[w_n \left(x_1 - \frac{x_2}{\delta} \right) + \tilde{w}_n \left(x_3 - \frac{x_4}{\tilde{\delta}} \right) \right] + \frac{w_n N}{1 + \delta} + \frac{\tilde{w}_n \tilde{N}}{1 + \tilde{\delta}}, \quad (6)$$

$$\frac{1}{\tau_p(\delta)} = \frac{2p_t}{\delta x_5} \left[w_p (x_2 - \delta x_1) + \tilde{w}_p (x_4 - \delta x_3) \right] + \frac{w_p \delta N}{1 + \delta} + \frac{\tilde{w}_p \tilde{\delta} \tilde{N}}{1 + \tilde{\delta}}, \quad (7)$$

зависимости x_1, x_2, x_3, x_4 и x_5 от δ определяются системой уравнений

$$x_1 + x_2 = x_3 + x_4 = 0, \quad x_5 - x_2 - x_4 = 1, \quad (8)$$

$$\left(\frac{w_n n_t}{2} + \frac{2w_p p_t}{\delta} \right) (\delta x_1 - x_2) = \frac{N}{1 + \delta} (\delta w_p x_5 - w_n), \quad (9)$$

$$\left(\frac{\tilde{w}_n \tilde{n}_t}{2} + \frac{2\tilde{w}_p \tilde{p}_t}{\tilde{\delta}} \right) (\tilde{\delta} x_3 - x_4) = \frac{\tilde{N}}{1 + \tilde{\delta}} (\tilde{\delta} \tilde{w}_p x_5 - \tilde{w}_n), \quad (10)$$

$a_n(\delta)$ и $a_p(\delta)$ — некоторые коэффициенты, ΔE — изменение напряженности электрического поля за счет отклонения $n, p, N_0, N_-, \tilde{N}_0$ и \tilde{N}_- от своих равновесных значений. Как и в [2,3,13], за τ_n и τ_p мы сохраняем терминологию времен жизни и при нарушении квазинейтральности.

Соотношения (4), (6)–(10) позволяют с помощью компьютера легко определить характер зависимостей $\tau_p(N)$ и $\tau_n(N)$. Нами рассмотрен также случай побочной донорной глубокой примеси. Зависимости $\tau_p(N)$ для обоих случаев показаны на рис. 1 и 2. Видно, что функция $\tau_p(N)$ и при наличии побочных центров захвата может быть сильно немонотонной. В отличие от задачи с одной глубокой примесью [1–3] значение $N = N_{\max}$ в максимуме может заметно отличаться от N_D . Могут быть даже два максимума, хотя при этом уменьшается их величина τ_p^{\max} . Кратко поясним результаты расчета.

Рост τ_p при увеличении N обусловлен более быстрым по сравнению с N_-^e увеличением концентрации неравновесных нейтральных

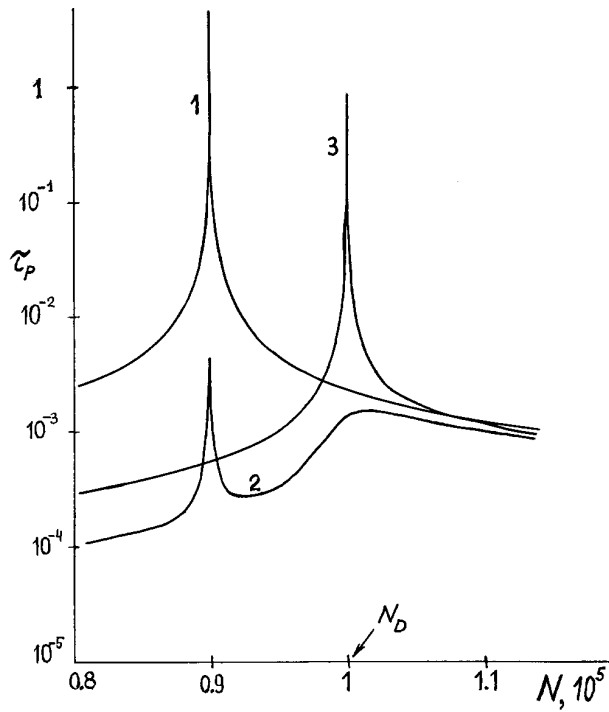


Рис. 1. Зависимость времени жизни дырок τ_p от концентрации основной рекомбинационной примеси N при наличии побочной рекомбинационной примеси акцепторного типа: 1 — $\tilde{n}_i/n_i = 10^{-1}$, 2 — $\tilde{n}_i/n_i = 10^3$, 3 — $\tilde{n}_i/n_i = 10^9$. Принято: $n_i = 10^{-4}n_i$, $N_D = 10^5 n_i$, концентрация побочной примеси $\tilde{N} = 10^{-1}N_D$, $w_p/w_n = 10^2$, $w_p = \tilde{w}_p$, $w_n = \tilde{w}_n$. Время жизни измерено в единицах $1/(n_i w_p)$, N — в единицах n_i , n_i — собственная концентрация носителей.

атомов основной глубокой примеси ΔN_0 , термически генерирующих дырки [2,3]. Из физики роста τ_p [2,3] следует, что в точке максимума можно записать

$$N_D + \tilde{N}_+^e(N) = N + \tilde{N}_-^e(N), \quad (11)$$

где \tilde{N}_+^e — концентрация равновесных заряженных атомов побочной донорной примеси. Если \tilde{n}_i/n_i примерно меньше порядка, то при

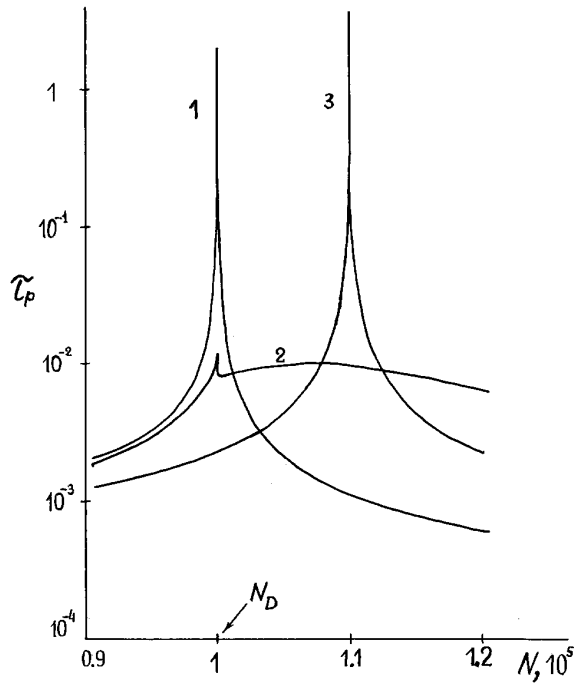


Рис. 2. Зависимость времени жизни дырок τ_p от концентрации основной рекомбинационной примеси N при наличии побочной рекомбинационной примеси донорного типа, которая может находиться в нейтральном и плюс-однозарядном состояниях. Заряженные атомы побочной примеси захватывают электроны с вероятностью \tilde{w}_n и термически генерируют дырки, а нейтральные атомы захватывают дырки с вероятностью \tilde{w}_p и термически генерируют электроны: 1 — $\tilde{n}_t/n_t = 10^{-1}$, 2 — $\tilde{n}_t/n_t = 50$, 3 — $\tilde{n}_t/n_t = 10^9$. Принято: $n_t = 10^{-4}n_i$, $N_D = 10^5 n_i$, концентрация побочной примеси $\tilde{N} = 10^{-1}N_D$, $w_p/w_n = 10^2$, $w_p/\tilde{w}_p = 10^2$, $w_p = \tilde{w}_n$. Время жизни измерено в единицах $1/(n_i w_p)$, N — в единицах n_i , n_i — собственная концентрация носителей.

$N = N_{\max}$ всегда $\mathcal{E}_F > \tilde{\mathcal{E}}_t$. Поэтому при акцепторной побочной примеси (ситуация "а") $N_{\max} = N_D - \tilde{N} \equiv N_1$, а при донорной (ситуация "д") $N_{\max} = N_D$ (кривая 1). Если же \tilde{n}_t очень велико, то при $N = N_{\max}$ всегда $\mathcal{E}_F < \tilde{\mathcal{E}}_t$. Поэтому $N_{\max} = N_D$ в ситуации "а" и $N_{\max} = N_D + \tilde{N} \equiv N_2$ в ситуации "д" (кривая 3).

При промежуточных значениях \tilde{n}_t (кривая 2) в точке 1-го максимума $\mathcal{E}_F > \tilde{\mathcal{E}}_t$, а в точке 2-го $\mathcal{E}_F < \tilde{\mathcal{E}}_t$. Поэтому $N_{\max}^{(1)} = N_1$, $N_{\max}^{(2)} = N_D$ в ситуации "а" и $N_{\max}^{(1)} = N_D$, $N_{\max}^{(2)} = N_2$ в ситуации "д". Уменьшение τ_p^{\max} обусловлено тем, что опускание \mathcal{E}_F ниже $\tilde{\mathcal{E}}_t$ вызывает интенсивный захват неравновесных электронов на побочный уровень и тем самым ослабление роста совокупной (основной плюс побочной) концентрации неравновесных центров тепловой генерации дырок. Последнее не происходит при очень больших значениях \tilde{n}_t из-за малой вероятности термической генерации дырок в этом случае.

Картина, аналогичная изображенной на рис. 1 и 2, имеет место и для зависимости $\tau_n(N)$.

Авторы благодарны Российскому фонду фундаментальных исследований за поддержку данной работы (грант № 96-02-17196).

Список литературы

- [1] Другова А.А., Холоднов В.А. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 1. С. 23–27.
- [2] Другова А.А., Kholodnov V.A. // Solid-St. Electron. 1995. V. 38. N 6. P. 1247–1252.
- [3] Холоднов В.А. // ФТП. 1996. Т. 30. N 6. С. 1011–1025.
- [4] Блекмор Дж.С. Статистика электронов в полупроводниках. М.: Мир, 1964. 392 с.
- [5] Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М.: Мир, 1977. 562 с.
- [6] Смит Р. Полупроводники. М.: Мир, 1982. 600 с.
- [7] Блейкмор Дж. Физика твердого тела. М.: Мир, 1988. 608 с.
- [8] Другова А.А., Kholodnov V.A. // Proceed. of International Semicond. Device Research Symp. Charlottesville. USA. 1995. V. 1. P. 197–200.
- [9] Холоднов В.А., Другова А.А. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 2. С. 80–87.
- [10] Chachat-Diamandy J., Kidron I. // Infr. Phys. 1981. V. 21. N 2. P. 105–115.
- [11] Beneking H. // IEEE Trans. on Elec. Devic. 1982. V. ED-29. N 9. P. 1420–1430.
- [12] Rogalski A. with contrib. by Kimata M., Kocherov V.F., Piotrovski J., Sizov F.F., Taubkin I.I., Tubouchi N., Zaletaev N.B. Infrared photon detectors. Bellingham-Washington USA: SPIE Optical Engineering Press, 1995. 644 p.
- [13] Холоднов В.А., Серебrenников П.С. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 7. С. 39–45.