

06.1; 06.2

© 1992

О НЕМОНОТОННОЙ ЗАВИСИМОСТИ ВРЕМЕН ЖИЗНИ  
НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ  
ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ЦЕНТРОВ

А.А. Д р у г о в а, В.А. Х о л о д н о в

Казалось бы, что ответ на вопрос, каким образом времена жизни неравновесных электронов  $\tau_n$  и дырок  $\tau_p$  в полупроводниках с примесной рекомбинацией изменяются с ростом концентрации рекомбинационных центров  $N$  давно известен, а именно, за счет увеличения интенсивности захвата носителей их времена жизни падают [1-3]. В данном сообщении показано, что такое представление не вполне адекватно действительности - времена жизни неравновесных носителей могут и существенно расти (на порядок и более) с увеличением концентрации рекомбинационных центров.

Рассмотрим простейшую, однако достаточно распространенную одноуровневую ситуацию [1-4], когда полупроводник легирован мелкой, полностью ионизованной примесью одного типа (для определенности, донорной) с концентрацией  $N_d$ , а рекомбинация неравновесных носителей происходит через атомы глубокой акцепторной примеси, находящиеся в двух зарядовых состояниях (пусть в нейтральном и однократно отрицательно заряженном). Нейтральному состоянию рекомбинационной примеси соответствует концентрация атомов  $N_n$ , являющихся центрами захвата электронов и в то же время центрами тепловой генерации дырок, а заряженному - концентрация атомов  $N_p$ , которые являются центрами захвата дырок и центрами тепловой генерации электронов.

Пусть благодаря внешнему воздействию неравновесные (избыточные) электроны и дырки с концентрацией  $n$  и  $p$  соответственно возникают либо за счет межзонной генерации, либо за счет инжекционно-контактных процессов. В рассматриваемых условиях скорости рекомбинации электронов  $R_n$  и дырок  $R_p$ , при которой законы сохранения энергии и квазиимпульса выполняются за счет фононной подсистемы полупроводника (рекомбинация Шокли-Рида [1-4]), и  $N_p$  в стационарном случае можно записать в виде [5-7]:

$$R_n = R_p = R = \frac{n p + n_0 p + p_0 n}{n + \theta p + (1 + \delta^{-1})(n_0 + \delta \theta p_0)}, \quad (1)$$

$$N_p = \frac{(n + \delta \theta p_0 + n_0) N}{n + \theta p + (1 + \delta^{-1})(n_0 + \delta \theta p)} = N - N_n, \quad (2)$$

где  $\theta = \frac{\omega_p}{\omega_n}$ ,  $\omega_n$  и  $\omega_p$  - вероятность захвата электрона и дырки на соответствующий центр,  $\delta = \frac{N_p^0}{N_n^0}$  индекс „0“ указывает на равновесные значения соответствующих величин. Подставляя выражение (2) в уравнение Пуассона, найдем, что при выполнении условия квазинейтральности связь между неравновесными концентрациями электронов  $n$  и дырок  $p$  можно представить в виде

$$n = -\frac{\theta+1}{2} \left( \frac{\theta-1}{\theta+1} \rho + \rho_1 \right) + \frac{\theta+1}{2} (\rho + \rho_1) \sqrt{1 + \frac{\rho_1^2 \rho}{\rho_2 (\rho_1 + \rho)^2}}, \quad (3)$$

где

$$\rho_1 = \frac{N_n^0 (1 + \delta^{-1}) (n_0 + \delta \theta \rho_0)}{\theta + 1}, \quad \rho_2 = \frac{(\theta + 1)^2 \rho_1^2}{4(\delta \theta - 1) N_n^0}. \quad (4)$$

При низких уровнях возбуждения, когда

$$\rho \ll \min \{ \rho_1; \rho_2 \}, \quad (5)$$

из выражения (3) следует, что

$$n = \frac{\delta \theta N_n (1 + \delta)(1 + \delta^{-1})(n_0 + \delta \theta \rho_0)}{N_n (1 + \delta)(1 + \delta^{-1})(n_0 + \delta \theta \rho_0)}. \quad (6)$$

Подставляя соотношение (6) в выражение (1), получим, что

$$R = \frac{\rho}{\tau_p} = \frac{n}{\tau_n}, \quad (7)$$

где

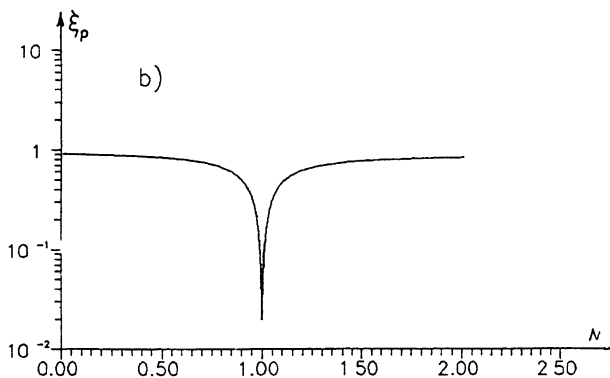
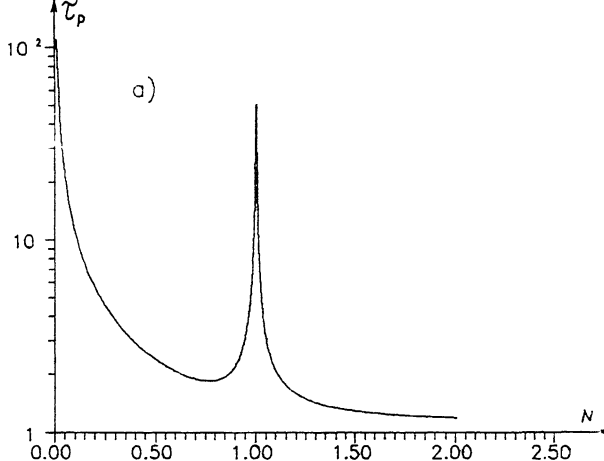
$$\tau_p = \tau_p^0 \cdot \left[ 1 - \frac{\delta \cdot (1 + \delta^{-1})^2 (\delta \theta - 1) \rho_0}{N_n + \delta (1 + \delta^{-1})^2 (n_0 + \delta \theta \rho_0)} \right]^{-1}, \quad (8)$$

время захвата неравновесных дырок на равновесные центры

$$\tau_p^0 = \frac{1 + \delta}{\delta N \omega_p}, \quad (9)$$

а время жизни неравновесных электронов определяется из соотношений (6)-(9).

В дальнейшем будем считать уровень захвата носителей достаточно глубоким, таким, что  $n_I, p_I \ll N_d$ , где  $n_I$  и  $p_I$  - концентрации электронов и дырок, когда положение уровня Ферми совпадает с положением рекомбинационного уровня. В этом случае для величины  $\delta$ , значение которой определяется уравнением нейтральности при равновесном состоянии полупроводника, можно получить следующую формулу [8]:



Зависимость времени жизни дырок (а) и отношения  $\xi_p^u = \frac{\xi_p^u}{\xi_p}$  (б) от концентрации рекомбинационных центров  $N$ . Время жизни измерено в единицах  $(N_A \omega_p)^{-1}$ , а  $N$  - в ед.  $N_A$ . Принято:  $\frac{2N_A}{n_I} = 10^6$ ,  $\frac{4\rho_I}{n_I} = 10^3$ ,  $\theta = 10^2$ .

$$\delta = \begin{cases} \frac{N_A - N}{n_I} - \frac{1}{2} - \sqrt{\left(\frac{N_A - N}{n_I} - \frac{1}{2}\right)^2 + 2 \frac{N_A + 2\rho_I}{n_I}}, & \text{если } \delta \geq 1, \\ \frac{N_A + 2\rho_I}{2(N - N_A) + n_I} + \sqrt{\left(\frac{N_A + 2\rho_I}{2(N - N_A) + n_I}\right)^2 + \frac{4\rho_I}{2(N - N_A) + n_I}}, & \text{если } \delta \leq 1. \end{cases} \quad (10)$$

Анализ выражений (6)–(10) показывает, что при определенных параметрах рекомбинационного уровня времена жизни неравновесных носителей являются сильно немонотонными функциями концентрации

рекомбинационных центров. Ниже (см. рисунок) приведены результаты этого анализа для дырок в случае, когда  $4\theta\rho_I n_I \ll 2N_d n_I \ll (2\theta\rho_I)^2$  и  $\theta \geq 1$ .

Как видно из рисунка, при малых концентрациях  $N$  функция  $\tau_p(N)$  является падающей и совпадающей с функцией  $\tau_p^0(N)$ . Однако при  $N \approx N_1 = N_d - \sqrt{2\theta\rho_I N_d}$  функция  $\tau_p(N)$  достигает минимума, а затем существенно возрастает, достигая максимума при  $N \approx N_2 = N_d - \frac{1}{2}n_I$ . При  $N > N_2$  функция  $\tau_p(N)$  опять падает.

Физическая суть рассмотренной выше немонотонной зависимости состоит в следующем. При значениях  $N$ , меньших  $N_d$ , рекомбинационные центры практически полностью заполнены электронами. По этой причине время захвата дырки  $\tau_p^0$  много меньше времени захвата электрона на равновесные центры  $\tau_n^0$ . Следовательно, появление избыточных свободных носителей приводит к появлению дополнительных, неравновесных центров тепловой генерации дырок. При увеличении значения  $N$  число равновесных центров захвата дырок растет быстрее, чем электронов, т.е.  $\tau_p^0$  падает быстрее, чем  $\tau_n^0$ . По этой причине растет концентрация неравновесных центров тепловой генерации дырок. В результате, начиная с некоторой концентрации  $N$ , скорость тепловой генерации дырок с неравновесных центров и скорость захвата неравновесных дырок на равновесные центры становятся близки друг другу, вследствие чего  $\tau_p$  начинает расти. При значениях  $N$ , больших  $N_d$ , равновесная концентрация дырочных ловушек  $N_p^0$  стабилизируется на уровне  $N_d$ , а электронных  $N_n^0$  — растет с увеличением  $N$ . Поэтому стабилизируется время захвата дырок  $\tau_p^0$ , уменьшается время захвата электронов  $\tau_n^0$ , уменьшается концентрация неравновесных центров тепловой генерации дырок и, следовательно, уменьшается их тепловая генерация с этих центров. Это означает, что  $\tau_p(N)$  опять падает с ростом  $N$ .

Таким образом, немонотонная зависимость времени жизни неравновесных носителей от концентрации рекомбинационных центров обусловлена слабым изменением степени заполнения рекомбинационного уровня при возникновении неравновесных носителей. Подчеркнем; что рассмотренный эффект реализуется при сколь угодно низких уровнях возбуждения. Отметим также, что с увеличением отношения  $\theta\rho_I$  к  $n_I$  интервал концентраций  $N$ , в котором  $\xi_p \equiv \tau_p^0 \cdot \tau_p^{-1} \ll 1$ , расширяется.

В статье [9] сообщалось о наличии минимума и участка небольшого роста в экспериментальной зависимости времени жизни неравновесных носителей от интенсивности потока бомбардирующих кремний электронов, создающих в нем глубокие центры захвата свободных носителей.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Б л е к м о р Дж.С. Статистика электронов в полупроводниках. М.: Мир, 1964. 387 с.

- [2] Болтакс Б.И., Бахадырханов М.К., Городецкий С.М., Куликов Г.С. Компенсированный кремний. Л.: Наука, 1972. 124 с.
- [3] Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М.: Мир, 1977. 564 с.
- [4] Смит Р. Полупроводники. М.: Мир, 1982. 558 с.
- [5] Осипов В.В., Стафеев В.И. // ФТП. 1967. Т. 1. № 12. С. 1795-1804.
- [6] Осипов В.В., Холоднов В.А. // ФТП. 1970. Т. 4. № 12. С. 2241-2252.
- [7] Осипов В.В., Холоднов В.А. // ФТП. 1971. Т. 5. № 7. С. 1387-1399.
- [8] Холоднов В.А. К теории инжекционных явлений в компенсированных полупроводниках. Канд. дисс., МФТИ, 1973. 158 с.
- [9] Wertheim G.K. // Phys. Rev. 1958. V. 109. N 4. P. 1086-1091.

Поступило в Редакцию  
23 декабря 1991 г.