

# Свойства точно компенсированных полупроводников

© С.Ж. Каражанов

Физико-технический институт,  
700084 Ташкент, Узбекистан

(Получена 5 апреля 1999 г. Принята к печати 27 января 2000 г.)

Исследуются свойства точно компенсированных полупроводников и сообщается об эффекте резкого роста сопротивления на несколько порядков с ростом концентрации глубоких примесей. Показано, что аномальный рост времени жизни, фотопроводимости и удельного темного сопротивления являются родственными эффектами. Показано, что полупроводник при этом становится чувствительным к изменениям температуры, интенсивности освещения в области зона-зонного и примесного поглощения, но эти эффекты инерционны. Максимальное значение времени жизни определяется зона-зонной оже-рекомбинацией, для которой предложено эмпирическое выражение. Приводится объяснение причины возникновения названных эффектов в рамках теории рекомбинации Шокли–Рида–Холла на примере кремния, легированного индием. Показано, что степень компенсации полупроводника можно определить из температурной зависимости равновесной концентрации носителей заряда.

## 1. Введение

Согласно традиционным представлениям, рост концентрации глубоких примесей приводит к росту скорости рекомбинации носителей заряда и, соответственно, к снижению их времени жизни, ограничивая тем самым функциональные возможности ряда полупроводниковых приборов (например, влияет на КПД солнечных элементов, темновой ток насыщения диодов и т.д.). Это представление коренным образом изменилось после открытия эффектов гигантского роста времен жизни электронов ( $\tau_n$ ) и дырок ( $\tau_p$ ) [1–4] и фотопроводимости [5]. Суть этих эффектов состоит в том, что с ростом концентрации рекомбинационных центров  $N_t$  в определенном узком интервале значений  $N_t$ , близких к концентрации мелкой легирующей примеси, времена жизни  $\tau_n$ ,  $\tau_p$  и фотопроводимость возрастают на несколько порядков. Следовательно, скорость рекомбинации носителей заряда  $U$  уменьшается. При этом преобладающими могут оказаться другие рекомбинационные процессы, не через глубокие примесные уровни, в частности зона-зонная оже-рекомбинация, влияние которой в [1–5] не рассматривалось. Кроме того, результаты работ [1–5] справедливы только для низких уровней возбуждения, когда концентрация избыточных носителей много меньше, чем плотность основных носителей заряда.

Цель данной работы — исследование времен жизни электронов и дырок в полупроводниках с учетом оже-рекомбинации и при произвольном уровне возбуждения. Сообщается о возможности появления в этих условиях роста удельного темного сопротивления и спада суммарной концентрации носителей заряда на несколько порядков, а также повышенной чувствительности полупроводника к вариациям интенсивности освещения в области зона-зонного и примесного поглощения.

## 2. Теоретическая модель

Рассмотрим кристаллический кремний, содержащий мелкие доноры с концентрацией  $N_d$  и глубокие акцепторы с концентрацией  $N_t$ , в качестве которых выступает примесь индия. Поскольку атом индия в кремнии является моноэнергетическим центром, скорость рекомбинации через него ( $U$ ), а также соответствующие времена жизни электронов ( $\tau_n^*$ ) и дырок ( $\tau_p^*$ ) можно оценить в рамках теории рекомбинации Шокли–Рида–Холла:

$$U = \frac{N_t C_n C_p (np - n_i^2)}{C_n(n + n_1) + C_p(p + p_1)}, \quad (1)$$

$$\tau_n^* = \frac{\Delta n}{U}, \quad (2)$$

$$\tau_p^* = \frac{\Delta p}{U}, \quad (3)$$

где  $n = n_0 + \Delta n$ ,  $p = p_0 + \Delta p$  — полные концентрации,  $n_0$ ,  $p_0$  — равновесные,  $\Delta n$ ,  $\Delta p$  — избыточные концентрации электронов и дырок соответственно.  $C_n$ ,  $C_p$  — коэффициенты рекомбинации электронов и дырок, которые в соответствии с [6–8] оценивались по эмпирическим формулам

$$C_n = 6 \cdot 10^{-9} T^{-0.5}, \quad (4)$$

$$C_p = 8 \cdot 10^{-4} T^{-1.5}; \quad (5)$$

$n_i = (N_c N_v) \exp[-E_g/2kT]$  — собственная концентрация носителей заряда,  $T$  — температура образца,  $N_c = 3 \cdot 10^{19} (T/300)^{1.5}$ ,  $N_v = 10^{19} \cdot (T/300)^{1.5}$  — плотности состояний электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне;  $k$  — постоянная Больцмана;  $E_g$  — ширина запрещенной зоны, которая изменяется с температурой [9] и уровнем легирования [10] в соответствии с соотношением

$$E_g(T, N_d) \approx E_g(T = 0, N_d = 0) - 0.00024T - 0.148 (N_d \cdot 10^{-20})^{0.325}; \quad (6)$$

$n_1 = N_c \exp[(\Delta E - E_g)/kT]$ ,  $p_1 = N_v \exp[-\Delta E/kT]$  — статистические множители Шокли–Рида,  $\Delta E = 0.156$  эВ —

глубина залегания энергетического уровня примеси индия, отсчитанная от края валентной зоны.

К настоящему времени можно считать установленным тот факт, что время жизни в монокристаллическом кремнии, практически не содержащем глубоких примесей, определяется зона-зонной оже-рекомбинацией [11]. В случае, когда концентрация глубоких примесей достаточно велика, времена жизни определяются двумя процессами рекомбинации — через моноэнергетические глубокие центры и зона-зонной оже-рекомбинацией, так что суммарные времена жизни  $\tau_n$ ,  $\tau_p$  описываются выражениями [11]

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{1}{\tau_n^*} + \frac{1}{\tau_A}, \quad (7)$$

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau_p^*} + \frac{1}{\tau_A}, \quad (8)$$

где  $\tau_A$  — время жизни, определяемое зона-зонной оже-рекомбинацией. Используя экспериментальные результаты [11], можно легко вывести следующее эмпирическое выражение для  $\tau_A$ :

$$\tau_A = 2.86 \cdot 10^{17} N_d^{-1.3} \exp(0.36 N_d^{-0.1} T), \quad (9)$$

справедливое в интервале значений  $N_d = 10^{16} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и  $T = 100 - 500 \text{ К}$ .

Равновесная и избыточная концентрации электронов и дырок определяются из уравнения для их темпов захвата и обратного теплового выброса с примесных уровней [1] и из условия полной электронейтральности, которое в нашем случае можно записать в виде

$$p + N_d = n + N_t^-, \quad (10)$$

где  $N_t^- = N_t - N_t^0$ , а  $N_t^0$  и  $N_t^-$  — концентрации нейтральных и заряженных примесей соответственно. Связь между величинами  $N_t$ ,  $N_t^0$  и  $N_t^-$  можно найти из соотношений  $N_t^0 = N_t(1 - f)$  и  $N_t^- = N_t f$ , где  $f$  — степень заполнения глубокой примеси электронами, которая в соответствии с теорией рекомбинации Шокли-Рида-Холла имеет вид

$$f = \frac{C_n n + C_p p_1}{C_n(n + n_1) + C_p(p + p_1)}. \quad (11)$$

Полные подвижности носителей заряда  $\mu_n$ ,  $\mu_p$  определяются рассеянием на тепловых колебаниях решетки ( $\mu_n^*$ ,  $\mu_p^*$ ), а также на нейтральных ( $\mu_A$ ) и заряженных ( $\mu_I$ ) примесях (см., например, [12]):

$$\frac{1}{\mu_n} = \frac{1}{\mu_n^*} + \frac{1}{\mu_A} + \frac{1}{\mu_I}, \quad (12)$$

$$\frac{1}{\mu_p} = \frac{1}{\mu_p^*} + \frac{1}{\mu_A} + \frac{1}{\mu_I}, \quad (13)$$

где

$$\mu_A = 1.56 \cdot 10^{20} (N_t^0)^{-1}, \quad (14)$$

$$\mu_I = \frac{3.16 \cdot 10^{15} T^{1.5}}{N_t \ln(1 + 2 \cdot 10^4 T N_t^{-1/3})}, \quad (15)$$

$$\mu_n^* = 1300 (300/T)^2, \quad (16)$$

$$\mu_p^* = 500 (300/T)^{2.7}. \quad (17)$$

Удельное сопротивление определяется обычной формулой

$$\rho = (q\mu_n n + q\mu_p p)^{-1}, \quad (18)$$

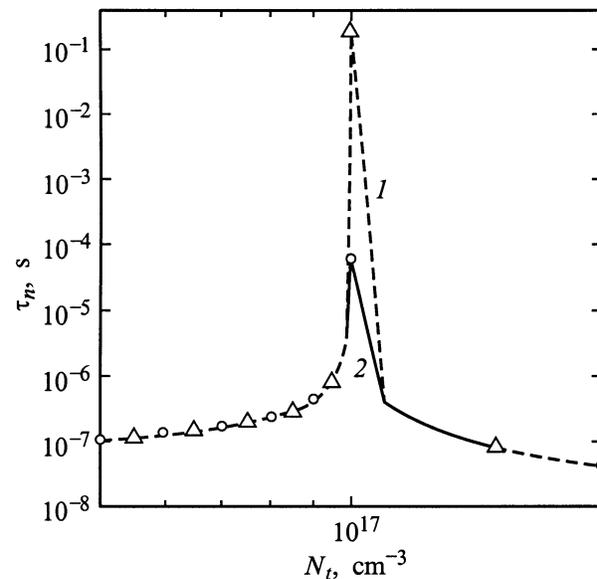
где  $q$  — заряд электрона.

Проведем для обычного монокристаллического кремния численную оценку зависимости времен жизни основных и неосновных носителей заряда, подвижности и удельного сопротивления от концентрации индия в диапазоне  $N_t = 10^{16} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$  при различных значениях концентрации мелких доноров  $N_d = 10^{16} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$  в широком интервале температур  $T = 200 - 500 \text{ К}$ .

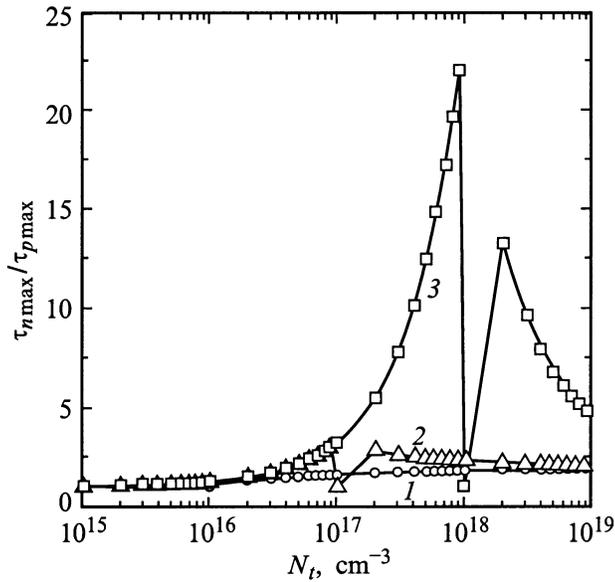
### 3. Результаты и обсуждение

#### 3.1. Времена жизни электронов и дырок

Времена жизни электронов ( $\tau_n$ ) и дырок ( $\tau_p$ ) рассчитываются по формулам (1)–(11), в условиях низкого уровня инжекции  $\Delta n = 0.1 n_i$  ( $n_i$  — собственная концентрация электронов), при  $T = 260 - 500 \text{ К}$ ,  $N_d = 10^{16}$ ,  $10^{17}$  и  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ . На рис. 1 приведена зависимость  $\tau_n$  от  $N_t$  при  $T = 300 \text{ К}$  для концентрации мелких доноров  $N_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Анализ полученных результатов показал, что  $\tau_n$  и  $\tau_p$  сначала убывают с ростом концентрации глубоких ловушек  $N_t$  при  $N_t < N_d$ ,



**Рис. 1.** Зависимость времени жизни электронов от концентрации центров рекомбинации  $N_t$  при  $T = 300 \text{ К}$ ,  $\Delta n = 0.1 n_i$  и уровне легирования  $N_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}$  с учетом зона-зонной оже-рекомбинации (1) и без учета (2).



**Рис. 2.** Зависимость отношения максимального времени жизни электронов  $\tau_{n\max}$  к времени жизни дырок  $\tau_{p\max}$  от концентрации глубоких центров  $N_t$  при  $\Delta n = 0.1n_i$  и концентрациях мелких доноров  $N_d = 10^{16}$  (1),  $10^{17}$  (2),  $10^{18}$   $\text{см}^{-3}$  (3).

а затем возрастают при  $N_t \lesssim N_d$  (рис. 1). Максимальные значения  $\tau_{n\max}$  и  $\tau_{p\max}$  наблюдаются при  $N_t = N_d$ . Это означает, что данный эффект есть характерное свойство точно компенсированного полупроводника. Такой вывод согласуется с результатами работ [1–5].

На рис. 1 приведена только зависимость  $\tau_n(N_t)$ , поскольку зависимость  $\tau_p(N_t)$  аналогична и качественно повторяет ход  $\tau_n(N_t)$ . При этом численные значения  $\tau_n$  и  $\tau_p$  могут сильно различаться (рис. 2). Нами исследована зависимость отношения  $\tau_{n\max}/\tau_{p\max}$  от  $N_t$  при  $T = 300$  К,  $\Delta n = 0.1n_i$  и  $N_d = 10^{16}$ ,  $10^{17}$  и  $10^{18}$   $\text{см}^{-3}$  (рис. 2). Анализ рис. 2 показал, что при  $N_d \leq 10^{17}$   $\text{см}^{-3}$  во всем рассмотренном интервале значений  $N_d$   $\tau_n \approx \tau_p$ , тогда как при  $N_d > 10^{17}$   $\text{см}^{-3}$   $\tau_n$  и  $\tau_p$  существенно отличаются друг от друга. Следовательно, в таких случаях при теоретическом исследовании процессов транспорта через кремниевую структуру необходимо учесть различие времен жизни электронов и дырок.

Для объяснения причины этого явления (рис. 2) разделим  $\tau_n^*$  (2) на  $\tau_p^*$  (3):

$$\frac{\tau_n^*}{\tau_p^*} = \frac{\Delta n}{\Delta p}. \quad (19)$$

Это означает, что различие  $\tau_n^*$  и  $\tau_p^*$  обусловлено различием избыточных концентраций  $\Delta n$  и  $\Delta p$ , связанных с захватом на глубокие примеси. В этом нетрудно убедиться, анализируя связь между  $\Delta n$  и  $\Delta p$ ,

$$\Delta n \approx \Delta p \left[ 1 + \frac{N_t p_1}{(p + p_1)(p_0 + p_1)} \right], \quad (20)$$

полученную из условия электронейтральности. Анализ проведем для случая  $p_0 \ll p_1$ , когда  $N_d > N_t$ . Выражение

(20) упрощается, и при  $\Delta p < p_1$   $\Delta n \approx \Delta p(1 + N_t/p_1)$ . Отсюда следует, что при  $N_t < p_1$   $\Delta n$  мало отличается от  $\Delta p$  и соответственно различие между  $\tau_n^*$  и  $\tau_p^*$  не существенно. Поскольку для примеси индия в кремнии  $p_1 \approx 4.7 \cdot 10^{16}$   $\text{см}^{-3}$ , то при  $N_t = N_d = 10^{16}$   $\text{см}^{-3}$  существенного различия между  $\tau_n^*$  и  $\tau_p^*$  не следует ожидать, что и видно из рис. 2. Когда  $N_t > p_1$ ,  $N_d > p_1$ , при  $N_t < N_d$  различие между значениями  $\Delta n$  и  $\Delta p$  (20), а также  $\tau_n^*$  и  $\tau_p^*$  (19) возрастает, что объясняет результаты на рис. 2 для  $N_t < N_d = 10^{17}$ ,  $10^{18}$   $\text{см}^{-3}$ .

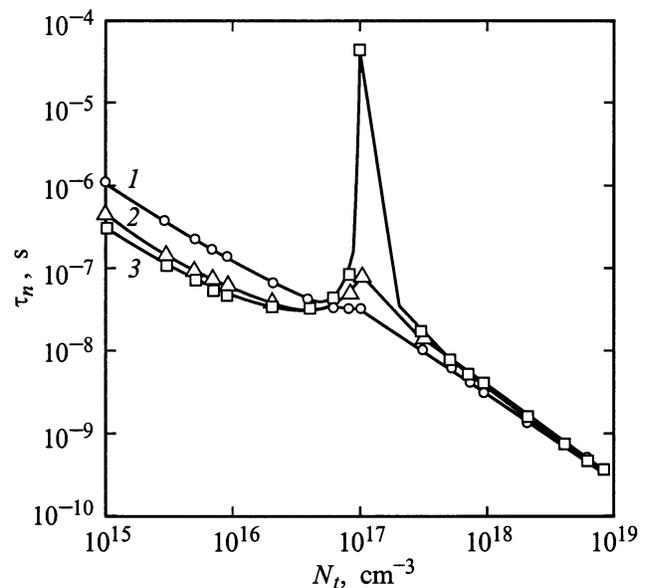
При  $N_t \geq N_d$  происходит резкий рост  $p_0$  с ростом  $N_t$ , так что становится  $p_0 > p_1$ . Выражение (20) упрощается и принимает вид

$$\Delta n \approx \Delta p \left( 1 + \frac{N_t p_1}{p_0^2} \right). \quad (21)$$

Поскольку для  $N_t > N_d$   $p_0$  возрастает с ростом  $N_t$ , то различие между  $\Delta n$  и  $\Delta p$ ,  $\tau_n^*$  и  $\tau_p^*$  уменьшается, что объясняет результаты на рис. 2 для  $N_t > N_d = 10^{17}$ ,  $10^{18}$   $\text{см}^{-3}$ .

На рис. 2 нетрудно заметить резкий спад отношения  $\tau_{n\max}/\tau_{p\max}$  до 1 при  $N_t = N_d = 10^{17}$ ,  $10^{18}$   $\text{см}^{-3}$ . Такой случай возможен, когда время жизни носителей заряда, связанного с глубокими примесями, становится больше определяемого зона-зонной оже-рекомбинацией. Тогда  $\tau_n \approx \tau_p$  и определяется оже-рекомбинацией.

Отметим, что результаты, приведенные на рис. 1 и 2, согласуются с выводами [1–5] только качественно, но не количественно. Дело в том, что в [1–5] максимальные значения времен жизни  $\tau_{n\max}$  и  $\tau_{p\max}$  исследованы без учета зона-зонной оже-рекомбинации, которую мы включили в рассмотрение. Оказалось, что значения  $\tau_{n\max}$ ,



**Рис. 3.** Зависимость времени жизни электронов от концентрации центров рекомбинации  $N_t$  при  $T = 300$  К, уровне легирования  $N_d = 10^{17}$   $\text{см}^{-3}$  и инъекции  $\Delta n/n_i = 10^4$  (1),  $10$  (2),  $0.1$  (3).

$\tau_{p \max}$ , оцененные без учета  $\tau_A$ , в  $\sim 1000$  раз больше найденных с учетом  $\tau_A$  (рис. 1).

Следует отметить, что исследование  $\tau_n^*$  (2),  $\tau_p^*$  (3) приведено в [1] для низких уровней возбуждения,  $\Delta n, \Delta p \ll n_0, p_0$ , и подробно рассмотрены аналитически практически все наиболее важные случаи. В этой связи мы основное внимание уделили компьютерному моделированию зависимости  $\tau_n$  (7) и  $\tau_p$  (8) от концентрации избыточных носителей  $\Delta n, \Delta p$  для больших  $\Delta n$  и  $\Delta p$  при  $T = 300$  К,  $N_t, N_d = 10^{16} - 10^{18}$  см $^{-3}$ , когда зависимости  $\tau_n$  и  $\tau_p$  от  $N_t$  становятся нелинейными. Результаты в виде зависимости  $\tau_n(N_t)$  представлены на рис. 3 для  $N_d = 10^{17}$  см $^{-3}$  и  $\Delta n = 0.1n_i, n_i$  и  $10^4n_i$ . Нетрудно заметить на рис. 3, что  $\tau_{n \max}$  (и аналогично  $\tau_{p \max}$ ) уменьшается с ростом уровня возбуждения. При  $\Delta n \approx 10^4n_i$  максимумы в зависимостях  $\tau_n(N_t)$  и  $\tau_p(N_t)$  почти исчезают. Анализ рис. 3 показывает, что  $\tau_{n \max}$  и  $\tau_{p \max}$  очень чувствительны к изменениям интенсивности слабого оптического излучения. Эти моменты также необходимо учесть при исследовании транспортных свойств полупроводниковых структур.

### 3.2. Равновесная концентрация носителей заряда

В данном разделе дается интерпретация полученных зависимостей  $\tau_n$  и  $\tau_p$  от  $N_t$ , которые в отличие от трактовки [1–5] связаны со спадом суммы равновесной концентрации электронов и дырок  $n_0 + p_0$ . Анализ выражений (1)–(3) показал, что причиной полученной зависимости  $\tau_n^*$  и  $\tau_p^*$  от  $N_t$  является резкое уменьшение  $n_0 + p_0$  на несколько порядков. Проведено исследование зависимости концентрации электронов и дырок от кон-

центрации центров рекомбинации, результаты которого представлены на рис. 4. Когда  $N_d > N_t$ , основными носителями заряда являются электроны и, соответственно,  $p_0 \ll n_0 \approx N_d$ . При этом  $n_0$  слабо убывает с ростом  $N_t$ . Когда  $N_t \leq N_d$ , суммарная концентрация  $n_0 + p_0$  резко убывает на несколько порядков и становится меньшей, чем при  $N_t < N_d$  и  $N_t > N_d$ . При  $N_t = N_d$  все свободные электроны, поставляемые мелкими донорами, захватываются глубокими акцепторами. Поскольку число рекомбинирующих свободных электронов и дырок мало, скорость рекомбинации через глубокие примеси  $N_t$  (1) мала, а связанное с ней время жизни велико (рис. 1).

Анализ рис. 4 показывает, что при  $N_d < N_t$  основными носителями заряда становятся дырки, термически генерированные с уровня глубокой примеси, и происходит инверсия типа проводимости. В результате зависимость суммарной концентрации  $n_0 + p_0$  от  $N_t$  проходит через минимум. Этот минимум исчезает, если уровень глубокого акцептора расположен выше середины запрещенной зоны. При этом концентрация основных носителей заряда резко убывает до величины, определяемой электронами, термически генерированными с уровня глубокой примеси, но никакого минимума на зависимости  $n_0 + p_0$  от  $N_t$  наблюдаться не будет. Это означает, что результаты, представленные на рис. 1–4, существенно зависят от положения энергетического уровня глубокого акцептора в полупроводниках, легированных также мелкими донорами. Далее проведем анализ некоторых важных моментов.

а) Если энергетический уровень глубокого акцептора находится в нижней половине запрещенной зоны (например, примесь индия или таллия в кремнии), то  $n_1 \ll p_1$ . Соответственно сравнение времен жизни электронов  $\tau_n^*$  и дырок  $\tau_p^*$  при низких уровнях инжекции  $\Delta n \approx \Delta p \ll p_i, N_d$  и при  $N_d > N_t$

$$\tau^* \approx \tau_{n0} \frac{p_1}{n_0 + p_0}, \quad (22)$$

при  $N_d < N_t$

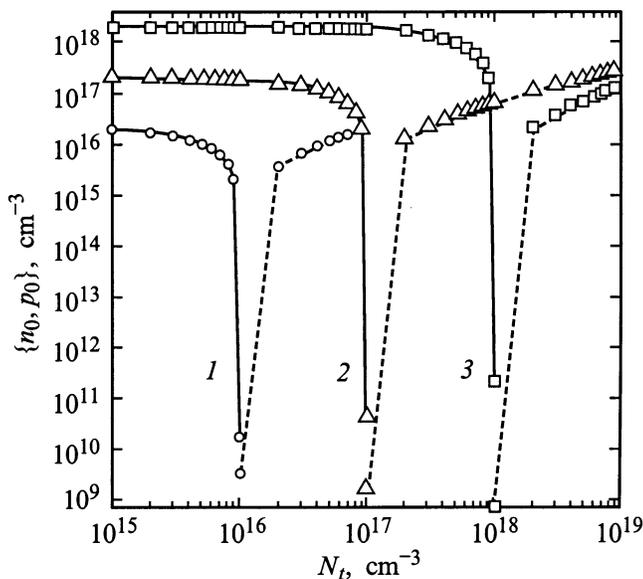
$$\tau^* \approx \tau_{n0} \left( 1 + \frac{p_1}{p_0} \right), \quad (23)$$

при  $N_d \approx N_t$

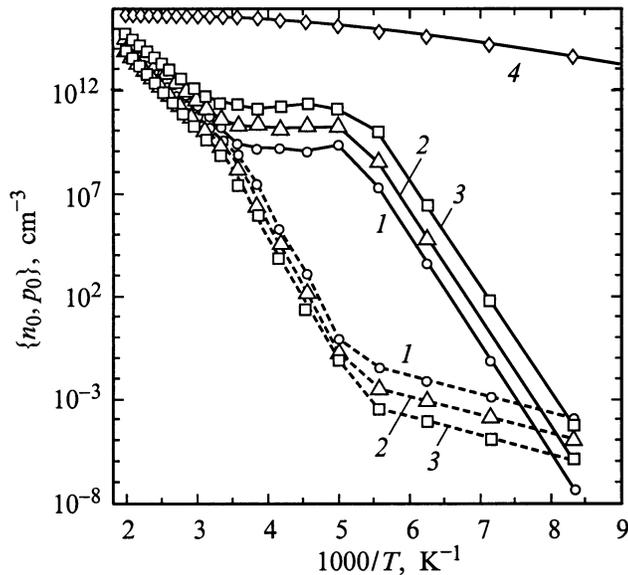
$$\tau^* \approx \tau_{n0} \frac{p_1}{2p_i} \quad (24)$$

показало, что время жизни при  $N_d = N_t$  на несколько порядков больше, чем при  $N_d > N_t$  и  $N_d < N_t$ , что объясняет результаты рис. 1. При этом скорость зонной оже-рекомбинации может стать доминирующим механизмом и определять максимальное значение времени жизни (рис. 1, сплошная кривая).

Как отмечено выше, выражение (24) получено для низких уровней инжекции,  $\Delta n \approx \Delta p \leq n_i$ . При больших  $\Delta n$  и  $\Delta p$  ( $\Delta n \approx \Delta p > n_i$ ) оно имеет вид  $\tau^* \approx \tau_{n0} 0.5 p_1 (p_0 + \Delta p)^{-1}$ . Отсюда следует, что максимальное значение времени жизни убывает с ростом



**Рис. 4.** Зависимость концентрации равновесных электронов (сплошная линия) и дырок (штриховая) от концентрации центров рекомбинации  $N_t$  при  $T = 300$  К,  $\Delta n = 0.1n_i$  и уровнях легирования  $N_d = 10^{16}$  (1),  $10^{17}$  (2),  $10^{18}$  см $^{-3}$  (3).



**Рис. 5.** Зависимость равновесной концентрации свободных электронов (сплошная линия) и дырок (штриховая) от температуры при  $N_d = N_t = 10^{16}$  (1),  $10^{17}$  (2),  $10^{18}$   $\text{см}^{-3}$  (3) и при  $N_d = 1.7 \cdot 10^{13}$   $\text{см}^{-3}$ ,  $N_t = 8.15 \cdot 10^{15}$   $\text{см}^{-3}$  (4) [6-8].

уровня возбуждения, полностью исчезая при  $\Delta p$ , сравнимой с  $p_1$ , что объясняет результаты, представленные на рис. 3.

б) Если уровень глубокого акцептора расположен в верхней половине запрещенной зоны, как это имеет место в кремнии с  $E$ -центром, то  $n_1 \gg p_1$ . Соответственно времена жизни электронов и дырок (2), (3) можно упростить следующим образом:

$$\tau_n^* \approx \tau_{p0} \frac{n + n_1}{n_0 \Delta p / \Delta n + p}, \quad (25)$$

$$\tau_p^* \approx \tau_{p0} \frac{n + n_1}{n + p_0 \Delta n / \Delta p}. \quad (26)$$

При малых концентрациях глубокой примеси,  $N_t < N_d$ , в силу соотношений (19) и (20) избыточные концентрации и времена жизни электронов и дырок практически не отличаются друг от друга. Следовательно,

$$\tau_n^* \approx \tau_p^* \approx \tau_{p0} \frac{n + n_1}{n_0 + p_0}. \quad (27)$$

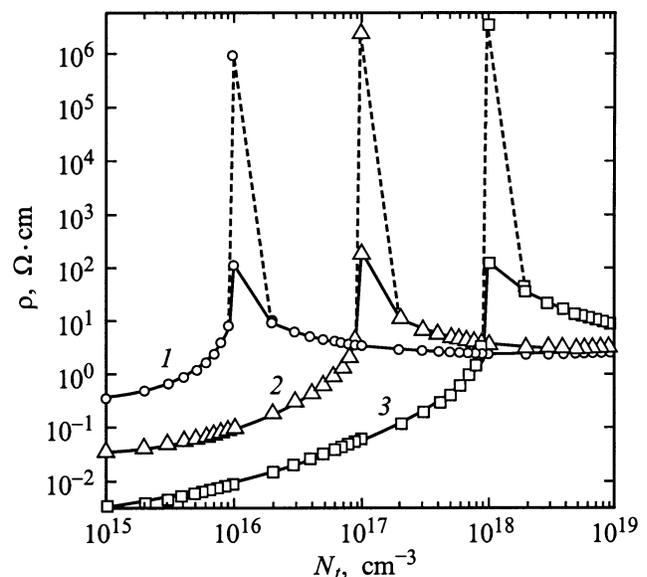
С ростом  $N_t$   $n_0$  убывает (рис. 4) и в соответствии с соотношением (20) отношение  $\Delta n / \Delta p$  возрастает. Следовательно, время жизни электронов (25) возрастает, а время жизни дырок (26) убывает. Когда  $N_t > N_d$ , равновесная концентрация дырок  $p_0$  становится больше, чем  $p_1$ , и возрастает с ростом  $N_t$ , что в соответствии с соотношением (20) приведет к убыванию отношения  $\Delta n / \Delta p$ . Следовательно,  $\tau_n^*$  (25) убывает, а  $\tau_p^*$  (26) может возрастать. Проведенное нами исследование времен жизни, связанное с  $E$ -центром в кремнии, подтверждает правильность данного результата.

в) Если глубокий акцептор является центром прилипания, уровень которого расположен очень близко к зоне проводимости, как, например,  $A$ -центр в кремнии, то  $p_1 \ll n_1, p_0$ . Тогда в соответствии с (20) отношение  $\Delta n / \Delta p$  убывает с ростом  $N_t$ . Следовательно,  $\tau_n^*$  и  $\tau_p^*$  могут убывать с  $N_t$  и не иметь никакого максимума. Проведенное нами исследование зависимости времен жизни от концентрации  $A$ -центров в кремнии подтверждает данный результат.

Далее нами исследована температурная зависимость  $n_0$  и  $p_0$  для трех случаев  $N_t = N_d = 10^{16}, 10^{17}$  и  $10^{18}$   $\text{см}^{-3}$ , а также для случая  $N_d \neq N_t$ ,  $N_d = 1.7 \cdot 10^{13}$   $\text{см}^{-3}$ ,  $N_t = 8.15 \cdot 10^{15}$   $\text{см}^{-3}$  (рис. 5). При  $N_t \neq N_d$  зависимость равновесной концентрации основных носителей заряда является монотонной функцией обратной величины температуры, тогда как при  $N_t = N_d$  эта зависимость более сложная (рис. 5). Это отличие можно использовать как один из признаков экспериментального определения, точно ли компенсирован полупроводник или нет.

### 3.3. Удельное сопротивление

Известно, что убывание суммы концентрации носителей заряда  $n_0 + p_0$  на несколько порядков (рис. 4) означает рост сопротивления полупроводника. Нами проведено исследование зависимости удельного сопротивления от концентрации ловушек  $N_t$  с учетом зависимости подвижностей  $\mu_n, \mu_p$  от температуры по формулам (12)–(17) при  $T = 300$  К,  $N_d = 10^{16}, 10^{17}$  и  $10^{18}$   $\text{см}^{-3}$  и уровнях инжекции  $\Delta n / n_i = 0.1, 10^4$ . Результаты приведены на рис. 6. Нетрудно видеть из рис. 6, что при  $N_d < N_t$



**Рис. 6.** Зависимость удельного сопротивления от концентрации центров рекомбинации  $N_t$  при  $T = 300$  К, уровнях легирования  $N_d = 10^{16}$  (1),  $10^{17}$  (2),  $10^{18}$   $\text{см}^{-3}$  (3) и инжекции  $\Delta n / n_i = 0.1$  (штриховая линия),  $\Delta n / n_i = 10^4$  (сплошная).

удельное сопротивление полупроводника  $\rho$  слабо возрастает с ростом  $N_t$  и резко возрастает на несколько порядков при  $N_t = N_d$ . Если  $N_t < N_d$ , то  $\rho$  слабо падает с ростом  $N_t$ . Эту особенность зависимости  $\rho(N_t)$  также можно использовать для определения степени компенсации полупроводника. Проведенное исследование температурной зависимости удельного сопротивления показывает, что  $\rho(T)$  повторяет ход зависимости  $n_0(T) + p_0(T)$ . При этом зависимости подвижностей  $\mu_n$  и  $\mu_p$  от концентрации нейтральной, заряженной примеси и температуры не вносят качественных изменений в ход  $\rho(T)$ . Температурный коэффициент максимального удельного сопротивления  $Q_T \equiv \rho_{\max}^{-1} d\rho_{\max}/dT$  при  $T > 300$  К сравним с соответствующим коэффициентом для терморезисторов, изготовленных из кремния, легированного марганцем [13].

### 3.4. Фоточувствительность

Анализируя (1)–(11), нетрудно убедиться в том, что большие значения времен жизни и темнового удельного сопротивления очень чувствительны к изменениям концентрации избыточных носителей, т. е. к интенсивности фотовозбуждения (рис. 3 и 6). Значение  $\rho_{\max}$  уменьшается с ростом  $\Delta n$  в интервале  $n_i \leq \Delta n \leq N_d$  (рис. 6), причем эту область можно расширить, увеличивая уровень легирования мелкими донорами  $N_d$ . Нижний предел чувствительности также можно сдвинуть, уменьшая  $n_i$ . Как правило, это можно сделать с помощью внешнего давления или за счет использования полупроводника с более широкой запрещенной зоной.

Анализ формул (1)–(3) показывает, что максимальное значение времени жизни носителей заряда уменьшается с ростом концентрации избыточных носителей (рис. 3) в интервале  $n_0 \leq \Delta n \leq p_1$ . При этом, чем меньше глубина залегания энергетического уровня центра рекомбинации, тем больше  $p_1$  и, соответственно, тем больше верхний предел чувствительности к вариациям  $\Delta n$ .

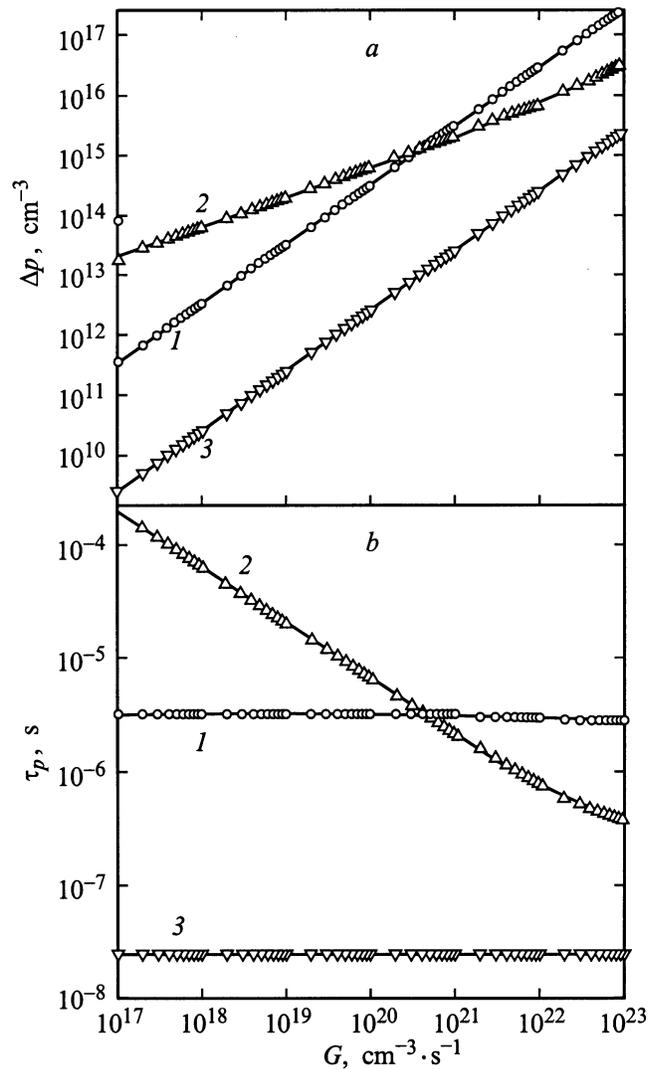
Нами проведены исследования зависимости  $\tau_{n \max}$ ,  $\tau_{p \max}$  и  $\rho_{\max}$  от интенсивности примесного освещения фотонами с энергией  $h\nu \geq E_g - \Delta E$ , осуществляющих фотостимулированный переход электронов с уровня примеси в зону проводимости. Для этой цели модифицированы выражения для скорости рекомбинации  $U$  (1) и времен жизни носителей заряда  $\tau_n^*$  (2) и  $\tau_p^*$  (3). При этом, аналогично [14], в (1) вместо  $\rho_1$  и  $n_1$  использованы следующие выражения:

$$n_1^* = n_1 + \tau_{n0} G_n, \quad (28)$$

$$p_1^* = p_1 + \tau_{p0} G_p, \quad (29)$$

$G_n$  и  $G_p$  — скорости генерации при освещении электронов в зону проводимости с примесного уровня и на примесный уровень из валентной зоны.

Проведенная нами оценка по формулам (28), (29) показала, что  $p_1 \gg \tau_{p0} G_p$ . Это означает преобладание термостимулированного электронного обмена



**Рис. 7.** Зависимость избыточной концентрации (а) и времени жизни дырок от скорости генерации фотоносителей  $G$  в кремнии с концентрацией мелких доноров  $N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , глубоких акцепторов  $N_t = 10^{15}$  (1),  $10^{16}$  (2),  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  (3) при  $T = 300$  К.

между уровнем глубокой примеси и валентной зоной над фотостимулированным обменом с участием этого же уровня. Кроме того,  $n_1 \ll \tau_{n0} G_n$ . Соответственно скорость фотостимулированного электронного обмена глубокой примеси с зоной проводимости преобладает над скоростью термостимулированного обмена.

Исследование проведено в температурном интервале  $T = 100\text{--}500$  К для уровней легирования  $N_d = 10^{16}\text{--}10^{18} \text{ см}^{-3}$  и концентраций центров рекомбинации  $N_t = 10^{16}\text{--}10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Анализ этих результатов показал высокую чувствительность максимальных значений времени жизни и удельного сопротивления к вариациям интенсивности освещения ( $\phi$ ) в области примесного поглощения с коэффициентами чувствительности  $Q_T \equiv \tau_{n \max}^{-1} d\tau_{n \max}/d\phi \approx 12$  и

$Q_p \equiv \rho_{n \max}^{-1} d\rho_{n \max} / d\phi \approx 10$ . Отметим, что значения  $Q_\tau$  и  $Q_p$  одного порядка с соответствующими коэффициентами для кремниевых фоторезисторов, легированных марганцем [13].

Следует отметить, что результаты на рис. 1–6 получены при разных избыточных концентрациях неосновных носителей заряда  $\Delta p$  без конкретизации, каким способом они созданы. На самом же деле значение  $\Delta p$  можно варьировать с помощью инжекции из контактов или освещением. Далее изучена зависимость избыточной концентрации  $\Delta p$  и времени жизни  $\tau_p$  от интенсивности освещения для кремния с концентрацией мелких доноров  $N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  при разных концентрациях глубокой примеси индия  $N_t = 10^{15}, 10^{16}$  и  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  при комнатной температуре. С этой целью решено кинетическое уравнение в стационарных условиях путем приравнивания скорости рекомбинации  $U$  (1) к скорости фотогенерации носителей заряда  $G$  ( $U = G$ ) совместно с уравнением электронейтральности (10) методом итерации. Таким способом найдена концентрация дырок, а затем по формулам (1)–(11) их время жизни  $\tau_p$  как функция скорости фотогенерации носителей заряда  $G$ . Результаты представлены на рис. 7. Нетрудно видеть из рис. 7, что избыточная концентрация и время жизни носителей заряда в точно компенсированном полупроводнике ( $N_t = N_d$ ) больше, чем в недокомпенсированном ( $N_t < N_d$ ) и перекомпенсированном ( $N_t > N_d$ ) полупроводниках. Такой результат особенно четко проявляется при слабых освещении, на несколько порядков меньших, чем при освещении от источника АМ1 интенсивностью  $100 \text{ мВт/см}^2$ . Следовательно, полупроводник чувствителен к слабому освещению, что подтверждает правильность результатов данной работы и согласуется с результатами работы [5].

#### 4. Заключение

Таким образом, темновое удельное сопротивление полупроводника может возрастать на несколько порядков с ростом концентрации глубокой примеси. Сравнение полученных в данной работе результатов с теоретическими результатами работ [1–5] показало, что аномальный рост удельного темнового сопротивления, времени жизни носителей заряда, фотопроводимости являются родственными эффектами и имеют место только в точно компенсированном полупроводнике. При этом полупроводник становится чувствительным к вариациям температуры, интенсивности при воздействии зона-зонным и примесным излучением. Причина возникновения эффектов связана с уменьшением на несколько порядков концентрации равновесных основных носителей заряда с ростом концентрации глубоких центров. Показано, что температурная зависимость равновесной концентрации точно компенсированного полупроводника,  $N_d = N_t$ , сильно отличается от аналогичной зависимости некомпенсированного полупроводника. Это отличие можно использовать как признак, характеризующий степень компенсации.

Необходимо подчеркнуть, что в условиях  $N_d = N_t$  непременно начинают играть существенную роль процессы зона-зонной оже-рекомбинации, что уменьшает максимальное значение времени жизни на несколько порядков (ср. штриховую и сплошную кривые рис. 1).

Рассмотренный эффект существенно зависит от положения энергетического уровня глубокого акцептора  $\Delta E$ . Если  $\Delta E$  расположен в нижней половине запрещенной зоны, то зависимости времен жизни электронов  $\tau_n$  и дырок  $\tau_p$  от концентрации акцептора проходят через максимум. Если  $\Delta E$  находится в верхней половине запрещенной зоны ближе к середине, то зависимость  $\tau_n(N_t)$  может иметь максимум, а  $\tau_p(N_t)$  проходит через минимум. Когда глубокий уровень расположен ближе к зоне проводимости, то  $\tau_n(N_t)$  и  $\tau_p(N_t)$  могут монотонно убывать с ростом  $N_t$ . Эти выводы справедливы для полупроводника с мелкими донорами и глубокими акцепторами при выполнении приведенных выше условий.

В заключение отметим, что высокая чувствительность полностью компенсированного полупроводника к внешним воздействиям широко используется на практике при изготовлении термо-, фото- и магниторезисторов [13], датчиков давления, температуры и магнитного поля [15].

Работа выполнена при финансовой поддержке Академии наук Республики Узбекистан. Автор благодарен DAAD (Germany) за финансирование его поездки в Institut für Solarenergieforschung (ISFH) Hameln, Emmerthal Germany. Считаю своим долгом поблагодарить проф. П.Т. Ландсберга (Southampton University, Southampton, UK), проф. А.Ю. Лейдерман за полезные обсуждения, а также Э.Н. Цой и А.С. Киракосян (Физико-технический институт АН Узбекистана, Ташкент, Узбекистан) за техническую помощь и критические замечания.

Работа выполнена в рамках NATO Linkage Grants по контракту PST SLG 975758.

#### Список литературы

- [1] А.А. Другова, В.А. Холоднов. Письма ЖТФ, **18**, 23 (1992).
- [2] В.А. Холоднов. ФТП, **30**(6), 1011 (1996).
- [3] A.A. Drugova, V.A. Kholodnov. Sol. St. Electron., **38**(6), 1247 (1995).
- [4] В.А. Холоднов, П.С. Серебрянников. Письма ЖТФ, **23**(7), 39 (1997).
- [5] В.А. Холоднов. Письма ЖЭТФ, **67**(9), 655 (1998).
- [6] A.G. Milnes. *Deep Impurities in Semiconductors* (J. Wiley & Sons, N.Y.–London–Sydney–Toronto, 1973).
- [7] J.S. Blakemore, C.E. Sarver. Phys. Rev., **173**, 767 (1968).
- [8] G.K. Wertheim. Phys. Rev., **109**, 1086 (1958).
- [9] J.D. Arora, P.C. Mathur. J. Appl. Phys., **52**(5), 3646 (1981).
- [10] D.J. Roulston, N.D. Arora, S.C. Chamberlain. IEEE Trans. Electron. Dev., **29**(2), 284 (1982).

- [11] P.P. Altermatt, J. Schmidt, G. Heiser, A.G. Aberle. *J. Appl. Phys.*, **82**, 4938 (1997).
- [12] К.В. Шалимова. *Физика полупроводников* (М., Энергоатомиздат, 1985).
- [13] А.Н. Марченко. *Управляемые полупроводниковые резисторы* (М., Энергия, 1978).
- [14] M.J. Keevers, M.A. Green. *J. Appl. Phys.*, **75**(8), 4022 (1994).
- [15] К.С. Аюпов, Н.Ф. Зикриллаев. *ДАН РУз*, N 8–9, 41 (1992).

*Редактор Л.В. Шаронова*

## **Properties of precisely compensated semiconductors**

S.Zh. Karazhanov

Physicotechnical Institute,  
700084 Tashkent, Uzbekistan