

ЗАХВАТ ДЫРОК НА ОТРИЦАТЕЛЬНО ЗАРЯЖЕННЫЕ АТОМЫ БОРА В ЛЕГИРОВАННОМ СЛАБО КОМПЕНСИРОВАННОМ КРЕМНИИ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Рыльков В. В.

Исследовано влияние уровня легирования кремния на коэффициент захвата дырок α^- отрицательно заряженными атомами бора при концентрациях бора $N_a = (1-7) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и степени компенсации $K \leq 10^{-4}$. Показано, что при «высоких» температурах ($T \approx 18 \text{ К}$) зависимость $\alpha^-(N_a)$ хорошо аппроксимируется линейной функцией $\alpha^- = \alpha_0^- + \beta^0 N_a$ с параметрами $\alpha_0^- \approx 3.9 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$ и $\beta^0 \approx 8.3 \cdot 10^{-22} \text{ см}^6/\text{с}$, причем значение α_0^- совпадает с коэффициентом захвата дырок на A^- -центры бора при малых N_a . Предложен механизм увеличения α^- с ростом N_a , основанный на представлении о процессе захвата как локализации свободного носителя в кулоновском потенциале. При этом роль нейтральных центров, локализованных в области кулоновского потенциала, сводится к ускорению процесса «остывания» носителя, обусловленного неупругим его захватом на нейтральный центр с последующим термическим освобождением.

Недавно [1] было обнаружено, что в легированном слабо компенсированном кремнии время жизни основных носителей заряда τ , фотовозбужденных с нейтральных центров, оказывается при определенных условиях значительно меньшим величины τ , предсказываемой теорией каскадного захвата [2]. В [3, 4] прямыми измерениями было показано, что уменьшение τ при низких температурах в основном обусловлено проявлением не прямой рекомбинации фотоносителей зонного типа, включающей стадии их захвата на нейтральные примесные атомы и движения по примесной D^- (A^+)-зоне с последующим переходом на притягивающие центры. Действительно, с учетом «зонной» не прямой рекомбинации (далее рассматривается p -Si) [4]

$$\tau = \left(\alpha^- N_d + \frac{\alpha^0 N_a \alpha_n N_d}{\alpha^0 p_1 + \alpha_n N_d} \right)^{-1}, \quad (1)$$

где α^- , α^0 — коэффициенты захвата дырок на отрицательно заряженные (A^-) и нейтральные (A^0) акцепторы соответственно, N_d — концентрация компенсирующих доноров, равная при низких температурах концентрации отрицательно заряженных акцепторов, N_a — концентрация акцепторов, α_n — коэффициент захвата дырок из A^+ -зоны на A^- -центры, $p_1 = N_v \exp(-\varepsilon/kT)$, N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне, ε — энергия активации дырок, захваченных на нейтральные акцепторы, k — постоянная Больцмана, T — температура.

Из (1) явствует, что при условии $\alpha^0 N_a \alpha_n / (p_1 \alpha^0 + \alpha_n N_d) \gg \alpha^-$ не прямой канал рекомбинации дырок полностью определяет величину τ , причем зависимость $\tau(T)$ является экспоненциальной, а не степенной [2]. Интересен детально не рассматривавшийся до сих пор противоположный случай $\alpha^- \gg \alpha^0 N_a \alpha_n / (p_1 \alpha^0 + \alpha_n N_d)$, когда канал не прямой рекомбинации зонного типа должен отсутствовать, а особенности концентрационной зависимости процесса рекомбинации обуславливаются нейтральными акцепторами, расположенными вблизи отрицательно заряженных атомов примеси. Настоящая работа посвящена экспери-

ментальной зависимости этой ситуации на примере слабо компенсированного кремния ($K=N_D/N_A=10^{-3}\div 10^{-5}$), легированного бором.

В работе определялось стационарное время жизни дырок в области температур, где зависимость $\tau(T)$ имела степенной характер. С этой целью измерялись стационарная примесная фотопроводимость (ПФП) образцов, возбуждаемая излучением лампочки накаливания, пропущенным через Ge-фильтр, и кинетика релаксации ПФП, генерируемой инжекционным $Pb_{1-x}Sn_xSe$ -лазером [5]. Детали методики регистрации и обработки сигнала ПФП описаны в [6]. Концентрация бора в исследуемых кристаллах и степень его компенсации определялись из прецизионных измерений температурной зависимости постоянной Холла R_H [7]. Для уменьшения случайных ошибок в определении K использовался метод эталонов [8]: один из тщательно измеренных холловских образцов выбирался в качестве эталонного, а значения K в других образцах определялись из отношения постоянных Холла в исследуемом (R_H) и эталонном (\tilde{R}_H) образцах ($K=R_H/\tilde{R}_H\tilde{K}$), измеренных в одних и тех же условиях при температуре вымораживания примеси.

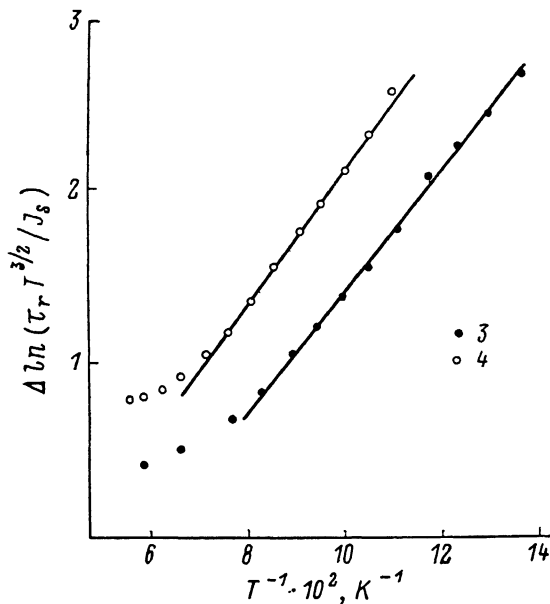


Рис. 1. Зависимости $\ln(\tau_r T^{3/2}/J_s)$ от $1/T$ для образцов 3, 4 (см. таблицу).

Глубина уровней прилипания ϵ , определенная по наклону линейных участков этих зависимостей, мэВ: 3 — 3.0, 4 — 3.3.

для измерений интервале температур ($T \leq 18$ K). Ситуация достаточно проста только при концентрациях бора $N_a \leq 10^{16}$ см $^{-3}$. При этом глубина уровней прилипания $\epsilon=2$ мэВ [9], что соответствует энергии связи дырки E_i в изолированном A^+ -центре атома бора [10]. Следовательно, нейтральные центры бора являются изолированными уровнями прилипания и [11]

$$\tau_r = \tau \left[1 + \frac{M}{N_v} \exp\left(\frac{\epsilon}{kT}\right) \right], \quad (2)$$

где M — концентрация уровней прилипания (в данном случае $M \simeq N_a$). Отсюда нетрудно найти τ . Из (2) следует также, что отличие τ_r от τ при $N_a \leq 10^{16}$ см $^{-3}$ и $T=18$ K не превышает 20 %.

При больших N_a характерная глубина уровней прилипания $\epsilon > E_i$, причем разность ($\epsilon - E_i$) возрастает с увеличением N_a [9]. Следовательно, в этом случае существенно взаимодействие между нейтральными центрами бора, т. е. их уже нельзя считать дискретными и изолированными уровнями прилипания. Задача определения стационарного времени жизни сводится при этом к нахождению коэффициента прилипания $\theta = \tau_r/\tau$, однако для этого необходимо знать спектр состояний в примесной A^+ -зоне и зависимость $\theta(T)$ для случая непрерывного распределения по энергии уровней прилипания. Поскольку вид энергетического распределения A^+ -состояний в настоящее время не известен, вы-

полным соответствующий анализ, предположив, что распределение уровней прилипания можно учесть, введя некоторую эффективную энергию ϵ и концентрацию M , вообще говоря, отличную от N_a . Определенным аргументом в пользу такого предположения может служить тот факт, что экспериментальная зависимость $\ln(\tau_r T^{3/2}/J_s)$ от $1/T$ (рис. 1) в области низких температур линейна (J_s — стационарный фототок). Поскольку в рассматриваемом случае [9] $\tau(T) \propto J_s(T)$ и $N_v(T) \propto T^{3/2}$, это означает, что $\theta(T) \propto \exp(\epsilon/kT)$, где ϵ — постоянная (эффективная) энергия активации.

Воспользуемся найденным этим путем значением ϵ для определения $\tau(T)$. Представим $\tau(T)$ в виде

$$\tau(T) = AJ_s(T), \quad (3)$$

где A — константа. На основании (2) и (3) и экспериментальных значений $\tau_r(T)$ методом наименьших квадратов найдем значения параметров A и M . Расчетные зависимости $\tau_r(T)$ с полученными регрессией величинами A и M показаны на рис. 2, из которого следует, что такой подход позволяет в пределах погрешности экспериментов ($\sim 3\%$) описать экспериментальную зависимость $\tau_r(T)$ с постоянными значениями A , M и ϵ во всей исследованной области температур, что в определенной степени оправдывает сделанное выше предположение.

В таблице представлены значения коэффициента захвата $\alpha^- = 1/N_a \tau$, найденные по описанной выше процедуре для 18 К [при определении α^- для образцов 1, 2 использовалась формула (2) с $M=N_a$ и $\epsilon=2$ мэВ]. Зависимость $\alpha^-(N_a)$ хорошо аппроксимируется линейной функцией $\alpha^- = \alpha_0^- + \beta^0 N_a$ с параметрами $\alpha_0^- = 3.9 \cdot 10^{-6}$ см³/с и $\beta^0 = 8.3 \cdot 10^{-22}$ см³/с, причем значение α_0^- совпадает с коэффициентом захвата дырок на отрицательно заряженные центры

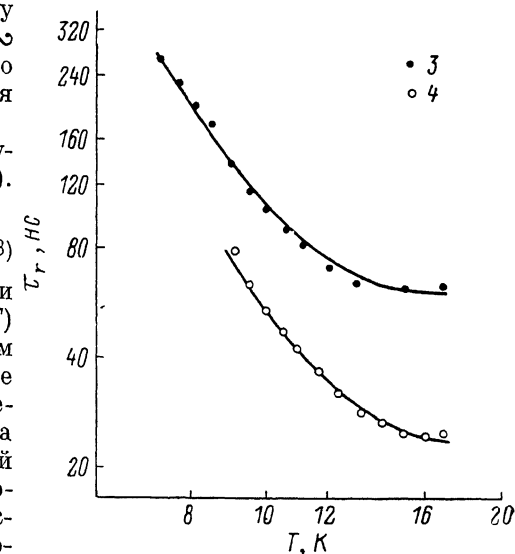


Рис. 2. Температурные зависимости времени релаксации ПФП для образцов 3, 4 (см. таблицу).

Сплошные линии — средняя квадратичная регрессия τ_r по формулам (2), (3).

Коэффициенты захвата дырок в Si для исследованных образцов

№ образца	$N_a \cdot 10^{-16}, \text{см}^{-3}$	$N_d \cdot 10^{-12}, \text{см}^{-3}$	N_a/M	$\alpha^- \cdot 10^6, \text{см}^3/\text{с}$ ($T=18 \text{ К}$)	$\alpha_{\text{расч}}^- \cdot 10^6, \text{см}^3/\text{с}$ ($T=18 \text{ К}$)	γ
1	1.0	2.3	1.0	1.4	1.2	1.7
2	1.25	2.9	1.0	1.3	1.4	1.8
3	4.5	1.05	1.2	4.0	4.1	2.4
4	7.1	2.2	1.55	6.4	6.3	2.45

Примечание. $\alpha_{\text{расч}}^-$ — расчетные значения коэффициента захвата, полученные при линейной аппроксимации экспериментальной зависимости $\alpha^-(N_a)$.

бора при малых его концентрациях. Так, для образца с $N_a=9.2 \cdot 10^{13}$ и $N_d=9.5 \cdot 10^{12}$ см⁻³, согласно [12], $\alpha^- \simeq 3.5 \cdot 10^{-6}$ см³/с при 18 К. Следовательно, слагаемое α_0^- есть коэффициент захвата дырок на притягивающие центры при малых концентрациях нейтральных акцепторов. При этом добавку $\beta^0 N_a$ следует рассматривать как результат влияния нейтральных акцепторов на величину α^- . Рост α^- с увеличением N_a легко объяснить физически, если захват дырки на притягивающий A^- -центр свести к ее локализации в плавной потенциальной яме с глубиной, несколько большей $4kT$ (при энергии связи дырки, превышающей $4kT$, вероятность ее термического выброса в делокализованные состояния близка к нулю [2]).

Пусть a_i — размер волновой функции A^+ -состояния (для бора в Si $a_i = 105 \text{ \AA}$ [10]), e — элементарный заряд, κ — диэлектрическая проницаемость полупроводника. На расстояниях от кулоновского центра $r > e^2/\kappa kT$ изменение потенциала центра на длине $l \sim a_i$ мало в сравнении с ϵ , поэтому разумно считать, что в таком потенциале энергетические смещения $E = e^2/\kappa r$ A^+ -состояний и потолка валентной зоны одинаковы (рис. 3). Вероятность захвата дырки в одну из таких ям можно представить в виде [13]

$$\frac{1}{\tau} \approx W_r W_\epsilon = \frac{4\pi}{3} r_T^3 N_d W_\epsilon, \quad (4)$$

где W_r — вероятность попадания дырки в область пространства с потенциальной энергией $u \geq kT$, $r_T = e^2/\kappa kT$ (считается, что $r_T \ll N_d^{-1/3}$), W_ϵ — вероятность релаксации кинетической энергии дырки в единицу времени до $\epsilon_k \approx kT$. В рассматриваемом случае «остывание» дырки может осуществляться двояким образом: за счет квазиупругого взаимодействия с акустическими фононами, при котором энергия теряется небольшими порциями и дырка постепенно «скатывается» во все более глубокие связанные состояния [2], и в результате не-

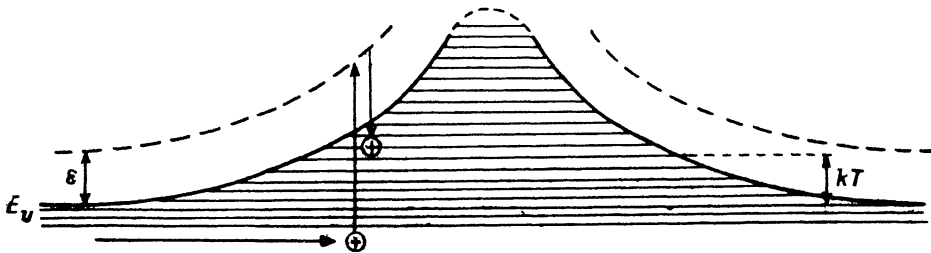


Рис. 3. Схематическое изображение локализации дырки в потенциальной яме, связанной с кулоновским центром.

упругого захвата дырки на нейтральный акцептор [14] с последующим термическим освобождением. Если переход совершается из свободного состояния в A^+ -состояние в области кристалла, где потенциальная энергия $u \geq kT$, то после термической реэмиссии дырка окажется в связанном состоянии с кинетической энергией $\sim kT$, т. е. практически она будет захвачена.

Таким образом, представляя W_ϵ в виде суммы вероятностей указанных выше процессов и учитывая, что вероятность последнего процесса есть $N_a \bar{\alpha}^0$, получаем зависимость $\alpha^- (N_a)$:

$$\alpha^- \approx \alpha_0^- + \frac{4\pi}{3} r_T^3 N_a \bar{\alpha}^0, \quad (5)$$

где $\bar{\alpha}^0 \approx \int_0^{r_T} \alpha^0(r) 4\pi r^2 dr \int_0^{r_T} 4\pi r^2 dr$ — усредненное значение коэффициента захвата дырки $\alpha^0(r)$ на нейтральный акцептор (здесь учтено, что α^0 зависит, вообще говоря, от расстояния до кулоновского центра [15]). Полагая $\alpha^0(r) \propto r^s$, имеем

$$\alpha^- \approx \alpha_0^- + N_a \frac{4\pi}{3+s} r_T^{3+s} \alpha^0(r_T). \quad (6)$$

Величину s можно найти, определяя показатель степени γ температурной зависимости $\tau \propto T^\gamma$ в образцах с концентрацией бора $N_a > 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Поскольку в этом случае второе слагаемое в (6) более чем на порядок превышает α_0^- , то $\tau(T) \propto [\alpha^0(r_T)/T^3]^{-1}$ и $s = \gamma - 3$. Значения γ , определенные по наклону зависимостей $\ln J_s - \ln T$ [$J_s(T) \propto \tau(T)$], представлены также в таблице. Для образцов с $N_a > 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ $\gamma = 2.4 \div 2.45$, что отвечает $s = -(0.55 \div 0.6)$, т. е. α^0 возрастает с уменьшением r в соответствии с предсказанием теории [15]. Интересно отметить, что полученное на основании (6) по величине $\beta^0 = 8.3 \cdot 10^{-22} \text{ см}^6/\text{с}$ значение $\alpha^0(r_T) \approx 3.2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ близко к значению $\alpha^0 =$

$\approx (1.0 \div 1.5) \cdot 10^{-7} \text{ см}^3$ для нейтральных центров бора, расположенных вдали от A^- -центров,¹ что и следует ожидать в силу слабой зависимости α^0 от r .

Таким образом, нейтральные центры, расположенные в сферах радиуса r_T , ответственны за процесс непрямого захвата, вклад которого в вероятность захвата носителей притягивающими центрами степенным образом изменяется с T ; остальные нейтральные центры обуславливают не прямой захват зонного типа, экспоненциально зависящий от T . Следует отметить, что зависимость τ от N_a в области температур, где τ степенным образом изменяется с T , может быть связана с проявлением прыжкового заглубления дырок, приводящего к образованию $A^+ - A^-$ -комплексов с последующей их аннигиляцией [1]. Однако такой механизм непрямого захвата дает суперлинейную зависимость τ от N_a [1]. По-видимому, это означает, что в нашем случае прыжковое заглубление становится существенным на расстояниях от кулоновских центров, меньших r_T .

Автор благодарит Е. И. Гольдмана, А. Г. Ждана, Ш. М. Когана, Т. М. Лифшица и А. П. Мельникова за интересные дискуссии и полезные замечания, а также И. И. Засавицкого за ценные консультации по работе с полупроводниковыми инжекционными лазерами.

Л и т е р а т у р а

- [1] Ворожцова Л. А., Гершензон Е. М., Гурвич Ю. А., Исмагилова Ф. М., Мельников А. П., Рабинович Р. И. — Письма ЖЭТФ, 1986, т. 43, в. 10, с. 480—482.
- [2] Абакумов В. Н., Перель В. И., Ясиевич И. Н. — ФТП, 1978, т. 12, в. 1, с. 3—32.
- [3] Ворожцова Л. А., Мельников А. П., Рыльков В. В. — Письма ЖЭТФ, 1987, т. 46, в. 4, с. 170—172.
- [4] Ждан А. Г., Мельников А. П., Рыльков В. В. — ФТП, 1988, т. 22, в. 6, с. 780—784.
- [5] Засавицкий И. И., Мацонашвили Б. Н., Погодин В. И., Шотов А. П. — ФТП, 1974, т. 8, в. 4, с. 732—736.
- [6] Ждан А. Г., Засавицкий И. И., Лифшиц Т. М., Рыльков В. В., Шотов А. П. — ПТЭ, 1985, № 6, с. 177—180.
- [7] Веденеев А. С. — Измерит. техн., 1986, № 11, с. 46—48.
- [8] Коган Ш. М., Лифшиц Т. М. — А. с. № 707455. Оpubл. в БИ, № 14, 1987.
- [9] Ждан А. Г., Лифшиц Т. М., Рыльков В. В. — ФТП, 1987, т. 21, в. 2, с. 217—221.
- [10] Гершензон Е. М., Мельников А. П., Рабинович Р. И., Серебрякова Н. А. — УФН, 1980, т. 132, в. 2, с. 353—378.
- [11] Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., 1963. 494 с.
- [12] Годик Э. Э. — Автореф. докт. дис. М., 1980.
- [13] Годик Э. Э., Курицын Ю. А., Синис В. П. — ФТП, 1978, т. 12, в. 1, с. 91—95.
- [14] Гольдгур Е. Б., Рабинович Р. И. — ЖЭТФ, 1983, т. 84, в. 3, с. 1109—1118.
- [15] Рабинович Р. И. — ЖЭТФ, 1985, т. 88, в. 5, с. 1718—1728.

Институт радиотехники и электроники АН СССР
Москва

Получена 25.03.1988
Принята к печати 1.04.1988

¹ Значение α^0 для мало смещенных нейтральных центров бора получено по измеренным при 4.2 К времени релаксации медленной составляющей ПФП ($\tau_{rl} = 1/\alpha_n N_D$) и величине отношения $\alpha_n N_D / \alpha^0 p_1$ [4].