

Многофононный захват носителей на глубокие центры в обедненной области полупроводника

© М.А. Демьяненко[†], В.Н. Овсяк*, В.В. Шашкин

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

*Конструкторско-технологический институт прикладной микроэлектроники

Сибирского отделения Российской академии наук,

630090 Новосибирск, Россия

(Получена 2 декабря 1999 г. Принята к печати 22 декабря 1999 г.)

Проведен анализ многофононного термополевого захвата термически равновесных носителей заряда на глубокие центры, расположенные в обедненной области полупроводника. Показано, что в случае сильной электрон-фононной связи многофононный захват с предварительным туннелированием электрона под потенциальный барьер области обеднения происходит с меньшей скоростью, чем прямой многофононный захват в нейтральном объеме полупроводника, а в случае слабой электрон-фононной связи скорость захвата в обедненной области полупроводника может превысить скорость захвата в нейтральном объеме на несколько порядков. Результаты экспериментального исследования процессов захвата в легированном кремнии AlGaAs указывают на сильную электрон-фононную связь в *DX*-центрах.

1. Введение

Многофононная ионизация глубоких примесных центров в полупроводниках и захват на них носителей заряда (далее для определенности электрона) успешно описываются на основе представления об адиабатических потенциалах (термах) [1–4]. В отсутствие электрического поля захват происходит путем туннелирования "центра" с терма U_2 , отвечающего ионизированному центру и свободному электрону с нулевой кинетической энергией, на терм U_1 , отвечающий связанному состоянию электрона на центре (рис. 1). В электрическом поле свободный термически равновесный электрон предварительно туннелирует из зоны проводимости в запрещенную зону при отрицательном значении кинетической энергии $-\varepsilon$, этому состоянию соответствует терм $U_{2\varepsilon}$, затем происходит туннелирование "центра" с терма $U_{2\varepsilon}$ на терм U_1 . Ионизация происходит в обратном порядке.

Многофононная ионизация глубоких центров в электрическом поле оказывается чувствительной к типу адиабатических потенциалов [5,6]. Время туннелирования τ_2 под адиабатическим потенциалом U_2 , экспериментально определяемое по полевой зависимости скорости эмиссии, оказывается больше величины $\hbar/2k_B T$, если адиабатические потенциалы U_1 и U_2 ниже точки их пересечения (или касания, см. [2]) расположены по одну сторону от этой точки (слабая электрон-фононная связь — weak electron-phonon coupling — WEPC) и меньше указанной величины, если U_1 и U_2 расположены по разные стороны (сильная электрон-фононная связь — strong electron-phonon coupling — SEPC). При этом сама скорость эмиссии возрастает с ростом электрического поля для обоих типов адиабатического потенциала. Здесь \hbar и k_B — постоянные Планка и Больцмана, T — температура.

В настоящей работе проведен теоретический анализ многофононного термополевого захвата термически равновесных носителей заряда на глубокие центры, находящиеся в обедненной области полупроводника. Показано, что в отличие от скорости эмиссии скорость захвата электрона на центр, находящийся в обедненной области полупроводника, может иметь качественно различную полевую зависимость. В случае сильной электрон-фононной связи многофононный захват с предварительным туннелированием электрона под потенциальный барьер области обеднения (см. рис. 2) происходит с меньшей скоростью, чем прямой многофононный захват в

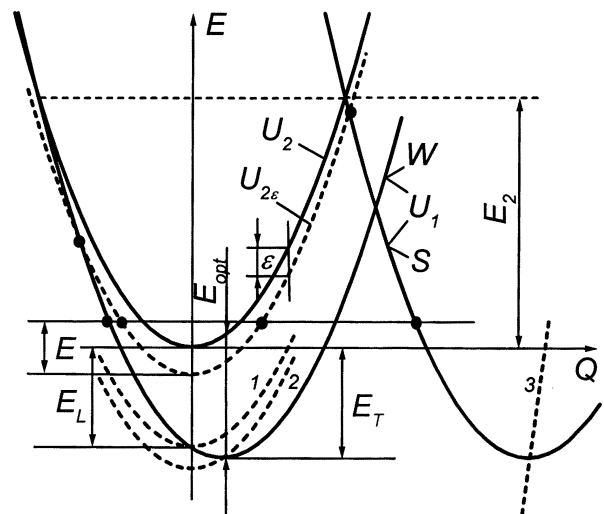


Рис. 1. Конфигурационные диаграммы для случаев слабой (*W*) и сильной электрон-фононной связи (*S*). U_1 — электрон связан на центре; U_2 — центр ионизирован, электрон находится на дне зоны проводимости; $U_{2\varepsilon}$ — центр ионизирован, электрон находится ниже дна зоны проводимости на энергию туннелирования ε : 1 — $U_{2\varepsilon}$ при $\varepsilon = E_L$; 2 — $U_{2\varepsilon}$ при $\varepsilon = E_{opt}$; 3 — тоже что и 2, но для сильной электрон-фононной связи.

[†] Факс: (3832) 341858

E-mail: byankin@thermo.isp.nsc.ru

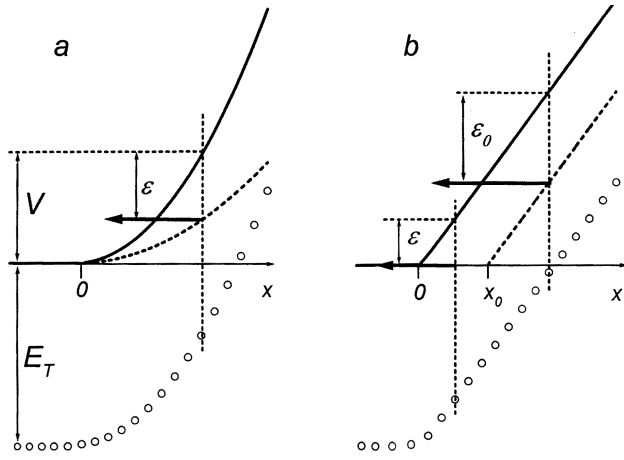


Рис. 2. Энергетические диаграммы областей обеднения с однородным легированием (а) и однородным электрическим полем (b). Пунктиром показана зависимость оптимальной энергии туннелирования электрона ε от положения глубокого центра. Глубокие уровни показаны кружками.

нейтральном объеме полупроводника, а в случае слабой электрон-фононной связи такой захват может происходить с большей скоростью. Результаты теории численно иллюстрируются на примере DX -центров в легированном кремнии AlGaAs и глубоких акцепторов в легированном золотом германии. Показано, что в случае слабой электрон-фононной связи при азотной температуре и концентрации легирующей примеси $N_d \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ скорость захвата в обедненной области полупроводника может превысить скорость захвата в нейтральном объеме на несколько порядков.

Результаты экспериментального исследования процессов захвата в легированном кремнии AlGaAs указывают на сильную электрон-фононную связь в DX -центрах.

2. Общие соотношения для захвата электронов

Следуя [3], скорость эмиссии с центра (вероятность ионизации центра) представим в виде $W \propto \exp(-\Phi_c)$, где Φ_c — минимальное значение функции $\Phi(E, \varepsilon, x) = \Theta(E, \varepsilon) + D(\varepsilon, x)$. Здесь

$$\Theta(E, \varepsilon) = 2(S_2 \pm S_1) + \frac{(E_T + E - \varepsilon)}{k_B T}, \quad \left(\frac{S}{W}\right), \quad (1)$$

$D(\varepsilon, x)$ — показатель экспоненты вероятности туннелирования электрона через потенциальный барьер, при произвольной заданной форме последнего зависящий от энергии туннелирования ε и положения центра x ; $S_i = (2M)^{1/2} \int (U_i - E + \varepsilon)^{1/2} dQ / \hbar$ — модули умноженных на i/\hbar действий, которые набираются при туннелировании центра с энергией $E - \varepsilon$ от точек поворота до точки пересечения термов U_1 и $U_{2\varepsilon}$; M — эффективная масса центра; E_T — термическая энергия связи; E — колебательная энергия ионизированного центра

(см. [3,6]). Значения оптимальных E и ε , при которых $\Phi(E, \varepsilon, x)$ минимальна, при заданном x определяется соотношениями

$$2\tau_2 \pm 2\tau_1 = \hbar/k_B T, \quad \left(\frac{S}{W}\right) \quad (2)$$

$$2\tau_2 = \hbar \partial D / \partial \varepsilon, \quad (3)$$

где $\tau_i = \hbar |\partial S_i / \partial E|$ — время туннелирования центра под соответствующим адиабатическим потенциалом. В соотношениях (1) и (2) верхний знак относится к случаю, когда термы U_1 и $U_{2\varepsilon}$ имеют тип SEPC, а нижний — WEPC. Это отмечено дробью S/W , стоящей за формулами (1) и (2). Заметим, что при исходном WEPC-типе термов U_1 и U_2 по мере увеличения энергии ε , на которую туннелирует электрон, выше энергии кванта люминесценции E_L тип термов U_1 и $U_{2\varepsilon}$ сменится на SEPC.

Следуя [2], воспользуемся принципом детального равновесия для нахождения скорости захвата (вероятности деионизации центра)

$$R = W \exp\left(\frac{E_T - V + E_F}{k_B T}\right), \quad (4)$$

где E_F — энергия уровня Ферми в нейтральной области полупроводника, отсчитанная от края зоны проводимости, V — потенциальная энергия центра, отсчитанная относительно ее значения в нейтральной области. Поскольку соотношение (2) при каждом ε однозначно задает оптимальное значение E , можно считать, что Θ , W , R , τ_1 и τ_2 являются функциями ε , оптимальное значение которого задается соотношением (3) и, вообще говоря, зависит от положения центра в области обеднения. При малых электрических полях $\varepsilon \approx 0$ и скорость захвата в области обеднения полупроводника в $\exp(V/k_B T)$ раз меньше скорости захвата в нейтральной области R_0 . В случае предельно больших электрических полей (критерий приведем далее) $D \rightarrow 0$, оптимальное $\tau_2 \rightarrow 0$ (следует из соотношения (3)), ε стремится к энергии оптической ионизации E_{opt} (см. рис. 1 и [3,6]) и, следовательно, при $V < E_{\text{opt}}$ эмиссия и захват будут максимальны при $\varepsilon = V$. В этом случае скорость захвата $R(V)$ достигает максимального значения $R_m(V) \propto \exp[-\Theta(V) + (E_T + E_F - V)/k_B T]$ (о предэкспоненциальном множителе см. [2,3]), а для производной по V получим

$$\frac{d \ln(R_m)}{dV} = \mp \frac{2\tau_1}{\hbar}, \quad \left(\frac{S}{W}\right). \quad (5)$$

Следовательно, в случае WEPC R_m увеличивается с ростом V , достигает максимума при $V = E_L$, при которой $\tau_1 = 0$, и затем уменьшается. В случае SEPC R всегда уменьшается с ростом V .

Для промежуточных полей, дифференцируя (4) по V , найдем дифференциальную форму зависимости R от V

(или от x , так как зависимость $V(x)$ предполагается известной):

$$\frac{d \ln(R)}{dV} = \frac{2\tau_2}{\hbar} \frac{d\varepsilon}{dV} - \frac{dD}{dV} - \frac{1}{k_B T}. \quad (6)$$

Здесь значение ε определяется соотношением (3) при каждом значении V . Далее, не конкретизируя зависимости $U_{1,2}(Q)$, рассмотрим два наиболее распространенных случая: параболического нарастания потенциала в приповерхностной области однородно легированного полупроводника (рис. 2, а) и линейного нарастания потенциала в слабо легированной области полупроводника, расположенной между двумя сильно легированными областями (рис. 2, б).

Объединенная область равномерно легированного полупроводника. Пусть концентрация легирующей примеси равна N_d , диэлектрическая проницаемость — χ_s . Тогда показатель экспоненты вероятности туннелирования электрона можно записать в виде

$$D = \frac{V}{\hbar\omega_0} \phi\left(\frac{\varepsilon}{V}\right), \quad (7)$$

где $\omega_0^2 = q^2 N_d / 4m\chi_s$, $\phi(z) = \sqrt{z} - (1-z) \times \ln[(1 + \sqrt{z})/\sqrt{1-z}]$, q и m — заряд и эффективная масса туннелирующего электрона. Соотношение между значением потенциальной энергии V глубокого центра и значением оптимальной энергии туннелирования ε задается выражением

$$V = \left(\frac{a(\varepsilon) + 1}{a(\varepsilon) - 1}\right)^2 \varepsilon, \quad (8)$$

при этом координата центра равна $x = (2V\chi_s/q^2 N_d)^{1/2}$. Здесь $a(\varepsilon) = \exp(4\omega_0\tau_2(\varepsilon))$. При малом легировании, таком что $4\omega_0\tau_2(\varepsilon) \ll 1$, значение ε определяется напряженностью поля $F(x) = V(x)/2xq$ в месте расположения глубокого центра $(\varepsilon/E_T)^{1/2} = 2(k_B T/\hbar)\tau_2(\varepsilon)(F(x)/F_0)$. Здесь $F_0 = 2(2mE_T)^{1/2}k_B T/\hbar q$ (ср. с [3]). Если легирование достаточно велико, так что $4\omega_0\tau_2(\varepsilon) \gg 1$ (неравенство нарушится при некотором ε_c , так как $\tau_2 \rightarrow 0$ при $\varepsilon \rightarrow E_{\text{opt}}$), то при $\varepsilon < \varepsilon_c$ значение ε определяется величиной потенциальной энергии в точке нахождения центра: $\varepsilon = V$. При этом $D \approx V/\hbar\omega_0 \leq \varepsilon_c/\hbar\omega_0$ и им можно пренебречь при $\hbar\omega_0 \gg \varepsilon_c$. В этом случае для $V < \varepsilon_c$ скорость захвата $R(V)$ достигает своего максимального значения $R_m(V)$.

При малых V и, следовательно, малых ε имеем $\varepsilon/V = A \equiv (a(0) - 1)^2/(a(0) + 1)^2$, а соотношение (6) принимает вид

$$\frac{d \ln(R)}{dV} = \mp \frac{2\tau_1(0)A}{\hbar} - \frac{\phi(A)}{\hbar\omega_0} - \frac{1-A}{k_B T}, \quad \left(\frac{S}{W}\right). \quad (9)$$

При достаточно сильном легировании, т.е. при $4\omega_0\tau_2(0) \gg 1$, $\varepsilon/V = A = 1$, $d \ln(R)/dV = \mp 2\tau_1(0)/\hbar - 1/\hbar\omega_0$ и скорость захвата на глубокие центры в случае слабой электрон-фононной связи возрастает

с увеличением V при $2\omega_0\tau_1(0) > 1$. При слабом легировании, таком что $4\omega_0\tau_2(0) \ll 1$, $A \ll 1$ и $d \ln(R)/dV = -1/k_B T$.

Линейно возрастающий потенциал. Пусть напряженность поля равна F , тогда показатель экспоненты вероятности туннелирования электрона равен

$$D = \frac{4\sqrt{2m\varepsilon}^{3/2}}{3\hbar q F}. \quad (10)$$

Вдали от нейтральной области полупроводника оптимальное значение ε_0 не зависит от x и определяется соотношением

$$\left(\frac{\varepsilon_0}{E_T}\right)^{1/2} = 2\frac{k_B T}{\hbar}\tau_2(\varepsilon_0)\frac{F}{F_0}. \quad (11)$$

При $x < x_0 = \varepsilon_0/Fq$ оптимальными будут значения $\varepsilon = V = xFq$ и соотношение (6) приобретает вид

$$\frac{d \ln(R)}{dV} = \mp \frac{2\tau_1(V)}{\hbar} - \frac{2\sqrt{2mV}}{\hbar q F}, \quad \left(\frac{S}{W}\right). \quad (12)$$

Согласно (12), в случае слабой электрон-фононной связи при увеличении V скорость захвата R увеличивается, достигает максимального значения при $\tau_1(V) = (2mV)^{1/2}/qF$ и затем уменьшается. При $V > \varepsilon_0$ оптимальное значение ε не изменяется и скорость захвата R продолжает уменьшаться по закону $d \ln(R)/dV = -1/k_B T$. Затем, что максимум R достигается при V меньше ε_0 , так как согласно (3) $\tau_2(\varepsilon_0) = (2m\varepsilon_0)^{1/2}/qF$, а согласно (2) в случае WERC $\tau_2 > \tau_1$.

Согласно (11), если $F \gg F_0$, то $\varepsilon_0 \rightarrow E_{\text{opt}}$, поскольку $k_B T\tau_2(\varepsilon = 0)/\hbar \sim 1$ и стремится к нулю при $\varepsilon_0 \rightarrow E_{\text{opt}}$. В полях $F \gg F_0(2E_{\text{opt}}^{3/2}/3E_T^{1/2}k_B T)$ дополнительно имеем, что $D \ll 1$ и, следовательно, в этих полях для $V < \varepsilon_0$ $\varepsilon = V$, а скорость захвата $R(V)$ достигает своего максимального значения $R_m(V)$.

Приведенные выше соотношения содержат пока неизвестные функции $\tau_{1,2}(\varepsilon)$ и $\Theta(\varepsilon)$. Для их вычисления необходимо конкретизировать вид адиабатических потенциалов $U_{1,2}(Q)$.

3. Соотношения для захвата в модели Хуанга и Риса

В рамках этой модели адиабатические потенциалы имеют вид двух одинаковых сдвинутых парабол: $U_2 = M\omega^2 Q^2/2$ и $U_1 = M\omega^2(Q - Q_0)^2/2 - E_T$, а скорости эмиссии и захвата могут быть вычислены точно. Следуя [1,3], найдем зависимости в параметрическом виде, справедливые как для слабой, так и для сильной электрон-фононной связи:

$$\frac{\hbar\omega}{E_T}\Theta(y) = |1 - y| \left[\pm 2\omega\tau_2(y) - \sqrt{1 + \xi^2 + \xi \operatorname{ch} \frac{\vartheta}{2}} \right], \quad \left[\begin{array}{l} y < 1 \\ y > 1 \end{array} \right], \quad (13)$$

$$2\omega\tau_2(y) = \frac{\vartheta}{2} \pm \ln \frac{1 + \sqrt{1 + \xi^2}}{\xi}, \quad \begin{cases} [y < 1] \\ [y > 1] \end{cases}, \quad (14)$$

$$\begin{cases} [y > 1 - \beta] \\ [y < 1 - \beta] \end{cases} 2\omega\tau_1(y) = \mp \left(\pm \ln \frac{1 + \sqrt{1 + \xi^2}}{\xi} - \frac{\vartheta}{2} \right), \quad \begin{cases} [y < 1] \\ [y > 1] \end{cases}. \quad (15)$$

При этом оптимальная колебательная энергия ионизированного центра равна

$$E(y) = E_T |1 - y| \times \frac{\text{ch}(\vartheta/2) \sqrt{1 + \xi^2} - \xi \mp \text{sh}(\vartheta/2)}{2\text{sh}(\vartheta/2)}, \quad \begin{cases} [y < 1] \\ [y > 1] \end{cases}. \quad (16)$$

Здесь $y = \varepsilon/E_T$, $\vartheta = \hbar\omega/k_B T$, $\xi = \beta/|1 - y|\text{sh}(\vartheta/2)$ и $\beta = E_{\text{opt}}/E_T - 1$. Верхний и нижний знаки выбираются соответственно по указанным в скобках неравенствам, причем в равенстве (15) для знаков перед скобками используются левые неравенства, а в скобках — правые.¹

Приведем выражение для максимального возрастания скорости захвата при слабой электрон-фононной связи в области обеднения относительно скорости захвата в нейтральной области $(R_m/R_0)_{\text{max}}$, которое достигается при $y = 1 - \beta$:

$$\frac{\hbar\omega}{E_T} \ln \left(\frac{R_m}{R_0} \right)_{\text{max}} = \xi_0 \text{ch} \frac{\vartheta}{2} + \ln \frac{1 + \sqrt{1 + \xi_0^2}}{\xi_0} - \sqrt{1 + \xi_0^2} - \frac{\vartheta}{2}, \quad (17)$$

где $\xi_0 \equiv \xi(y = 0)$. При $\vartheta \gg 1$ и $\beta \ll 1$ получим $(\hbar\omega/E_T) \ln(R_m/R_0)_{\text{max}} = \ln(1/\beta) - 1$.

Показатель экспоненты вероятности туннелирования D и значение y в заданной точке полупроводника для параболического (рис. 2, а) и линейного нарастания потенциала (рис. 2, б) задаются соотношениями (7), (8) и (10), (11) соответственно.

Приведем некоторые численные примеры. На рис. 3 приведены скорости захвата (вероятности деионизации) R в области обеднения однородно легированного полупроводника, нормированные на их значения в нейтральной области R_0 , в зависимости от потенциальной энергии V для DX -центров в легированном кремнии $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ (1)–(4) и глубоких акцепторов в легированном золотом германии (6). В случае DX -центров в AlGaAs использовались обе обсуждающиеся в литературе модели: сильной (зависимость 1) [7] и слабой электрон-фононной связи (зависимости 2–4) [8]. Зависимости 1–3 рассчитывались в приближении Хуанга и Риса

¹ Соотношения (13) и (14) полностью совпадают с соотношениями, полученными в работе [3], в которой рассматривались адиабатические потенциалы, соответствующие слабой электрон-фононной связи. Однако, учитывая, что в [3] не приведено прямых указаний об их применимости в случае сильной электрон-фононной связи и для полноты изложения, считаем необходимым привести их здесь.

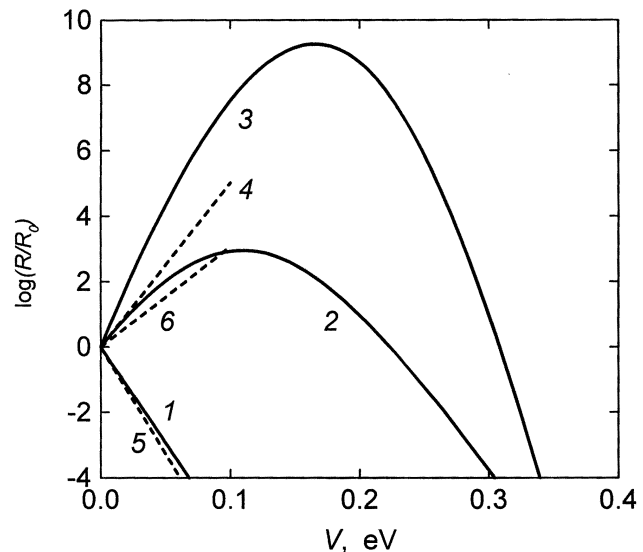


Рис. 3. Относительные скорости захвата на глубокие центры в обедненной области однородно легированного полупроводника в зависимости от потенциальной энергии центров при $T = 77$ К. 1 — DX -центры в $\text{AlGaAs}:\text{Si}$ для сильной электрон-фононной связи, 2–4 — DX -центры в $\text{AlGaAs}:\text{Si}$ для слабой электрон-фононной связи, 5 — любые глубокие центры в отсутствие туннелирования ($\varepsilon = 0$), 6 — акцепторы Au в Ge p -типа. Параметры в тексте.

по формулам (4), (7), (8), (13) и (14). Использовались следующие параметры: $T = 77$ К, $\hbar\omega = 5.5$ мэВ [9], $E_T = 0.2$ эВ, $E_2 = 0.2$ эВ [8,10], $m = 0.1m_0$ [11,12], $N_d = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (для зависимостей 1, 2). Здесь E_2 — энергия точки пересечения адиабатических потенциалов U_1 и U_2 (см. рис. 1), m_0 — масса свободного электрона. Кривая 3 представляет зависимость R_m/R_0 от V для указанных выше параметров. Зависимости 4 и 6 построены по соотношению (9) для DX -центров в легированном кремнии $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ и глубоких акцепторов в легированном золотом германии соответственно. В последнем случае использовалось экспериментально измеренное время туннелирования $\tau_2 = 10^{-13}$ с (τ_1 определялось по соотношению (2)), а масса носителей, определяющих процесс туннелирования, принималась равной массе легких дырок [6]. Видно, что в случае сильной электрон-фононной связи скорость захвата в области обеднения (линия 1) уменьшается с ростом V и слабо отличается от зависимости $R/R_0 = \exp(-V/k_B T)$, представленной на рис. 3 линией 5. В случае слабой электрон-фононной связи скорость захвата в области обеднения может возрастать с ростом V на несколько порядков. Указанное различие может быть использовано для определения типа адиабатических потенциалов глубоких центров, в частности DX -центров в легированном кремнии AlGaAs , для которых аналогично исследованным DX -центрам в легированном теллуrom AlGaAs [6] следует ожидать сильную электрон-фононную связь.

4. Эксперимент

Для того чтобы иметь возможность исследовать процесс захвата на глубокие центры на одном образце как в присутствии области обеднения, так и при плоских зонах, методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке "RIBER 32P" выращивались следующие структуры:

- подложка i -GaAs ориентации (100);
- n^+ -GaAs, легированный кремнием с концентрацией $N_d = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, толщиной 0.5 мкм (омический контакт);
- n -Al_xGa_{1-x}As, легированный кремнием с проектируемой концентрацией $N_d = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, толщиной 0.4 мкм (слой с $DХ$ -центрами);
- i -Al_xGa_{1-x}As толщиной 0.45 мкм (изолирующий слой);
- i -GaAs толщиной 250 Å (пассивирующий слой).

Изолирующий слой позволял при изменении напряжения на барьере Шоттки от 1 до -10 В получать в слое с $DХ$ -центрами как плоские зоны, так и хорошо сформированную область обеднения на границе с изолирующим слоем с приповерхностным потенциалом ≈ 0.2 В. Барьер Шоттки изготавливался напылением Au/Ti круглой формы с площадью $1.26 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$. Состав слоев AlGaAs составлял $x = 0.385$ и 0.45 и выбирался близким к составу, соответствующему переходу "прямозонный–непрямозонный", при котором, по данным [12] и [11] соответственно, минимумы трех долин приблизительно совпадают. Это позволяет независимо от того, из волновых функций каких долин построена волновая функция $DХ$ -центра, использовать конфигурационную диаграмму из двух адиабатических потенциалов, т.е. считать, что терм U_2 , на который происходит переход с терма U_1 , совпадает с дном зоны проводимости. При этом относительная масса m/m_0 туннелирующего вдоль электрического поля электрона будет меняться незначительно: 0.1 для Γ -, 0.125 для L - и 0.2 для X -долины [11]. Кроме того, при этих значениях x зависимость высоты барьера для захвата электронов на $DХ$ -центры со дна зоны проводимости E_c имеет минимум [11] и, следовательно, слабо зависит от погрешности определения x .

С целью повышения достоверности результатов проводились три типа измерений.

1) Измерение амплитуды изменения высокочастотной емкости ΔC ($f = 100 \text{ кГц}$) при периодическом освещении образца ($f_m = 8 \text{ Гц}$, скважность = 2) излучением $\lambda \approx 1 \text{ мкм}$ интенсивностью $\sim 10^{17} \text{ фот/см}^2 \cdot \text{с}$ в зависимости от напряжения смещения на барьере Шоттки V_b (от 1 до -10 В) при различных температурах (от 80 до 140 К). Для образцов с $x = 0.385$ и 0.45 амплитуда изменения высокочастотной емкости ΔC была меньше 0.1 пФ (модуляция толщины слоя обеднения много меньше своего среднего значения) и оставалась практически постоянной при всех V_b , незначительно понижаясь при изменении V_b в сторону обеднения слоя n -AlGaAs. Следовательно, скорость захвата в обедненной области не превышает скорости захвата в нейтральной области полупроводника, так как в противном случае по мере

формирования слоя обеднения в n -AlGaAs ΔC должна была увеличиваться. С ростом температуры ΔC увеличивалась с энергией активации, равной 0.11 и 0.14 эВ для образцов с $x = 0.385$ и 0.45 соответственно. Это, с учетом того что концентрация электронов в зоне проводимости (измерялась CV -методом) в процесс освещения образцов и сразу после выключения освещения в рассматриваемой области температур понижалась с ростом температуры с энергией активации 0.085 и 0.09 эВ для образцов с $x = 0.385$ и 0.45 , дает значения высоты барьера для захвата электронов на $DХ$ -центры со дна зоны проводимости $E_c \approx 0.2$ и 0.23 эВ соответственно. Указанная температурная зависимость концентрации электронов n наблюдается при условии, что преобладающими процессами являются оптическая ионизация $DХ$ -центров в зону проводимости и обратный захват электронов на $DХ$ -центры, а $n \ll N_d$, тогда $n \approx (N_d P \sigma_0 / v_T \sigma_c)^{1/2}$. Здесь N_d — концентрация $DХ$ -центров, P — поток квантов излучения, v_T — тепловая скорость электронов, σ_0 и $\sigma_c = \sigma_{e0} \exp(-E_c/k_B T)$ — сечения оптической ионизации $DХ$ -центра и захвата на него электрона из зоны проводимости.

2) Измерение параметров глубоких уровней методом модуляционной спектроскопии [13]. В рассматриваемом здесь случае исследуемый глубокий уровень является основным легирующим уровнем, что потребовало дальнейшего развития метода. Однако на этом здесь мы останавливаться не будем, сообщим лишь, что в области температур от 77 до 300 К при частотах модуляции от 8 Гц до 2 кГц существенно преобладающим был один уровень с параметрами: $E_c = 0.41$ эВ, $\sigma_{e0} = 1.2 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$, определяющими сечение эмиссии $\sigma_e = \sigma_{e0} \exp(-E_c/k_B T)$. Найденные параметры E_c , E_c и σ_{e0} хорошо соответствуют известным параметрам $DХ$ -центров в легированном кремнии AlGaAs. Это указывает на то, что в наших образцах исследуемые процессы захвата в действительности определяются $DХ$ -центрами.

3) Измерение CV -методом профиля концентрации ионизированных примесей после захвата электронов в темноте в течение фиксированного времени на предварительно ионизированные оптическим излучением $DХ$ -центры при различных состояниях n -AlGaAs: от плоских зон до хорошо сформированного обеднения. При каждом фиксированном напряжении смещения барьера Шоттки V_b $DХ$ -центры полностью ионизировались оптическим излучением с $\lambda \approx 1 \text{ мкм}$, затем при этом же V_b образец выдерживался в темноте некоторое фиксированное время (15 и 60 с для образцов с $x = 0.385$ и 0.45 соответственно), после чего быстро (за 5 с) записывалась зависимость CV -концентрации N_{CV} от глубины слоя обеднения x при изменении V_b от -10 до 1 В. На рис. 4 приведены полученные зависимости для образца с $x = 0.45$ (на образце с $x = 0.385$ зависимости были аналогичны). Профиль концентрации, измеренный непосредственно при постоянном освещении образца (кривая L на рис. 4), показывает, что реальная концентрация примеси оказалась близкой к проектируемой и

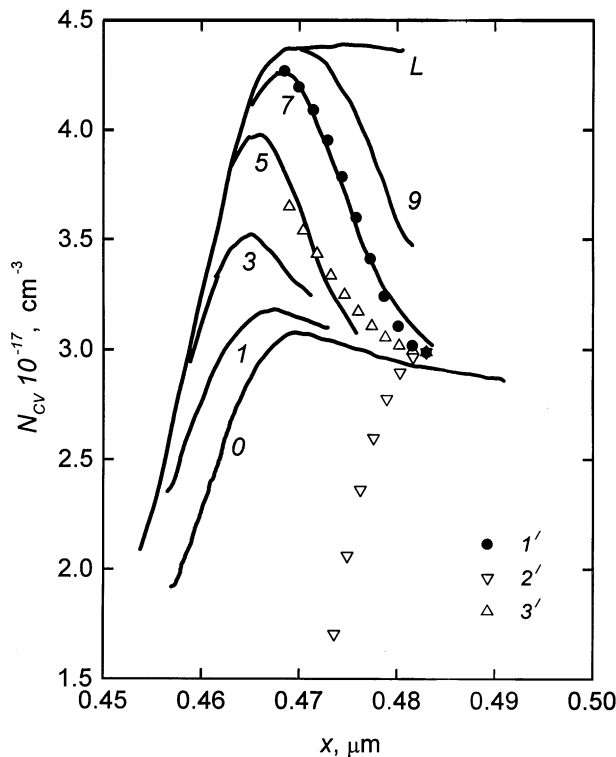


Рис. 4. Сплошными линиями показаны зависимости концентрации ионизированных примесей N_{CV} от глубины x в легированной кремнием $Al_{0.45}Ga_{0.55}As$, измеренные в темноте через 60 с после окончания освещения при обедняющих напряжениях на барьере Шоттки, указанных возле кривых в вольтах. L — профиль концентрации, измеренный в процессе освещения. Точками показаны расчетные зависимости N_{CV} от x : $1'$ — сильная электрон-фононная связь, $\hbar\omega = 5.5$ мэВ; $2'$ и $3'$ — слабая электрон-фононная связь, $\hbar\omega = 5.5$ и 36 мэВ соответственно. $T = 78$ К.

постоянна по глубине легированного слоя AlGaAs. При $V_b = 0$ изгиб зон на границе n -AlGaAs V_s равен примерно -10 мВ (зоны почти плоские) и скорость захвата электронов на DX-центры не зависит от x . С понижением потенциала V_b до -10 В на границе n -AlGaAs формируется слой обеднения и V_s возрастает до -200 мВ, при этом скорость захвата электронов на DX-центры, находящиеся в области обеднения, уменьшается с их удалением от нейтральной области полупроводника практически до нуля.

На рис. 4 приведены также профили концентрации, рассчитанные в приближении Хуанга и Риса в случае слабой и сильной электрон-фононной связи при $V_b = -7$ В с параметрами, использованными при расчете зависимостей на рис. 3. Считалось, что при малом изменении концентрации ионизированных центров можно пренебречь изменением зависимости потенциальной энергии центра V от координаты x . В этом случае концентрация ионизированных DX-центров зависит от времени после выключения освещения следующим образом: $N_{CV}(x, t) = N_d \exp(-R(x)t)$. Видно,

что хорошее совпадение с экспериментом получается только для сильной электрон-фононной связи. В случае слабой электрон-фононной связи при энергии фононов локальных колебаний $\hbar\omega = 5.5$ мэВ [9], определяющих ход адиабатического потенциала в конфигурационном пространстве, скорость захвата возрастает с удалением от нейтрального объема полупроводника (рис. 4). Увеличение $\hbar\omega$ приводит к понижению времени туннелирования τ_1 , что может привести к изменению знака dR/dV (см. соотношение (9)), однако даже увеличение $\hbar\omega$ до 36 мэВ (до энергии LO-фононов [11]) не позволяет получить хорошего согласия теории и эксперимента в рамках слабой электрон-фононной связи. Кроме того, при столь больших $\hbar\omega$ и $T = 78$ К туннелирование между адиабатическими потенциалами U_1 и U_2 облегчается настолько, что величина оптимальной колебательной энергии центра $E < 1$ мэВ, температурная зависимость скорости захвата слабо зависит от энергии E_2 и имеет энергию активации ≈ 20 мэВ, что в 10 раз меньше известных экспериментальных данных [10]. Таким образом, можно заключить, что DX-центры в легированном кремнием AlGaAs обладают сильной электрон-фононной связью.

5. Заключение

Проведен анализ многофононного термополевого захвата термически равновесных носителей заряда на глубокие центры, расположенные в обедненной области полупроводника. Показано, что скорость захвата электрона на глубокий центр может иметь качественно различную полевую зависимость. В случае сильной электрон-фононной связи многофононный захват с предварительным туннелированием электрона под потенциальный барьер области обеднения происходит с меньшей скоростью, чем прямой многофононный захват в нейтральном объеме полупроводника, а в случае слабой электрон-фононной связи скорость захвата в обедненной области полупроводника может превысить скорость захвата в нейтральном объеме на несколько порядков.

Результаты экспериментального исследования процессов захвата в легированном кремнием AlGaAs указывают на сильную электрон-фононную связь в DX-центрах.

Авторы благодарны А.И. Торопову за предоставленные структуры AlGaAs.

Список литературы

- [1] T. Markvart. J. Phys. C: Sol. St. Phys., **14**, L895 (1981).
- [2] В.Н. Абакумов, И.А. Меркулов, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич. ЖЭТФ, **89**, 1472 (1985).
- [3] В. Карпус, В.И. Перель. ЖЭТФ, **91**, 2319 (1986).
- [4] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич. *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках* (СПб., Петербургский ИЯФ РАН, 1997), гл. 9, с. 10.
- [5] S.D. Ganichev, I.N. Yassievich, W. Prettl, J. Diener, B.K. Meyer, K.W. Benz. Phys. Rev. Lett., **75**, 1590 (1995).

- [6] С.Д. Ганичев, И.Н. Ясневич, В. Преттл. ФТТ, **39**, 1905 (1997).
- [7] D.V. Lang, R.A. Logan. Phys. Rev. B, **19**, 1015 (1979).
- [8] JCM Henning, IPM Ansems. Semicond. Sci. Technol., **2**, 1 (1987).
- [9] P.M. Mooney, G.A. Northrop, T.N. Morgan, H.G. Grimmeiss. Phys. Rev. B, **37**, 8298 (1988).
- [10] P.M. Mooney. J. Appl. Phys., **67**, R1 (1990).
- [11] S. Adachi. J. Appl. Phys., **58**, R1 (1985).
- [12] L. Pavesi, M. Guzzi. J. Appl. Phys., **75**, 4779 (1994).
- [13] Б.А. Бобылев, В.Н. Овсюк, С.Б. Севастьянов, В.И. Усик. ФТП, **23**, 1932 (1989).

Редактор В.В. Чалдышев

Multiphonon capture of charge carriers at deep centers in the depletion region of semiconductors

M.A. Dem'yanenko, V.N. Ovsyuk*, V.V. Shashkin

Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

*Technological Institute of Applied Microelectronics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract Analysis of a multiphonon tunneling capture of thermal equilibrium charge carriers at deep centers located in the depletion region of semiconductors is carried out. It is shown that in the case of a strong electron-phonon coupling the multiphonon capture with preliminary tunneling of electrons under the potential barrier of the depletion region of the semiconductor occurs at a smaller rate than the direct multiphonon capture in a neutral volume of the semiconductor. In the case of a weak electron-phonon coupling the capture rate in depletion region of the semiconductor can exceed that in the neutral volume by some orders. The results of experimental investigation of the capture processes in a silicon-doped AlGaAs evidence strong electron-phonon coupling in DX-centers.