

УДК 548.732

МНОГОФОНОННАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ ЧЕРЕЗ ГЛУБОКИЕ ПРИМЕСНЫЕ ЦЕНТРЫ В НЕПРЯМОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Э. З. Имамов, О. В. Курносова, А. А. Пахомов

Для описания многофононной рекомбинации предложена система адиабатических потенциалов (термов), учитывающая симметрию примесного состояния и особенности зонной структуры полупроводника. В рамках этой модели проведены расчеты сечений многофононного захвата электронов и дырок и вероятностей их термической ионизации на примере глубокого акцепторного уровня симметрии T_2 в кремнии. Результаты расчетов сопоставлены с экспериментальными данными по захвату и термоионизации носителей с акцепторного уровня золота в Si.

Одним из основных процессов, определяющих время жизни носителей в полупроводниках, является многофононная рекомбинация через примесные центры с глубокими уровнями. Теоретические исследования рекомбинации избыточных носителей и рекомбинационно-стимулированных процессов требуют построения модели, позволяющей в рамках единой схемы вычислять сечения захвата как электронов, так и дырок на один и тот же центр. Подобная модель многофононной рекомбинации через глубокие примесные центры симметрии A_1 в прямозонных полупроводниках A_3B_5 была развита в работах [1, 2]. В этих работах показано, что особенности симметрии локализованного электронного состояния и зонного спектра полупроводника оказывают существенное влияние на структуру адиабатических потенциалов (термов).

В настоящей работе этот подход развит для описания многофононной рекомбинации через глубокие примесные центры в непрямозонных полупроводниках типа Ge, Si и GaP. Как и в работах [1, 2], тип симметрии центра и особенности зонной структуры оказывают существенное влияние на захват и термоионизацию электронов и дырок. В качестве примера рассматривается акцепторный уровень симметрии T_2 в кремнии. Результаты расчета сравниваются с экспериментальными данными для акцепторного уровня золота в Si.

1. Модель системы адиабатических термов для уровня T_2

Рассмотрим связанное состояние дырки на акцепторе. Локальные колебания центра и его окружения приводят к изменению эффективной потенциальной ямы для связанной дырки и, следовательно, к изменению ее энергии связи [3]. В одномерном приближении¹ энергия связи дырки ϵ_{BV} зависит от обобщенной колебательной координаты x , именуемой в дальнейшем координатой «ядра». Исследуется система «электрон+

¹ В данной работе ограничимся рассмотрением взаимодействия связанного носителя с полносимметричной «дыхательной» модой локальных колебаний. Учет взаимодействия с локальными колебаниями другой симметрии не приводит к существенным отличиям.

«дырка+ядро». Примем, что терм, отвечающий отсутствию электрона и дырки, определяется соотношением $U = U_0(x)$. В ходе процесса рекомбинации эта система может находиться в следующих трех состояниях.

1. Электрон и дырка свободны. Этому состоянию соответствует адиабатический терм

$$U_1(x) = U_0(x) + \varepsilon_g + \varepsilon_{ck} + \varepsilon_{hk'}, \quad (1)$$

где ε_g — ширина запрещенной зоны; ε_{ck} , $\varepsilon_{hk'}$ — кинетические энергии электронов и дырок.

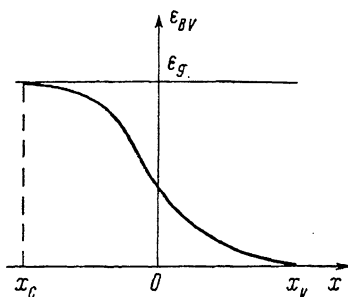


Рис. 1. Схематический вид зависимости энергии связи дырки ε_{BV} от конфигурационной координаты локального колебания для случая акцепторного уровня симметрии T_2 в непрямозонном полупроводнике.

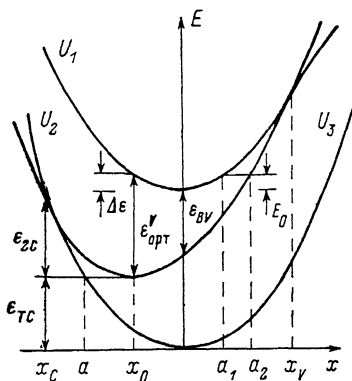


Рис. 2. Система адиабатических термов для описания рекомбинации через акцепторный T_2 -уровень.

Показаны термы, соответствующие нулевым кинетическим энергиям электрона и дырки.

2. Дырка связана на акцепторе. Свободный электрон — в зоне проводимости

$$U_2(x) = U_0(x) - \varepsilon_{BV}(x) + \varepsilon_g + \varepsilon_{ck}. \quad (2)$$

3. Электрон и дырка рекомбинировали

$$U_3 = U_0(x). \quad (3)$$

В дальнейшем мы будем использовать параболическое приближение для функции $U_0(x) = M\omega^2 x^2/2$, где M — масса «ядра», ω — частота локальных колебаний.

Ход терма U_2 определяется координатной зависимостью энергии связи дырки ε_{BV} . В теории многофононных переходов особенно важен вид $\varepsilon_{BV}(x)$ вблизи точек встречи термов x_c ($U_3(x_c) = U_2(x_c)$, $\varepsilon_{BV}(x_c) = \varepsilon_g$) и x_v ($U_2(x_v) = U_1(x_v)$, $\varepsilon_{BV}(x_v) = 0$), соответствующих выходу уровня в сплошной спектр зоны проводимости и валентной зоны.

В работе [4] для случая непрямозонных полупроводников типа Ge, Si было показано, что при приближении уровня симметрии T_2 как к валентной зоне, так и к зоне проводимости становится справедливой модель потенциала нулевого радиуса. Как известно [5], в этой модели энергия связи обращается в нуль по квадратичному закону, т. е. ее можно представить в виде

$$\begin{aligned} \varepsilon_{BV}(x) &= C_V(x - x_v)^2 \quad \text{при } x \rightarrow x_v, \\ \varepsilon_{BC}(x) &= \varepsilon_g - \varepsilon_{BV}(x) = C_C(x - x_c)^2 \quad \text{при } x \rightarrow x_c. \end{aligned} \quad (4)$$

Схематическая зависимость энергии связи от координаты «ядра» изображена на рис. 1. Зависимость $\varepsilon_{BV}(x)$ во всей актуальной области значений x ($x_c \leq x \leq x_v$) с учетом (4) может быть описана интерполяционной кривой третьего порядка

$$\varepsilon_{BV}(x) = (x - x_V)^2 (C_V + \gamma x) = \varepsilon_g - (x - x_C)^2 (C_C - \gamma x). \quad (5)$$

Таким образом, терму U_2 соответствует кубическая парабола

$$U_2(x) = \frac{1}{2} M \omega^2 x^2 + \varepsilon_g - (x - x_V)^2 (C_V + \gamma x) + \varepsilon_{CK}. \quad (6)$$

Если значение координаты «ядра», соответствующее его равновесному положению (минимум терма U_2), обозначить x_0 , то (6) можно переписать в виде

$$U_2(x) = \varepsilon_{TC} + \frac{1}{2} M \omega_1^2 (x - x_0)^2 - \gamma (x - x_0)^3 + \varepsilon_{CK}, \quad (7)$$

где ε_{TC} — энергия рождения пары «локализованная на центре дырка + электрон в зоне проводимости»; ω_1 имеет смысл частоты колебаний «нагруженного ядра» в окрестности положения равновесия. Слагаемое, пропорциональное $(x - x_0)^3$ в (7), можно интерпретировать как ангармонизм «нагруженного» колебания. Энергия ε_{TC} связана с энергией термоионизации дырки в валентную зону ε_{TV} соотношением $\varepsilon_{TC} = \varepsilon_g - \varepsilon_{TV}$. На рис. 2 представлен один из возможных вариантов схемы термов.

Использование интерполяционной формулы (5) с учетом (4) и (6) приводит к тому, что схема термов полностью определяется с помощью трех параметров: 1) оптической энергии ионизации дырки в валентную зону $\varepsilon_{opt}^V = \varepsilon_{BV} |_{x=0}$, 2) частоты «ненагруженных» локальных колебаний ω , 3) безразмерной константы связи

$$\lambda = (2\gamma^2 \varepsilon_g)^{1/2} / (2M\omega^2), \quad (8)$$

характеризующей силу электрон-фононного взаимодействия.

Отметим, что энергия ε_{opt}^V может быть определена из данных по поглощению света. Она связана с энергией термоионизации дырки соотношением

$$\varepsilon_{opt}^V = \varepsilon_{TV} + \frac{1}{2} M \omega^2 x_0^2 = \varepsilon_{TV} + \Delta\varepsilon, \quad (9)$$

где величина $\Delta\varepsilon$ носит название энергии тепловыделения.

Приведем выражения для основных параметров системы термов

$$\omega_1 = \omega \sqrt{1 - 6\lambda q}, \quad \gamma = 2\varepsilon_g (\lambda M \omega^2 / \varepsilon_g)^{3/2}, \quad \Delta\varepsilon = U_0(x_0) = \frac{9}{8} \lambda \varepsilon_g (1 - q^2)^2, \quad (10a) - (10b)$$

$$\varepsilon_{2V} = U_0(x_V) = \frac{\varepsilon_g}{8\lambda} (1 - q)^2 [1 - 3\lambda (1 + q)]^2, \quad (10г)$$

$$\varepsilon_{1C} = U_0(x_C) = \frac{\varepsilon_g}{8\lambda} (1 + q)^2 [1 + 3\lambda (1 - q)]^2. \quad (10д)$$

Здесь безразмерный параметр q , зависящий только от положения уровня в запрещенной зоне, является корнем кубического уравнения

$$q^3 - 3q + 2(1 - 2\varepsilon_{opt}^V / \varepsilon_g) = 0. \quad (11)$$

Используя соотношения (8)–(10), нетрудно получить связь безразмерной константы связи λ с энергией тепловыделения $\Delta\varepsilon$

$$\lambda = \frac{8}{9} \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_g} (1 - q^2)^2. \quad (12)$$

Соотношение (12) позволяет оценить константу связи из сопоставления данных по примесной фотолюминесценции и по поглощению света.

Поскольку $0 < \varepsilon_{opt}^V < \varepsilon_g$, то, очевидно, уравнение (11) имеет три вещественных корня. Мы будем использовать один корень, определяемый формулой

$$q = 2 \cos [(a - 2\pi)/3], \quad (13)$$

где $a = \arccos [2(\varepsilon_{opt}^V / \varepsilon_g) - 1]$. Этому корню отвечает следующее расположение точек x_C , x_0 , x_V : $x_C^* < x_0 < x_V$. Выбор этого корня представляется нам наиболее адекватным реальной физической ситуации.

В зависимости от величины константы связи решению (13) удовлетворяют две различные ситуации: $x_V > 0$ (рис. 2) и $x_V < 0$ (рис. 3). Второму случаю отвечают значения $\lambda > [3(1+q)]^{-1}$. При этом реализуется предел сильной связи, соответствующей образованию автолокализованных состояний [6]. Мы будем рассматривать только случай $\lambda < [3(1+q)]^{-1}$.

2. Вычисление вероятности термоионизации

Обсудим сначала вычисление вероятности термоионизации дырки с акцепторного T_2 -уровня. Будем проводить его, используя полуклассический метод Ландау, в духе работ [7, 8]. В этих работах показано, что

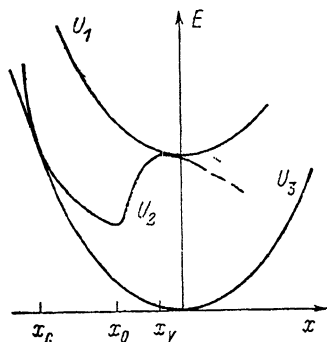


Рис. 3. Схема термов для случая сильного электрон-фононного взаимодействия $\lambda > [3(1+q)]^{-1}$, отвечающего образованию автолокализованных состояний.

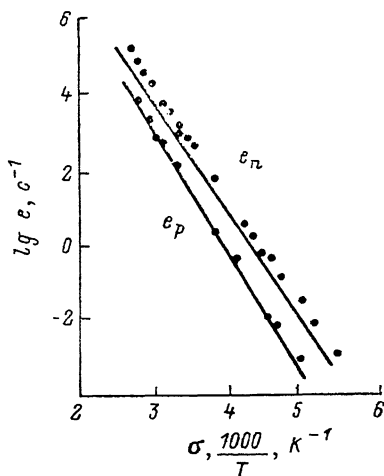


Рис. 4. Скорости термической ионизации электронов e_n и дырок e_p с акцепторного уровня золота в кремнии.

Точки — эксперимент [10], сплошные линии — расчет. $\epsilon_{TC} = 535$ мэВ, $\hbar\omega = 103$ мэВ, $\lambda = 0.38$.

вероятность перехода системы с колебательной энергией $E < \epsilon_{2V} + \epsilon_{TV}$ с терма U_2 на терм U_1 определяется выражением

$$P(E) = P_0(E) \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} (S_1(E) - S_2(E)) \right\}, \quad (14)$$

где $S_{1,2}(E)$ — действия, вычисленные на туннельных траекториях

$$S_{1,2}(E) = \int_{a_{1,2}}^{x_V} \sqrt{2M(U_{1,2}(x) - E)} dx. \quad (15)$$

Здесь $a_{1,2}$ — точки поворота (рис. 2).

Выражение для вероятности термоионизации дырки e_p получим путем усреднения $P(E)$ по начальным состояниям с учетом термодинамически равновесного распределения энергии колебаний «нагруженного ядра»²

$$e_p = 2 \operatorname{sh} \frac{\hbar\omega_1}{2kT} \sum_k \sum_E P(E, \epsilon_{hk}) e^{-E/kT}. \quad (16)$$

В актуальной области температур сумму по энергиям в (16) можно приближенно заменить на интеграл и вычислить его методом перевала. В результате имеем

$$e_p = e_{p0} \exp \{ -\Phi_V(E_0) - \epsilon_{TV}/kT \}, \quad (17)$$

² Мы пренебрегаем ангармонизмом колебаний при вычислении нормировочного множителя для функции распределения фононов.

где оптимальная энергия туннелирования («перевальная» энергия) E_0 определяется из соотношения

$$\frac{1}{kT} - \frac{2}{\hbar} \{ \tau_1^V(E_0) - \tau_2^V(E_0) \} = 0. \quad (18)$$

Здесь величины $\tau_{1,2}^V(E) = -\partial S_{1,2}(E)/\partial E$ имеют смысл времен туннелирования «ядра» по траекториям $[a_1, x_V]$ и $[a_2, x_V]$ в процессе перехода дырки в валентную зону. Определение величины

$$\Phi_V(E_0) = \frac{E_0 - \varepsilon_{TV}}{kT} + \frac{2}{\hbar} \{ S_1(E_0) - S_2(E_0) \} \quad (19)$$

в общем случае требует вычисления эллиптических интегралов. Однако простые аналитические выражения для $\Phi_V(E_0)$ можно получить в предельном случае сильной связи, когда точка касания термов x_V близка к точке минимума терма $U_1(x=0)$. Для величин $\tau_{1,2}^V(E_0)$ имеем соотношения

$$\tau_1^V(E_0) = \omega^{-1} \operatorname{arth} \sqrt{Z_V},$$

$$\tau_2^V(E_0) = \frac{1}{\omega} \begin{cases} \operatorname{arth} \sqrt{(1-6\lambda)Z_V/\sqrt{1-6\lambda}}, & \lambda \leq 1/6, \\ \operatorname{arctg} \sqrt{(6\lambda-1)Z_V/\sqrt{6\lambda-1}}, & \lambda > 1/6, \end{cases} \quad (20)$$

где $Z_V = (\varepsilon_{2V} - E_0)/\varepsilon_{2V}$, энергия туннелирования E_0 отсчитывается от минимума терма U_1 .

Подставив $\tau_{1,2}^V$ в формулу (18) и найдя «перевальную» энергию, можно для величины $\Phi_V(E_0)$ получить соотношения

$$\Phi_V(E_0) = \frac{12\lambda\varepsilon_{2V}}{\hbar\omega} \begin{cases} (1-6\lambda)^{-3/2} [\operatorname{arth} \sqrt{Z_V(1-6\lambda)} - \sqrt{Z_V(1-6\lambda)}], & \lambda \leq 1/6, \\ (6\lambda-1)^{-3/2} [\sqrt{Z_V(6\lambda-1)} - \operatorname{arctg} \sqrt{Z_V(6\lambda-1)}], & \lambda > 1/6. \end{cases} \quad (21)$$

Рассмотрим теперь переходы электронов в зону проводимости. В этом случае вычисления можно существенно упростить, если принять во внимание соотношение $\varepsilon_{2c} \geq \varepsilon_g$ при $q > -0.6$. Это условие справедливо практически для всех не слишком прилегающих к краям зон примесных уровней. При этом соответствующая «перевальная» энергия E_{0c} близка к нулю и туннелирование происходит практически с нижнего колебательного уровня терма U_2 . В этом случае в сумме по энергиям остается только один член, отвечающий минимально возможной энергии туннелирования $E = \varepsilon_{TC} + \hbar\omega/2$, и для вероятности термоионизации электронов имеем

$$e_n = e_{n0} \exp \{ -\Phi_C - \varepsilon_{TC}/kT \}, \quad \Phi_C = 2(S_2 - S_3)/\hbar, \quad (22)$$

где

$$S_2 = \frac{\varepsilon_g}{60\lambda^3\omega} \{ (1-6\lambda q)^{3/2} - [1 + 2\lambda(1-2q)]^{3/2} (1-3\lambda(1+3q)) \},$$

$$S_3 = \frac{1}{\omega} \left\{ \sqrt{\varepsilon_{1c}(\varepsilon_{1c} - \varepsilon_{TC})} - \frac{\varepsilon_{TC}}{2} \ln \frac{\sqrt{\varepsilon_{1c}} + \sqrt{\varepsilon_{1c} - \varepsilon_{TC}}}{\sqrt{\varepsilon_{1c}} - \sqrt{\varepsilon_{1c} - \varepsilon_{TC}}} \right\}.$$

Напомним, что $\varepsilon_{1c} = \varepsilon_{2c} + \varepsilon_{TC}$ дается соотношением (10д).

Используя метод, развитый в [8], можно определить предэкспоненциальные множители e_{n0} и e_{p0} для вероятностей термоионизации электронов и дырок

$$e_{n0} = \frac{8}{27\hbar} \frac{(kT_0^*)^{3/2}}{\sqrt{6\lambda\pi\varepsilon_{2c}}}, \quad (23)$$

$$e_{p0} = \frac{8}{81} \frac{\sqrt{2\hbar\omega}}{\lambda\hbar^2\omega_1} (kT_V^*)^{3/2} \operatorname{sh} \left(\frac{\hbar\omega_1}{kT} \right) \frac{\sqrt{(1-Z_V)(1+|1-6\lambda|Z_V)}}{Z_V^2}, \quad (24)$$

где

$$\frac{1}{kT_V^*} = \frac{1}{kT} + \frac{2}{\hbar} \tau_2^V(E_c), \quad \frac{1}{kT_C^*} = \frac{1}{kT} + \frac{2}{\hbar} \tau_3^C, \quad \tau_3^C = \frac{1}{2\omega} \ln \frac{\sqrt{\varepsilon_{1C}} + \sqrt{\varepsilon_{1C} - \varepsilon_{TC}}}{\sqrt{\varepsilon_{1C}} - \sqrt{\varepsilon_{1C} - \varepsilon_{TC}}}.$$

Приведенные соотношения не учитывают влияния зарядовых состояний акцепторного центра на вероятность термоионизации носителей в зоны. Влияние притягивающего кулоновского потенциала центра, следуя работам [9, 10], можно учесть, умножив (23) на фактор $Z_+(T)$, определяемый соотношением

$$Z_+(T) = 3.1 \sqrt{\varepsilon_{B,h}/kT_V^*}, \quad (25)$$

где $\varepsilon_{B,h} = m_h e^4 / (2\kappa_0^2 \hbar^2)$, m_h — эффективная масса подзоны тяжелых дырок, κ_0 — диэлектрическая проницаемость среды.

В заключение этого раздела приведем выражения для сечений захвата электронов и дырок акцепторным T_2 -уровнем, которые можно легко получить на основе принципа детального равновесия

$$\sigma_p = \sigma_{p0} \exp\{-\Phi_V(E_0)\}, \quad \sigma_n = \sigma_{n0} \exp\{-\Phi_C\}, \quad (26)$$

где

$$\sigma_{p0} = g e_{p0} / N_V \langle v_V \rangle, \quad \sigma_{n0} = g e_{n0} / N_C \langle v_C \rangle,$$

$N_{V,C} = (2\pi kT m_d^{\nu,c})^{3/2} (2\pi\hbar)^{-3}$ — плотность состояний в валентной зоне и в зоне проводимости; $m_d^{\nu,c}$ — эффективные массы плотности состояний в зонах (для Si $m_d^V = 0.458m_0$, $m_d^C = (m_{||} m_{\perp}^2)^{1/3} = 0.32m_0$); $\langle v_{V,C} \rangle = \sqrt{8kT/(\pi m_d^{\nu,c})}$ — средние тепловые скорости носителей в зонах; $m_d^{\nu,c}$ — эффективные «массы проводимости» носителей (для Si $m_s^V = 0.245m_0$, $m_s^C = (1/m_{||} + 2/m_{\perp})^{-1} = 0.086m_0$); $g = 3$ — кратность вырождения T_2 -уровня; m_0 — масса свободного электрона; m_{\perp} , $m_{||}$ — «поперечная» и «продольная» массы в долинах зоны проводимости.

3. Обсуждение результатов и сравнение с экспериментом

Для детального сравнения теории с экспериментом необходимо знать тип симметрии центра, энергию Франка—Кондона $\Delta\varepsilon$ (энергию тепловыделения), энергию кванта локальных колебаний $\hbar\omega$, а также энергию термической ионизации ε_{TC} (или ε_{TV}). В литературе, однако, отсутствует сводка достаточно надежных экспериментальных данных, включающая одновременно все эти параметры для данного типа примеси. Наиболее подробно изученной в этом смысле примесью с глубокими уровнями является золото в кремнии [11–17]. В работе [13] измерены скорости термоионизации электронов и дырок с акцепторного уровня золота. Сопоставление результатов расчета по формулам (17) и (22) с экспериментальными данными [13] представлено на рис. 4. Согласно теории с этим экспериментом достигается при следующих значениях параметров модели: $\varepsilon_{TC} = 535$ мэВ, $\hbar\omega = 103$ мэВ, константа связи $\lambda = 0.38$, что соответствует сдвигу Франка—Кондона при фотоионизации $\Delta\varepsilon = 316$ мэВ. В работе [13] приводится значение $\varepsilon_{TC} = 547 \pm 20$ мэВ. Отметим, однако, что для определения этого значения использовалась формула Аррениуса $e = AT^2 \exp\{-\varepsilon_T/kT\}$. Развитая в настоящей работе модель приводит к существенно иной по сравнению с формулой Аррениуса температурной зависимости предэкспоненты, которая определяется соотношениями (23)—(24). Вид этой зависимости оказывает существенное влияние на величину восстанавливаемой из экспериментальных данных энергии термической ионизации [13].

Изучение термоионизации методами емкостной спектроскопии (DLTS) ведется на структурах типа барьер Шотки, p — n переход, гетеропереход. При этом изучаемые примесные центры находятся в области локаль-

ного электрического поля, которое заметно влияет на скорость термоионизации. В работе [18] было показано, что из полевой зависимости скорости термоионизации можно определить времена туннелирования «ядра», соответствующие переходам электрона в зону проводимости τ_2^c и дырки в валентную зону τ_1^v . В этой работе приведена также температурная зависимость величины τ_2^c (в наших обозначениях), восстановленная по данным работ [19, 20]. Используя уравнение для «перевальной» энергии, эту зависимость можно представить в виде

$$\tau_2^c(T) = \tau_3^c + \hbar/2kT. \quad (27)$$

Величина τ_3^c слабо зависит от температуры и ее можно определить путем экстраполяции линейной зависимости τ_2^c от T^{-1} при низких температурах. Расчет по формуле (24) дает для величины τ_3^c значение 4.3×10^{-15} с, результаты работы [20] приводят к значению $\tau_3^c = 4.7 \cdot 10^{-15}$ с, а работы [19] — к $\tau_3^c = 8.8 \cdot 10^{-15}$ с.

Вычисленное значение сечения захвата дырок достигает величины $4 \cdot 10^{-14}$ см² и возрастает с ростом температуры. Такое поведение сечения находится в противоречии с экспериментальными данными [21], где наблюдалась зависимость $\sigma_p \sim T^{-4}$. Отсюда можно заключить, что захват дырок на акцепторный уровень золота в кремнии не связан непосредственно с многофононными переходами. Конкурирующим механизмом захвата может быть, например, оже-процесс, рассмотренный в [22].

Авторы выражают признательность В. Н. Абакумову и И. Н. Ясиевич за стимуляцию работы и полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Абакумов В. Н., Курносова О. В., Пахомов А. А., Ясиевич И. Н. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 6. С. 1793—1802.
- [2] Абакумов В. Н., Курносова О. В., Пахомов А. А., Ясиевич И. Н. // Препринт ФТИ, № 1162. Л., 1987. 34 с.
- [3] Henry C. H., Lang D. V. // Phys. Rev. B. 1978. V. 15. N 2. P. 989—1016.
- [4] Иمامов Э. З., Пахомов А. А., Ясиевич И. Н. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 4 (10). С. 1410—1418.
- [5] Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. Н. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М., 1971. 544 с.
- [6] Иоселевич А. С., Рашба Э. И. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 5. С. 1873—1897.
- [7] Markwart T. // J. Phys. C. 1981. V. 14. N 29. P. L895—L899.
- [8] Абакумов В. Н., Меркулов И. А., Перель В. И., Ясиевич И. Н. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 4 (10). С. 1472—1486.
- [9] Абакумов В. Н., Карпус В. В., Перель В. И., Ясиевич И. Н. // ФТП. 1988. Т. 22. № 1. С. 262—268.
- [10] Карпус В. В. // Автореф. канд. дис. Л., 1986.
- [11] Parillo L. C., Johnson W. C. // Appl. Phys. Lett. 1972. V. 20. N 3. P. 104—106.
- [12] Yau L. D., Sah C. T. // Appl. Phys. Lett. 1972. V. 21. N 4. P. 157—158.
- [13] Sah C. T., Forbes L., Rosier L. I. et al. // Appl. Phys. Lett. 1969. V. 15. N 5. P. 145—148.
- [14] Глиничук Е. Д. // Полупроводниковая техника и микроэлектроника. 1972. № 7. С. 51—60.
- [15] Kassing R. // Phys. St. Sol. (a). 1975. V. 25. N 1. P. 141—146.
- [16] Li S. S., Tseng H. F. // Phys. Rev. B. 1971. V. 4. N 2. P. 490—498.
- [17] Wong D. C., Penchina C. M. // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. N 12. P. 5840—5845.
- [18] Карпус В. В., Перель В. И. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. № 6 (12). С. 2319—2331.
- [19] Tash A. F., Sah C. T. // Phys. Rev. B. 1970. V. 1. N 2. P. 800—809.
- [20] Irmsher K., Klose H., Maas K. // Phys. St. Sol. (a). 1983. V. 75. N 1. P. K25—K28.
- [21] Bemsky G. // Phys. Rev. 1958. V. 111. N 6. P. 1515—1518.
- [22] Hangleter A. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 15. P. 9149—9160.