

Рекомбинация носителей заряда через мелкие уровни бора в кремнии при низких температурах

Т. Т. Муратов

В данной работе изучен процесс рекомбинации носителей через мелкие примесные центры бора в кремнии при низких температурах. Основное внимание было уделено теоретическому объяснению «эмпирических» температурных зависимостей времени жизни τ (Т) носителей в интервале температур (1,7÷4,2) К при концентрациях легирующей примеси $n_B \geq 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и компенсацией $\leq 10\%$ ($n_D + n_A \leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$). Довольно точно удалось установить, что мелкий возбужденный уровень с энергией связи 5 мэВ (3s-состояние) является почти резонансным. Получены приближенные формулы для коэффициента резонансного захвата.

Ключевые слова: маршруты рекомбинации, резонансный уровень, коэффициент захвата, время жизни, фотопроводимость.

Ссылка: Муратов Т. Т. // Прикладная физика. 2019. № 3. С. 39.

Reference: T. T. Muratov, Prikl. Fiz., No. 3, 39 (2019).

Введение

Известно [1], что примеси бора в кремнии создают акцепторные уровни, отстоящие от потолка валентной зоны на расстоянии 0,045 эВ (уровень $E_A = E_V + 0,045$ [эВ]), что примерно в 25 раз меньше ширины запрещенной зоны матрицы Si (1,15 эВ). Следовательно, возбужденные уровни примеси локализованы вблизи валентной зоны. При определенных условиях, такие уровни (так называемые A° -центры) могут проявлять себя в качестве рекомбинационных центров [1]. Теоретически возможны различные маршруты рекомбинации носителей заряда: прямые переходы из зоны в зону – непосредственная рекомбинация электрона и дырки (рис. 1, переход 1); рекомбинация через примесные центры – дырка из валентной зоны (V-зоны), сначала захватывается мелким примесным уровнем (A° -центром), а

затем уже этим же уровнем захватывается электрон из зоны проводимости (С-зоны) (другими словами, электрон, захваченный A^+ -центром, по истечении определенного промежутка времени, сваливается в V-зону) (рис. 1, переходы 4–6). Этот процесс, разумеется, может идти и в обратном порядке. В равной степени это относится и к D^- -центрам.

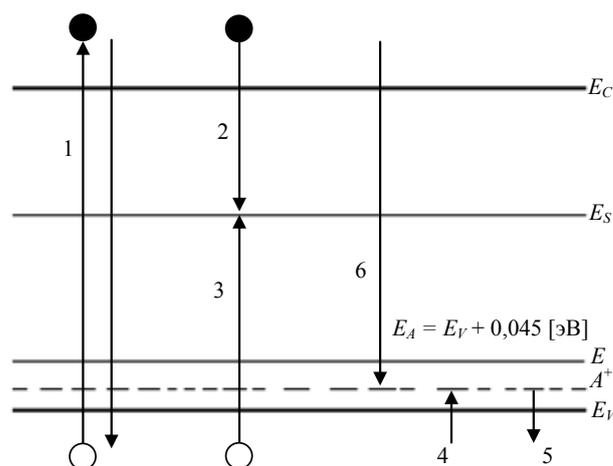


Рис. 1. Маршруты возбуждения и рекомбинации: 1 – межзонное возбуждение носителей заряда; 2, 3 – захват электронов и дырок глубокими центрами E_S ; 4, 5 – захват дырок нейтральным бором и их ре-эмиссия; 6 – захват электронов A^+ -центрами. В представленной модели E_{A^+} соответствует энергии связи дырки с A° -центром ($E_{A^+} \approx 5$ мэВ).

Муратов Темур Ташкабаевич, соискатель кафедры. Ташкентский государственный педагогический университет им. Низами. Узбекистан, 100185, г. Ташкент, ул. Бунёдкор, 27. E-mail: temur-muratov@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 11 февраля 2019 г.

© Муратов Т. Т., 2019

В том случае, если A^+ -центры размываются в одну примесную A^+ -зону (при концентрациях бора $n_B = (1 \div 7) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и температуре $T \approx 18 \text{ К}$), процесс рекомбинации заключается в том, что термализованный электрон сначала движется по A^+ -зоне с последующим переходом на V -зону [2]. Однако, такой канал рекомбинации требует предварительного «остывания» электрона, путем испускания им «мелких» фононов [3]. При высоких температурах (порядка комнатных и выше) рекомбинация может происходить через глубокие центры [4] (рис. 1, переходы 2–3). Рекомбинация посредством прыжкового механизма проводимости при наличии слабого магнитного поля была рассмотрена в работе [5]. Принцип «детального равновесия» также допускает захват дырок нейтральным акцептором ($A^\circ \pm p^+ \rightarrow A^\circ$), с последующей их реэмиссией (рис. 1, переходы 4–5).

Атом бора в невозбужденном состоянии имеет электронную конфигурацию $1s^2 2s^2 2p^1$. Энергия ионизации мелкого акцептора 0,045 эВ. Согласно экспериментальным данным [1], энергия связи дырки (электрона) с нейтральным атомом бора оказалась равной 5 мэВ. Учитывая водородоподобную структуру мелкой примеси бора в кремнии нетрудно понять, что дополнительный электрон захватывается на третий уровень атома бора ($n = 3$) с образованием короткоживущего отрицательного иона с конфигурацией $1s^2 2s^2 2p^1 3s^1$. Радиус третьей «орбиты» $r_3 = 9\chi\hbar^2 / (m^* e^2) \approx 111 \text{ \AA}$ ($\chi \approx 11,7$ -диэлектрическая постоянная, $m^* \approx 0,5 m_0$ – эффективная масса электрона в кремнии, $e = 4,8 \times 10^{-10} \text{ СГС}$), что сопоставимо с длиной его волновой функции $\lambda_3 \approx 2\pi\hbar / \sqrt{2m^* \varepsilon} \approx 246 \text{ \AA}$ (k_B – постоянная Больцмана, $\varepsilon \approx 5 \text{ мэВ}$, $2\pi r_3 \approx 3 \lambda_3$).

Следовательно, электроны проводимости рекомбинируют через третий уровень (A^+ -центр). Возникает вопрос, почему в данном случае можно пренебречь рекомбинацией электронов через основной уровень E_A . В актуальном для эксперимента, температурном интервале (1,7÷4,2) К, длина волны электронов λ_T в среднем составляет $1,52 \times 10^{-5} \text{ см}$, что примерно в 20 раз больше длины волновой функции основного состояния примеси бора

($\lambda_T \gg \lambda_1$, λ_1 – длина волновой функции основного состояния, $\lambda_1 = \lambda_3/3 \approx 82 \text{ \AA}$, $r_1 \approx 12,3 \text{ \AA}$, $2\pi r_1 \approx \lambda_1$).

Ясно, что электроны проводимости, практически не чувствуют уровень E_A , тогда как для E_A^+ -уровня $\lambda_T \geq \lambda_3$, и они преимущественно рекомбинируют (резонируют) через A^+ -центры.

Расчеты, проведенные в работе [1], дают зависимости времени жизни τ_n электрона и τ_p дырки от температуры и уровня подсветки, близкие к экспериментальным значениям, если положить коэффициент захвата электрона A^+ -центром $\alpha_n = 5 \times 10^{-6} \text{ см}^3/\text{сек}$ и энергию связи дырки с нейтральным бором $\varepsilon = 5 \text{ мэВ}$. Однако при этом не устанавливается связь коэффициента захвата с энергией связи носителя и температурой: изменение одного параметра, например температуры, непременно приводит к изменению другого – коэффициента захвата.

В связи с этим, установление теоретической формулы для α_n , охватывающую актуальный интервал (1,7÷4,2) К, является принципиальной задачей.

Целью настоящей работы является установление теоретического соотношения (аналитических оценок) для коэффициента захвата, адекватно соответствующего актуальному для эксперимента интервалу температур, что позволит проанализировать стационарную фотопроводимость.

Постановка работы

Тот факт, что после подстановки значений $\alpha_n = 5 \times 10^{-6} \text{ см}^3/\text{сек}$ и $\varepsilon = 5 \text{ мэВ}$ в формулу $\tau_n = 1/(\alpha_n n_B)$ ($n_B \approx 1,5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ – концентрация A^+ -центров) получаются зависимости, соответствующие экспериментальным данным [1], является неубедительным без соответствующего рассмотрения теоретической зависимости $\alpha_n(\varepsilon, T)$ и прояснения специфики захвата. Принципиальным достоинством работы [1] следует считать идею о рекомбинации носителей заряда через мелкие уровни прилипания. Вывод теоретической формулы для коэффициента захвата должен быть основан на модели, адекватной рассматриваемой ситуации. В качестве объекта исследования можно взять модельный полупроводник с малой концентрацией носителей ($n_e \geq 10^{10} \text{ см}^{-3}$) при

очень низких температурах (< 10 К). Этим исключаются межзонная излучательная, экситонная и Оже рекомбинации, а также рекомбинация через глубокие уровни (рис. 1, переходы 2–3). При таких условиях эффекты, связанные с резонансным захватом носителей, наиболее ярко проявляются, и их можно четко идентифицировать на эксперименте [6, 7].

Таким образом, модель представленную на рис. 1, следует упростить, что отражено на рис. 2.

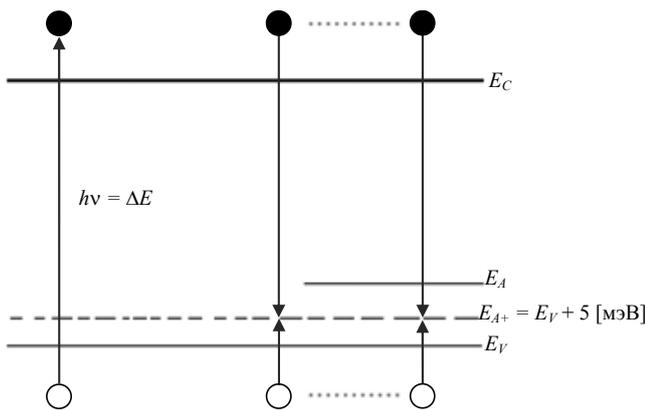


Рис. 2. Свободные носители заряда (электроны, дырки) непрерывно генерируются под действием внешнего источника фотовозбуждения. Рекомбинация происходит благодаря резонансному захвату дырки \$A^0\$-центром с последующим захватом электрона: \$p^+ + A^0 \rightarrow A^+ + e^- \rightarrow A^0\$.

Методика расчета

Наличие мелкого \$\epsilon\$-уровня, образованного примесным потенциалом бора и ответственного за резонансный захват носителей, можно учесть в приближении \$s\$-рассеяния, в рамках которого выражение для сечения рассеяния (захвата) имеет наиболее простой вид¹:

$$\sigma = \frac{2\pi\hbar^2}{m^*} \frac{1}{E + \epsilon}, \quad (\epsilon > 0),$$

$$\sigma \approx 40\pi a_B^2, \quad (a_B \approx 12,3 \text{ \AA}), \quad (1)$$

где \$E\$ – энергия рассеиваемого электрона (дырки), \$a_B\$ – боровский радиус мелкой примеси.

¹ Тепловое размытие \$E_3 = \epsilon\$ уровня примерно на два порядка меньше среднего расстояния между кулоновскими уровнями: \$\Delta E_{c,p} \approx 3,3\$ мэВ, \$\Delta E_T \approx h/\tau_T \approx 0,066\$ мэВ. Здесь \$\tau_T\$ – время газокинетической релаксации электронов (\$\tau_T \approx 10^{-11}\$ с). Правомерность приближения \$s\$-рассеяния очевидна.

На основе формулы (1) вычисляем коэффициент захвата

$$\alpha_n = \langle \nu \sigma \rangle_E = \sqrt{\frac{2}{m^*}} \frac{2\pi\hbar^2}{m^*} \times$$

$$\times \frac{\int_0^\infty E \frac{\sqrt{E}}{E + \epsilon} \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) \sqrt{E} dE}{\int_0^\infty E \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) \sqrt{E} dE} =$$

$$= \sqrt{\frac{2}{\pi m^*}} \frac{8\pi\hbar^2}{3 m^*} \frac{1}{\sqrt{k_B T}} \int_0^\infty \frac{x^2 \exp(-x)}{x + x_0} dx =$$

$$= \sqrt{\frac{2}{\pi m^*}} \frac{8\pi\hbar^2}{3 m^*} \frac{1}{\sqrt{k_B T}} \pi \left[1 - x_0 L(x_0)\right]. \quad (2)$$

При этом \$L(x_0) = 1 - x_0 \exp(x_0) [-\text{Ei}(-x_0)]\$, \$x_0 = \epsilon/k_B T\$, \$\nu = \sqrt{2E/m^*}\$, \$-\text{Ei}(-x_0)\$ – интегральный логарифм.

Потребность в точной формуле (2) отпадает, если учесть то обстоятельство, что энергии связи носителя заряда в 5 мэВ соответствует температура 58 К, которая гораздо больше, чем, например, 3 К.

Следовательно, \$\epsilon \gg k_B T\$, и тогда имеем выражение:

$$L(x_0) = 1 - x_0 \exp(x_0) [-\text{Ei}(-x_0)] \approx$$

$$\approx 1/x_0 - 2/x_0^2 + \dots,$$

$$(x_0 \gg 1). \quad (3)$$

Подставляя разложение (3) в (2), получим выражение для коэффициента захвата:

$$\alpha_n \approx \sqrt{\frac{2\pi}{m^*}} \frac{16\hbar^2}{3 m^*} \frac{1}{\sqrt{k_B T}} \frac{k_B T}{\epsilon} \propto T^{1/2}. \quad (4)$$

Если подставить в формулу (4) значения \$m^* = 0,5 m_0\$, \$\epsilon = 5\$ мэВ и \$T = 3\$ К, получим \$\alpha_n \approx 4 \times 10^{-6}\$ см³/с. Видно, насколько близким оказалось теоретическое значение коэффициента захвата к его экспериментально измеренному значению \$\alpha_n = 5 \times 10^{-6}\$ см³/с [1]. Теоретическая формула (4) приводит к зависимости \$\tau_n \sim T^{-1/2}\$, которая качественно достраивает нижнюю часть эмпирической (степенной) за

висимости $\tau_n \sim T^4 \div T^5$ для концентрации бора $n_B \geq 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в интервале (1,7÷4,2) К [1] (см. рис. 3). Однако существенно расходится с зависимостью $\tau_n \sim T \div T^{3/2}$ для концентрации $n_D + n_A \leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$ в указанном интервале температур. Расхождение теории с экспериментом в области $n_D + n_A \leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$ разрешается, если учесть, что функция $L(x_0)$, наряду с разложением (3), допускает также асимптотику

$$L(x_0) = 1 - x_0 \exp(x_0) [-\text{Ei}(-x_0)] \rightarrow 0, \quad (5)$$

с тем, что справедливо соотношение

$$-\text{Ei}(-x_0) = \int_{x_0}^{\infty} \frac{\exp(-t)}{t} dt \approx \frac{\exp(-x_0)}{x_0}$$

при $x_0 > 5$.

На основе (5) получаем теоретическую зависимость $\tau_n \sim T^{1/2}$, которая достаточно хорошо соответствует экспериментальной зависимости $\tau_n \sim T \div T^{3/2}$ [1]. В данном случае α_n очень слабо зависит от энергии связи ε . Этим объясняется «стабильность» времени жизни $\tau_{n,p}$ носителей к вариациям интенсивности фотовозбуждения [1].

Можно утверждать, что при концентрациях примеси $n_D + n_A \leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и температурах $T \leq 12$ К носители испытывают обычное кулоновское рассеяние на $D^- (A^+)$ -центрах, концентрация которых $n_{D^-(A^+)} = n_B \exp(-\varepsilon / k_B T) \approx 6,7 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, при значениях $n_D + n_A \leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $T \leq 12$ К резонансный захват носителей в значительной степени перекрывается их обычным кулоновским рассеянием на ионах примеси. Оценка времени жизни $\tau_n = 1/(\alpha_n n_B)$ неравновесных электронов дает $\tau_n \approx 2,5 \times 10^{-10}$ с.

Среднее время жизни неравновесных электронов ($n_B = 10^{15} \text{ см}^{-3}$) можно определить следующим образом:

$$\begin{aligned} \bar{\tau}_n &= \frac{1}{T_2 - T_1} \int_{T_1}^{T_2} \tau_n(T) dT = \\ &= \sqrt{\frac{m^*}{2\pi k_B}} \frac{3m^*}{8\hbar^2 n_B} \frac{\varepsilon}{\sqrt{T_1} + \sqrt{T_2}} \approx \\ &\approx 2,65 \times 10^{-10} \text{ с.} \end{aligned}$$

В среднем время жизни электронов τ_n на порядок превышает время жизни дырок τ_p ($\tau_p/\tau_n \sim T^2$) [8]. Вообще, наличие резкого спада времени жизни $\tau_n \sim T^4 \div T^5$ (для электронов) и $\tau_p \sim T^6 \div T^7$ (для дырок) в небольшом интервале температур (1,7÷4,2) К, уже указывает на резонансный характер захвата носителей на $D^- (A^+)$ -центрах (см. рис. 3).

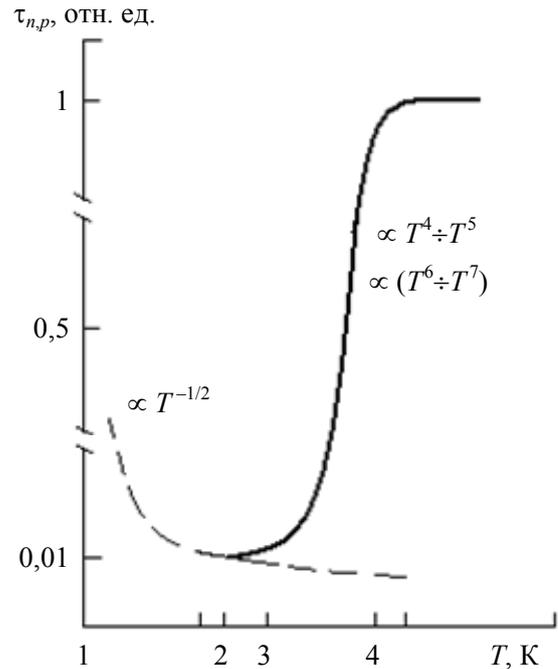


Рис. 3. Идеализированная картина резкого спада времени жизни носителей в интервале (1,7÷4,2) К. Столь резкий спад, более чем на два порядка, может быть обусловлен только резонансным захватом носителя на $D^- (A^+)$ -центр. Теоретическая зависимость $T^{-1/2}$ (пунктирная линия) качественно передает нижнюю часть спада. Другими словами, время жизни носителей соответствует асимптотике их времени релаксации при резонансном рассеянии $T^{-1/2}$ [7]. Верхняя часть графика соответствует не зависящей от температуры времени жизни (область примесной проводимости).

Стационарная фотопроводимость $\Delta\sigma_{ст} = eG\mu/\tau_n = \text{const}$ (при $\tau_n \sim T^{-1/2}$) не зависит от температуры ($\mu \sim T^{-1/2}$ — подвижность электрона при резонансном рассеянии [7], G — скорость фотовозбуждения). Так что она не вносит существенного вклада в увеличение электропроводности.

Заключение

В данной работе изучен процесс рекомбинации носителей через мелкие примесные центры бора в кремнии при низких температурах. Основное содержание настоящей работы можно резюмировать формулой (4)². На основе формулы (4) получено теоретическое значение коэффициента захвата $\alpha_n = 4 \times 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$, которое близко совпало с его экспериментальным значением $5 \times 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$ в интервале температур (1,7÷4,2) К [1]. Это позволяет заключить, что в указанном интервале температур при концентрациях легирующей примеси $n_B \geq 10^{14} \text{ см}^{-3}$ захват носителей на мелкий уровень бора (E_A^+ -уровень) носит резонансный характер.

При концентрациях $n_D + n_A \leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$ резонансный захват выражен очень слабо. Качественно интерпретировано происхождение эмпирических зависимостей $\tau_n \sim T^4 \div T^5$ и $\tau_n \sim T \div T^{3/2}$. В частности, теоретическая зависимость $\tau_n \sim T^{1/2}$ соответствует $\tau_n \sim T \div T^{3/2}$ области $T \leq 12 \text{ К}$, где носители преимущественно испытывают обычное кулоновское рассеяние на D^- (A^+)-центрах. Теоретическая зависимость $\tau_n \sim T^{-1/2}$ качественно довершает нижнюю часть быстрого спада $\tau_n \sim T^4 \div T^5$ ($\tau_p \sim T^6 \div T^7$) в интервале (1,7÷4,2) К. Теоретиче-

ский интерес представляет именно нижняя часть спада, так как она замыкает крутой спад и сменяет его подъемом. Тем самым зависимости $\tau_n \sim T^4 \div T^5$ ($\tau_p \sim T^6 \div T^7$) играют роль своего рода связующего звена между теорией и экспериментом. Их основное предназначение – имитация резкого спада времени жизни носителей в условиях резонансного захвата.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гершензон Е. М., Ладыжинский Ю. П., Мельников А. П. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14. Вып. 9. С. 380.
2. Рыльков В. В. // ФТП. 1988. Т. 22. Вып. 9. С. 1661.
3. Воеводин Е. И., Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Птицина Н. Г., Чулкова Г. М. // ФТП. 1988. Т. 22. Вып. 3. С. 540.
4. Имамов Э. З., Курносова О. В., Пахомов А. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. Вып. 3. С. 211.
5. Мельников А. П., Гурвич Ю. А., Шестаков Л. Н., Гершензон Е. М. // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 73. Вып. 1. С. 50.
6. Гершензон Е. М., Мельников А. И., Рабинович Р. И., Серебрякова Н. А. // УФН. 1980. Т. 132. Вып. 2. С. 353.
7. Имамов Э. З., Колчанова Н. М., Крещук Л. Н., Ясиевич И. Н. // ФТТ. 1985. Т. 27. Вып. 1. С. 69.
8. Глинчук К. Д., Прохорович А. В. // ФТП. 2002. Т. 36. Вып. 5. С. 519.
9. Мукашев Б. Н., Абдуллин Х. А., Горелкинский Ю. В. // УФН. 2000. Т. 170. Вып. 2. С. 143.

PACS: 85.30.-z

Recombination of charged carriers across boron shallow levels in silicon at low temperatures

T. T. Muratov

Nizami Tashkent State Pedagogical University
27 Bunedkor st., Tashkent, 100185, Uzbekistan
E-mail: temur-muratov@yandex.ru

Received February 11, 2019

Consideration is given to the theoretical research of recombination process of mobile carriers across boron shallow impurities centers in silicon at low temperatures. Major attention was

² Формулу (4) можно применять и для других мелких водородных примесей в Si, а также для Ge, GaAs с тем лишь условием, что резонансный уровень ϵ условно рассматривать как метастабильный [8, 9]. При такой трактовке условие $\epsilon \gg k_B T$ приобретает характер критерия «устойчивости» данного метастабильного состояния. Чем ниже температура, тем лучше соблюдается данный критерий.

devoted to theoretical interpretation of empiric temperature dependencies of lifetime τ (T) of the carriers in the temperature range of (1,7÷4,2) K under doped impurity concentrations $n_B \geq 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ and compensation $\leq 10\%$ ($n_D + n_A \leq 10^{13} \text{ cm}^{-3}$). It is enough exactly determined, that shallow excited level with binding energy 5 meV (3s-state) is almost resonant. The approximate formulas for coefficient of resonant capture are obtained.

Keywords: recombination canals, resonant level, coefficient of capture, lifetime, photoconductivity.

REFERENCES

1. E. M. Gershenson, Yu. P. Ladyjinskiy, and A. P. Melnikov, Sov. JETP Letters **14** (9), 380 (1971).
2. V. V. Rylkov, Sov. Semiconductors **22** (9), 1661 (1988).
3. E. I. Voevodin, E. M. Gershenson, G. N. Goltsman, N. G. Ptistina, and G. M. Chulkova, Sov. Semiconductors **22** (3), 540 (1988).
4. E. Z. Imamov, O. B. Kurnosova, and A. A. Pahomov, Sov. State Solid Physics **31** (3), 211 (1989).
5. A. P. Melnikov, Yu. A. Gurvich, L. N. Shestakov, and E. M. Gershenson, JETP Letters **73** (1), 50 (2001).
6. E. M. Gershenson, A. I. Melnikov, R. I. Rabinovich, and N. A. Serebryakova, Sov. Phys. Usp. **132** (2), 353 (1980).
7. E. Z. Imamov, N. M. Kolchanova, L. N. Kreshuk, and I. N. Yassievich, Sov. State Solid Physics **27** (1), 69 (1985).
8. K. D. Glinchuk and A. V. Prokhorovich, Semiconductors **36** (5), 519 (2002).
9. B. N. Mukashev, Kh. A. Abdullin, and Yu. V. Gorelkinskii, Phys. Usp. **170** (2), 143 (2000).