

Температурная зависимость времени жизни носителей заряда в узкощелевых твердых растворах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$: учет излучательной рекомбинации

© Н.Л. Баженов[†], К.Д. Мынбаев^{†*}, Г.Г. Зебря[†]

[†] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

* Университет ИТМО, 197101 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 19 февраля 2015 г. Принята к печати 25 февраля 2015 г.)

Анализируется вероятность излучательной рекомбинации носителей заряда в узкощелевых полупроводниках на примере твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Получены выражения для мнимой части диэлектрической проницаемости и вероятности излучательной рекомбинации в рамках трехзонной модели Кейна с учетом непараболической зависимости энергии носителей от волнового вектора. Показано, что учет такой непараболической энергетического спектра носителей приводит к модификации зависимости мнимой части диэлектрической проницаемости от частоты. Проведено сравнение выражений для вероятности излучательной рекомбинации, полученных в рамках простой параболической модели и модели Кейна с учетом и без учета эффекта непараболическости. Показано, что вклады в рекомбинацию переходов электронов в зоны тяжелых и легких дырок близки и при вычислении вероятности излучательной рекомбинации пренебрегать вкладом легких дырок нельзя.

1. Введение

Время жизни носителей заряда в полупроводниковом материале является важной его характеристикой. С одной стороны, величина времени жизни связана с фундаментальными процессами рекомбинации неравновесных носителей заряда, которая обусловлена энергетическим спектром материала. С другой стороны, сама эта величина определяет важные характеристики полупроводниковых приборов, такие, например, как быстродействие. В зависимости от конкретных приложений время жизни в полупроводниковом материале требуется сделать больше или меньше, и для этого развиваются соответствующие технологические приемы.

Твердые растворы $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (КРТ) уже более 50 лет занимают лидирующее место среди материалов для фотоприемников среднего и дальнего инфракрасного диапазонов, но в последнее время КРТ рассматриваются и как материал для изготовления излучателей. В частности, исследование излучательных свойств КРТ представляется перспективным с точки зрения создания полупроводниковых лазеров на диапазон 20–50 мкм, недоступный для приборов на основе полупроводников $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ [1]. Прогресс в технологии молекулярно-лучевой эпитаксии позволил наблюдать при низких температурах фотолюминесценцию КРТ с очень узкой запрещенной зоной (50 мэВ при температуре $T = 4.2\text{K}$) [2]. Было показано, что в определенных условиях при интенсивном оптическом возбуждении и низких температурах в

КРТ излучательная рекомбинация может становиться доминирующим каналом рекомбинации [1,3]. Кроме того, имеются данные по регистрации высокотемпературной (до 300 К) фотолюминесценции КРТ с шириной запрещенной зоны до 280 мэВ [4–6].

Все эти факты подчеркивают важность получения надежных расчетных значений времени жизни носителей заряда в КРТ. В чистых полупроводниках предельное время жизни определяется межзонными механизмами рекомбинации, излучательными и безызлучательными. Корректному вычислению скорости безызлучательной (оже-) рекомбинации в узкощелевых полупроводниках, в частности КРТ, была посвящена предыдущая работа авторов [7]. Выражение для вероятности излучательной рекомбинации для случая простых параболических зон впервые было получено Холлом [8]. Это выражение было уточнено в работе [9] и в таком виде широко используется вплоть до настоящего времени [10–12]. В работе [13] учтена конкретная структура зон, описываемая моделью Кейна, но рассмотрение ограничено случаем параболической зависимости энергии электронов и легких дырок от волнового вектора. В то же время известно, что для электронного спектра узкощелевых полупроводников, таких как КРТ, существенна непараболическость этой зависимости, в особенности в области составов с $x < 0.3$.

Настоящая работа посвящена вычислению скорости излучательной рекомбинации в узкощелевых прямозонных полупроводниках, в которых электронный спектр также описывается моделью Кейна, но указанная непараболическость учтена. В конце работы проведено сравнение результатов, полученных в рамках различных моделей.

[†] E-mail: bazhnil.ivom@mail.ioffe.ru

2. Мнимая часть диэлектрической проницаемости с учетом непараболичности

Подход к вычислению вероятности излучательной рекомбинации был изложен в работе [13], в которой вычисления проводились с использованием выражения для мнимой части диэлектрической проницаемости. Оно имеет вид [14]

$$\begin{aligned} \chi''(\omega, 0) = \lim_{q \rightarrow 0} \frac{4\pi^2 e^2}{q^2} \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \{ & B^{(hc)}(\mathbf{k} + \mathbf{q}, \mathbf{k}) \\ & \times \delta[\mathcal{E}_c(\mathbf{k}) + \mathcal{E}_h(\mathbf{k} + \mathbf{q}) - \hbar\omega] + B^{lc}(\mathbf{k} + \mathbf{q}, \mathbf{k}) \\ & \times \delta[\mathcal{E}_c(\mathbf{k}) + \mathcal{E}_l(\mathbf{k} + \mathbf{q}) - \hbar\omega]\} [1 - f_e(\mathbf{k})]. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $f_e(\mathbf{k})$ — функция распределения электронов; $\mathcal{E}_c(\mathbf{k})$, $\mathcal{E}_h(\mathbf{k})$ и $\mathcal{E}_l(\mathbf{k})$ — зависимости от волнового вектора энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны тяжелых и легких дырок соответственно,

$$\mathcal{E}_{c,l} = \frac{E_g}{2} \pm \frac{E_g}{2} \sqrt{1 + \frac{8}{3} \frac{P^2 k^2}{E_g^2}}, \quad (2)$$

где величина P^2 равна

$$P^2 = \frac{3\hbar^2 E_g}{2m_e} \frac{E_g + \Delta_{so}}{3E_g + 2\Delta_{so}}. \quad (3)$$

Здесь E_g — ширина запрещенной зоны, m_e — масса электронов. Если энергия спин-орбитального расщепления $\Delta_{so} \gg E_g$, то $P^2 \approx 3\hbar^2 E_g / 4m_e$.

Энергия отсчитывается вверх от максимума валентной зоны. Вследствие большой массы тяжелых дырок m_h их кинетической энергией \mathcal{E}_h можно пренебречь по сравнению с соответствующими энергиями электронов и легких дырок.

Если не пренебрегать непараболичностью, то выражения для интегралов перекрытия имеют следующий вид:

$$B^{(hc)}(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = \frac{P^2 [\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2]^2}{E_g \mathcal{E}_c(k_1) k_2^2 \sqrt{1 + \frac{8}{3} \frac{P^2 k_1^2}{E_g^2}}}, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} B^{(lc)}(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = & \left\{ \frac{4}{3} P^2 E_g [\mathcal{E}_c(k_1) k_2^2 + \mathcal{E}_l(k_2) k_1^2] \right. \\ & + 2\mathcal{E}_c(k_1) \mathcal{E}_l(k_2) \left[E_g^2 + \frac{4}{3} P^2 (\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) \right] + \frac{8}{9} P^4 (\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)^2 \\ & + \frac{2}{9} P^4 [\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2]^2 + \frac{8}{9} P^4 k_1^2 k_2^2 \left. \right\} \left\{ E_g^2 \mathcal{E}_c(k_1) \mathcal{E}_l(k_2) \right. \\ & + \frac{4}{3} P^2 E_g [\mathcal{E}_c(k_1) k_2^2 + \mathcal{E}_l(k_2) k_1^2] + \frac{16}{9} P^4 k_1^2 k_2^2 \left. \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (5)$$

Можно показать, что при малых значениях k (параболическое приближение) интеграл перекрытия принимает вид, приведенный в работе [13].

Нам понадобятся выражения $B^{(hc)}(\mathbf{k}, \mathbf{k} + \mathbf{q})$ и $B^{(lc)}(\mathbf{k}, \mathbf{k} + \mathbf{q})$ при малых q . Имеем

$$B^{(hc)}(\mathbf{k}, \mathbf{k} + \mathbf{q}) = \frac{2P^2 q^2 \sin^2 \theta}{E_g^2 \left(1 + \sqrt{1 + \frac{8}{3} \frac{P^2 k^2}{E_g^2}} \right) \sqrt{1 + \frac{8}{3} \frac{P^2 k^2}{E_g^2}}}. \quad (6)$$

Видно, что в числителе выражения (5) имеются члены нулевого и первого порядка по q . Однако оказывается, что в сумме они дают 0. Если ограничиться членами, пропорциональными q^2 , то имеем

$$B^{(lc)}(\mathbf{k}, \mathbf{k} + \mathbf{q}) = \frac{P^2 q^2 \left[4 \cos^2 \theta / \left(1 + \frac{8}{3} \frac{P^2 k^2}{E_g^2} \right) + \sin^2 \theta \right]}{3E_g^2 \left(1 + \frac{8}{3} \frac{P^2 k^2}{E_g^2} \right)}. \quad (7)$$

Можно показать, что интегралы перекрытия, даваемые выражениями (6) и (7), — величины одного порядка. Это становится очевидным, если ограничиться случаем малых k и проинтегрировать по углу θ , — в этом случае интегралы перекрытия просто равны. Это означает, что вклады переходов электронов в зоны тяжелых и легких дырок близки и при вычислении вероятности излучательной рекомбинации нельзя пренебрегать вкладом легких дырок.

Подставляя это в (1), имеем:

$$\begin{aligned} \chi''(\omega, 0) = & 4\pi^2 e^2 \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \\ & \times \left\{ \frac{2P^2 \sin^2 \theta}{E_g^2 \left(1 + \sqrt{1 + \frac{8}{3} \frac{P^2 k^2}{E_g^2}} \right) \sqrt{1 + \frac{8}{3} \frac{P^2 k^2}{E_g^2}}} \right. \\ & \times [1 - f_h(\mathbf{k})] \delta[\mathcal{E}_c(k) + \mathcal{E}_h(k) - \hbar\omega] \\ & + \frac{P^2 \left[4 \cos^2 \theta / \left(1 + \frac{8}{3} \frac{P^2 k^2}{E_g^2} \right) + \sin^2 \theta \right]}{3E_g^2 \left(1 + \frac{8}{3} \frac{P^2 k^2}{E_g^2} \right)} \\ & \left. \times [1 - f_l(\mathbf{k})] \delta[\mathcal{E}_c(k) + \mathcal{E}_l(k) - \hbar\omega] \right\} \\ = & \frac{4\pi^2 e^2}{(2\pi)^3} (J_1 + J_2). \end{aligned} \quad (8)$$

Вычисляем интегралы по отдельности. При вычислении J_1 для аргумента δ -функции имеем

$$\mathcal{E}_c - \mathcal{E}_h - \hbar\omega = \delta \left(\frac{E_g}{2} + \frac{E_g}{2} \sqrt{1 + \frac{8}{3} \frac{P^2 k^2}{E_g^2}} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h} - \hbar\omega \right). \quad (9)$$

Ранее мы везде пренебрегали энергией тяжелых дырок, т.е. считали $\hbar^2 k^2 / 2m_h \approx 0$, поэтому пренебрежем

этим членом и сейчас. Тогда

$$J_1 = \frac{2\sqrt{2}m_e^{1/2}}{E_g^{1/2}} \frac{\sqrt{\hbar\omega(\hbar\omega - E_g)}}{\hbar^2\omega} (1 - f_e). \quad (10)$$

Для f_e получим:

$$f_e = \left\{ \exp \left[\frac{(\hbar\omega - E_g)}{k_B T} - \frac{\xi_c}{k_B T} \right] + 1 \right\}^{-1}. \quad (11)$$

Здесь энергия квазиуровня Ферми для электронов ξ_c отсчитывается вверх от дна зоны проводимости (напомним, что по умолчанию все энергии отсчитываются от потолка валентной зоны вверх), T — температура, k_B — постоянная Больцмана.

Однако, следуя аргументам, изложенным в работе [15], попытаемся все же учесть энергию тяжелых дырок, но только в экспоненте в функции Ферми и как величину первого порядка малости. В этом случае следует воспользоваться полным выражением (9).

Тогда (11) превратится в

$$f_e = \left\{ \exp \left[\frac{(\hbar\omega - E_g)}{k_B T} \left(1 - \frac{m_e}{m_h} \frac{\hbar\omega}{E_g} \right) - \frac{\xi_c}{k_B T} \right] + 1 \right\}^{-1} = f_n^{(h)}. \quad (12)$$

Здесь $f_n^{(h)}$ — просто новое обозначение.

При вычислении J_2 для аргумента δ -функции имеем

$$\mathcal{E}_c(k) + \mathcal{E}_v(k) - \hbar\omega = E_g \sqrt{1 + \frac{8P^2 k^2}{3E_g^2}} - \hbar\omega. \quad (13)$$

Тогда

$$J_2 = \frac{\pi}{3\sqrt{2}} \frac{\sqrt{m_e}}{\sqrt{E_g}} \sqrt{(\hbar^2\omega^2 - E_g^2)} \left(\frac{2E_g^2}{\hbar^2\omega^2} + 1 \right) \frac{1}{\hbar^2\omega} (1 - f_e). \quad (14)$$

Здесь мы вновь выразили P через m_e , воспользовавшись (3).

Функция Ферми принимает вид

$$f_e = \left\{ \exp \left[\frac{(\hbar\omega - E_g)}{2k_B T} - \frac{\xi_c}{k_B T} \right] + 1 \right\}^{-1} = f_n^{(l)}, \quad (15)$$

$f_n^{(l)}$ — новое обозначение.

Итак, для мнимой части диэлектрической проницаемости имеем:

$$\begin{aligned} \chi''(\omega, 0) = & \frac{e^2}{\hbar^2\omega} \frac{\sqrt{m_e}}{\sqrt{E_g}} \left\{ \sqrt{2} \sqrt{\hbar\omega(\hbar\omega - E_g)} [1 - f_n^{(h)}] \right. \\ & \left. + \frac{1}{6\sqrt{2}} \sqrt{(\hbar^2\omega^2 - E_g^2)} \left(\frac{2E_g^2}{\hbar^2\omega^2} + 1 \right) [1 - f_n^{(l)}] \right\}, \end{aligned} \quad (16)$$

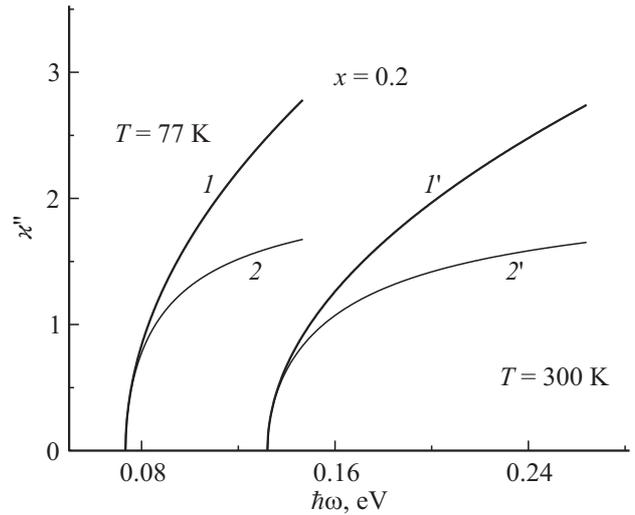


Рис. 1. Зависимости мнимой части диэлектрической проницаемости от частоты для параболического случая согласно выражению (19) (I, I') и непараболического случая согласно выражению (16) ($2, 2'$). Рассмотрен случай, когда $f_n^{(h)}$ и $f_n^{(l)}$ можно пренебречь по сравнению с 1. Расчет сделан для $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, $x = 0.2$, $T = 77 \text{ K}$ ($I, 2$) и 300 K ($I', 2'$).

где

$$\begin{aligned} f_n^{(h)} &= \left\{ 1 + \exp \left[\frac{\hbar\omega - E_g}{k_B T} \left(1 - \frac{m_e}{m_h} \frac{\hbar\omega}{E_g} \right) - \frac{\xi_c}{k_B T} \right] \right\}^{-1}, \\ f_n^{(l)} &= \left\{ 1 + \exp \left[\frac{\hbar\omega - E_g}{2k_B T} - \frac{\xi_c}{k_B T} \right] \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (17)$$

Отметим, что выражение (16) соответствует полученному Андерсоном в работе [16] для коэффициента поглощения, если учесть, что коэффициент поглощения $\alpha(\omega)$ связан с $\chi''(\omega)$ соотношением

$$\chi''(\omega) = \frac{c\sqrt{\kappa_\infty}}{\omega} \alpha(\omega), \quad (18)$$

где κ_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, c — скорость света. Первое слагаемое в фигурной скобке выражения (16) соответствует переходам с участием тяжелой дырки, второе — с участием легкой дырки. Несимметричный вид этих слагаемых отражает тот факт, что для тяжелых дырок зависимость энергии от волнового вектора — параболическая, тогда как для легких дырок — непараболическая.

Для сравнения выпишем выражение для мнимой части диэлектрической проницаемости, полученное для параболического случая [13], не учитывая функции распределения Ферми:

$$\chi_p''(\omega, 0) = \left(1 + \frac{1}{2\sqrt{2}} \right) \frac{\sqrt{2}\sqrt{m_e}e^2}{\hbar} \frac{\sqrt{\hbar\omega - E_g}}{E_g}. \quad (19)$$

Если в (16) устремить $\hbar\omega \rightarrow E_g$, то с учетом того, что $\hbar^2\omega^2 - E_g^2 \rightarrow 2E_g(\hbar\omega - E_g)$, получим выражение (19).

Зависимости мнимой части диэлектрической проницаемости от частоты для параболического и непараболического случаев показаны на рис. 1 для состава с $x = 0.2$. Видно, что при $\hbar\omega \approx E_g$ кривые близки, но с ростом $\hbar\omega$ учет непараболичности приводит к уменьшению мнимой части диэлектрической проницаемости.

3. Вероятность излучательной рекомбинации. Сравнение результатов, полученных в рамках различных моделей

В работе [13] показано, что удобно представить вероятность излучательной рекомбинации в виде

$$B = \frac{R_0}{n_i^2} np, \quad (20)$$

где

$$R_0 = \frac{\kappa_\infty}{\pi^2 c^2} \int \frac{\alpha(\omega) \omega^2 d\omega}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1}, \quad (21)$$

$$n_i^2 = 4 \left(\frac{k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^3 m_e^{3/2} (m_h^{3/2} + m_l^{3/2}) \exp\left(-\frac{E_g}{k_B T}\right). \quad (22)$$

Коэффициент поглощения $\alpha(\omega)$ связан с $\kappa''(\omega)$ соотношением (18).

Время жизни при малом уровне возбуждения определяется как

$$\tau = [B(n_0 + p_0)]^{-1}, \quad (23)$$

где n_0 и p_0 — равновесные концентрации электронов и дырок соответственно.

Если рассмотрим невырожденный случай, когда функциями Ферми можно пренебречь, то в результате имеем

$$R_0 = \left(1 + \frac{1}{2\sqrt{2}}\right) \frac{\sqrt{\kappa_\infty} e^2 (k_B T)^{3/2} \sqrt{m_e} E_g^2}{\sqrt{2\pi^3 c^3 \hbar^5}} \exp\left(-\frac{E_g}{k_B T}\right) \times \left[1 + 3.13 \left(\frac{k_B T}{E_g}\right) + 5.65 \left(\frac{k_B T}{E_g}\right)^2 + 9.33 \left(\frac{k_B T}{E_g}\right)^3\right]. \quad (24)$$

При взятии интеграла мы разложили подынтегральное выражение вплоть до членов порядка $(k_B T/E_g)^3$, и выражение (24) дает несколько завышенный результат, поскольку далее ряд становится знакопеременным и следующий член разложения будет отрицательным.

Отсюда для вероятности излучательной рекомбинации, которую мы вычислили с учетом непараболичности, B^{nonp} , имеем

$$B^{\text{nonp}} = B_0^{\text{par}} \left[1 + 3.13 \left(\frac{k_B T}{E_g}\right) + 5.65 \left(\frac{k_B T}{E_g}\right)^2 + 9.33 \left(\frac{k_B T}{E_g}\right)^3\right], \quad (25)$$

где

$$B_0^{\text{par}} = (1 + 2\sqrt{2}) \frac{e^2 \kappa_\infty^{1/2} E_g^2 \hbar \pi^{3/2}}{2m_e m_h^{3/2} (k_B T)^{3/2} c^3}. \quad (26)$$

Если ограничиться пределом $(k_B T/E_g) \rightarrow 0$, который соответствует пренебрежению непараболичностью зон, получаем, что вероятность излучательной рекомбинации равна B_0^{par} . Это выражение совпадает с опубликованным в работе [17], при выводе которого использовалось выражение для коэффициента поглощения из работы [16] и не учитывались члены в круглой скобке, пропорциональные степеням $(k_B T/E_g)$ по сравнению с 1. Можно показать, однако, что если их не отбрасывать, то для параболического случая в рамках модели Кейна

$$B^{\text{par}} = B_0^{\text{par}} \left[1 + 4.5 \left(\frac{k_B T}{E_g}\right) + 11.25 \left(\frac{k_B T}{E_g}\right)^2 + 13.125 \left(\frac{k_B T}{E_g}\right)^3\right]. \quad (27)$$

Упомянувшееся во Введении выражение для вероятности излучательной рекомбинации, полученное Холлом [8], имеет вид

$$B^{\text{H}} = \frac{(2\pi)^{3/2} \hbar e^2}{3 m_0 c^2} \kappa_\infty^{1/2} \left(\frac{m_0}{m_e + m_h}\right)^{3/2} \left(1 + \frac{m_0}{m_e} + \frac{m_0}{m_h}\right) \times \frac{E_g^2}{(k_B T)^{3/2} (m_0 c^2)^{1/2}} = 5.8 \cdot 10^{-13} \kappa_\infty^{1/2} \times \left(\frac{m_0}{m_e + m_h}\right)^{3/2} \left(1 + \frac{m_0}{m_e} + \frac{m_0}{m_h}\right) \left(\frac{300}{T}\right)^{3/2} E_g^2. \quad (28)$$

Здесь E_g измеряется в эВ.

Уточненное выражение получено в работе Шахамана [9] и имеет вид

$$B^{\text{HShF}} = B^{\text{H}} \left[1 + 3 \left(\frac{k_B T}{E_g}\right) + 3.75 \left(\frac{k_B T}{E_g}\right)^2\right]. \quad (29)$$

Сравним приведенные выражения для вероятности излучательной рекомбинации, рассчитав температурную зависимость B для $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ состава с $x = 0.2$. Для наглядности примем B^{H} за единицу и построим B_0^{par} , B^{par} , B^{nonp} и B^{HShF} , отнесенные к B^{H} . Результаты показаны на рис. 2, где B^{H} соответствует оси абсцисс.

Из сравнения приведенных выше выражений для вероятности излучательной рекомбинации видно, что B^{H} (соответствует оси абсцисс) и B_0^{par} (линия 2) в рассматриваемом случае ($m_e \ll m_h$) отличаются друг от друга лишь на постоянный множитель, при этом в рамках модели Кейна вероятность рекомбинации почти в 2 раза выше, чем в простой модели параболических зон. Это объясняется тем, что в рамках модели Кейна учитываются переходы из зоны проводимости в зону легких дырок, что не учтено в модели Холла. Как

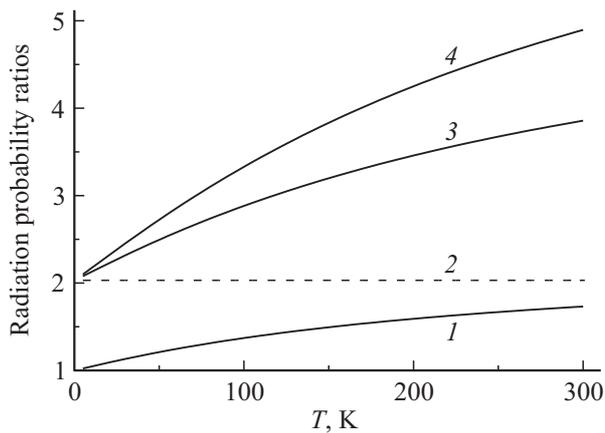


Рис. 2. Температурные зависимости $B^{\text{HShF}}/B^{\text{H}}$ (1), $B_0^{\text{par}}/B^{\text{H}}$ (2), $B^{\text{nonp}}/B^{\text{H}}$ (3), $B^{\text{par}}/B^{\text{H}}$ (4). Для наглядности B^{H} принята за единицу и соответствует оси абсцисс.

показано выше, интегралы перекрытия для волновых функций зоны проводимости и тяжелых дырок, зоны проводимости и легких дырок оказываются близкими по величине и, следовательно, вкладом легких дырок в излучательную рекомбинацию пренебрегать нельзя. Учет слагаемых в виде степеней ($k_B T/E_g$) приблизительно сохраняет указанное соотношение (кривые 1 и 4).

Если сравнить только выражения, полученные в рамках модели Кейна, то учет непараболичности приводит к некоторому уменьшению вероятности излучательной рекомбинации, а следовательно, к увеличению времени жизни, что сильнее проявляется при повышении температуры. При понижении температуры кривые 3 и 4 стремятся к одному значению. Это отражает тот факт, что в излучательной рекомбинации участвуют носители, находящиеся вблизи экстремумов соответствующих энергетических зон, и поэтому непараболичность проявляется гораздо слабее, чем, например, при оже-рекомбинации. Тем не менее, как видно из рис. 2, пренебрежение непараболичностью в рассматриваемом примере дает ошибку $\sim 20\%$ при комнатной температуре.

4. Заключение

Получены выражения для мнимой части диэлектрической проницаемости и вероятности излучательной рекомбинации в рамках трехзонной модели Кейна с учетом непараболичности зависимости энергий электронов и легких дырок от волнового вектора. На основе полученных выражений вычислена вероятность излучательной рекомбинации. Показано, что использование модели Кейна приводит к большим значениям вероятности излучательной рекомбинации приблизительно в 2 раза по сравнению с простой параболической моделью, что обусловлено учетом переходов с участием легких дырок. Это означает, что вклады переходов электронов в зоны тяжелых и легких дырок близки и при вычислении

вероятности излучательной рекомбинации пренебрегать вкладом легких дырок нельзя. Учет непараболичности дает дополнительную поправку, зависящую от температуры, которая в рассмотренном примере ($\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ состава, соответствующего $x = 0.2$) достигает 20% при комнатной температуре.

Список литературы

- [1] S.V. Morozov, V.V. Romyantsev, A.V. Antonov, A.M. Kadykov, K.V. Maremyanin, K.E. Kudryavtsev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretckii, V.I. Gavrilenko. *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 022 102 (2014).
- [2] S.V. Morozov, V.V. Romyantsev, A.V. Antonov, K.V. Maremyanin, K.E. Kudryavtsev, L.V. Krasilnikova, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretckii, V.I. Gavrilenko. *Appl. Phys. Lett.*, **104**, 072 102 (2014).
- [3] В.В. Румянцев, А.В. Иконников, А.В. Антонов, С.В. Морозов, М.С. Жолудев, К.Е. Спирин, В.И. Гавриленко, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов. *ФТП*, **47**, 1446 (2013).
- [4] К.Д. Мынбаев, Н.Л. Баженов, А.В. Шильяев, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, М.В. Якушев, В.Г. Ремесник, В.С. Варавин. *ЖТФ*, **83** (10), 147 (2013).
- [5] I.C. Robin, M. Taupin, R. Derone, P. Ballet, A. Lusson. *J. Electron. Mater.*, **39**, 868, (2010).
- [6] X. Zhang, J. Shao, L. Chen, X. Lu, S. Guo, L. He, J. Chu. *J. Appl. Phys.*, **110**, 043 503 (2011).
- [7] Н.Л. Баженов, К.Д. Мынбаев, Г.Г. Зегря. *ФТП*, **49**, 444, (2015).
- [8] R.N. Hall. *Proc. IEE. Pt B*, **106**(17), 923 (1959).
- [9] S.E. Schacham, E. Finkman. *J. Appl. Phys.*, **57**, 2001 (1985).
- [10] S. Krishnamurthy, M.A. Berding, Z.G. Yu. *J. Electron. Mater.*, **35**, 1369 (2006).
- [11] Yong Chang, C.H. Grein, J. Zhao, S. Sivanathan, C.Z. Wang, T. Aoki, David J. Smith, P.S. Wijewarnasuriya, V. Nathan. *J. Appl. Phys.*, **100**, 114 316 (2006).
- [12] G.Y. Qiu, Y.F. Wei, Q.Zh. Sun, J.R. Yang. *Proc. SPIE*, **8419**, 84191J (2012).
- [13] Б.Л. Гельмонт, Г.Г. Зегря. *ФТП*, **25**, 2019 (1991).
- [14] Ч. Киттель. *Квантовая теория твердых тел* (М., Наука, 1967).
- [15] Б.Л. Гельмонт. *ЖЭТФ*, **75** [2(8)], 536 (1978).
- [16] W.W. Anderson. *Infr. Phys.*, **20**, 363 (1980).
- [17] Н.С. Барышев, Б.Л. Гельмонт, М.И. Ибрагимова. *ФТП*, **24**, 209 (1990).

Редактор Л.В. Шаронова

Temperature dependences of carrier lifetime in $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ narrow-gap solid solutions: Radiative recombination

N.L. Bazhenov⁺, **K.D. Mynbaev**^{+,*},
G.G. Zegrya⁺

⁺ Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

^{*} ITMO University,
197101 St. Petersburg, Russia

Abstract Recombination probability of carriers in narrow-gap semiconductors such as $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ solid solutions was studied. Expressions for the imaginary part of the dielectric function and probability of radiative recombination of carriers within the 3-band Kane's model with account for non-parabolicity of the electronic structure were obtained. Such non-parabolicity effect was shown to modify the dependence of the imaginary part of the dielectric function on frequency. Comparison was made of expressions for the radiative recombination probability in the framework of a simple parabolic model and Kane's model with and without effect of the non-parabolicity. Contributions to radiative recombination of heavy holes and light holes are of the same order; therefore the contribution of light holes should not be neglected.