МЕЖЗОННЫЕ ОЖЕ-ПЕРЕХОДЫ И ВРЕМЯ ЖИЗНИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ВЫРОЖДЕННЫХ УЗКОЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ p-ТИПА ПРОВОДИМОСТИ

А.В.Дмитриев, А.Б.Евлюхин

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899, Москва, Россия
(Получена 14 июля 1994 г. Принята к печати 6 декабря 1994 г.)

Рассчитана вероятность межзонной оже-рекомбинации электрона из зоны проводимости для узкощелевого полупроводника с кейновским спектром в условии вырождения дырок. Результат используется для расчета темпа оже-рекомбинации и ударной ионизации в полупроводнике, у которого дырки и электроны не находятся в тепловом равновесии. Получено выражение для стационарного времени жизни неравновесных носителей. Численные оценки сделаны для $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x = 0.2$).

Введение

В полупроводниках с малой величиной запрещенной зоны просто получить высокие концентрации носителей в собственных зонах кристалла. При этом на первое место в межзонных переходах могут выходить оже-процессы, которые будут контролировать рекомбинацию, а в некоторых случаях, например, при пробое в электрическом поле, и генерацию носителей заряда [1]. Поэтому изучению этого механизма межзонных переходов в узкощелевых полупроводниках уделялось много внимания разными авторами, начиная с [2]. Наиболее последовательный подход в изучении оже-переходов в полупроводниках с кейновским спектром зон был развит Б.Л. Гельмонтом и соавторами в серии работ [3–8], где было показано, что интегралы перекрытия блоховских амплитуд, принадлежащих разным зонам, обращаются в нуль при пороговых значениях импульсов частиц, участвующих в переходе. Это обстоятельство приводит к другой температурной зависимости рекомбинации по сравнению со случаем простых параболических зон. Вместе с тем в работах [3–5], посвященных исследованию оже-переходов в полупроводниках со спектром в трехзонном кейновском приближении, когда $\Delta \gg E_g$ (Δ — энергия спин-орбитального взаимодействия, E_g — ширина запрещенной зоны), все расчеты выполнены для случая

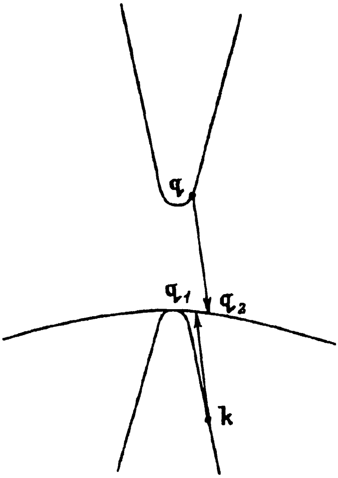

Рис. 1. Диаграмма оже-рекомбинации с участием двух тяжелых дырок и электрона с переходом тяжелой дырки в легкую. Стрелками показаны переходы электронов.

невырожденных дырок. Однако фактически в таких системах благодаря малой величине E_g при низкой температуре и относительно высоком уровне легирования акцепторами дырки могут становиться вырожденными. В этом случае полученные в [4,5] результаты перестают работать. Поэтому представлялось интересным рассмотреть задачу об оже-переходах в вырожденном кейновском полупроводнике p-типа проводимости.

Данная работа посвящена расчету вероятности оже-рекомбинации в изотропном узкощелевом полупроводнике с вырожденными дырками в трехзонном кейновском приближении. При этом, принимая во внимание высокую плотность состояний в зоне тяжелых дырок, а также, как следствие, относительно малую пороговую энергию процесса [2,4], будем считать, что в такой системе основным оже-переходом из десяти возможных [2] является переход с участием двух тяжелых дырок и электрона с переходом тяжелой дырки в легкую (рис. 1). Полученные результаты будут использованы для вычисления времени жизни неравновесных носителей в полупроводнике. Все численные оценки будут проведены для $\mathrm{Hg}_{1-x}\mathrm{Cd}_x\mathrm{Te}$ ($x = 0.2$).

Вероятность оже-рекомбинации

Как отмечалось во введении, расчет вероятности оже-рекомбинации электрона в зоне проводимости с импульсом $\mathbf{q}$ и тяжелой дырки с импульсом $\mathbf{q}_2$ проведем для процесса, когда выделяющаяся энергия передается другой тяжелой дырке с импульсом $\mathbf{q}_1$ и она переходит в легкую с импульсом $\mathbf{k}$ (рис. 1). Выражение для вероятности рекомбинации в полной аналогии с работой [4] запишем через операторы проектирования на соответствующие энергетические состояния:

$$W(\mathbf{q}) = \frac{2\pi}{\hbar}\left(\frac{4\pi e^2}{\varkappa}\right)^2 \int \frac{d\mathbf{q}_1 d\mathbf{q}_2}{(2\pi\hbar)^6}\delta\Big[E_g+\mathcal{E}_c(\mathbf{q})+\mathcal{E}_h(\mathbf{q}_1)+\mathcal{E}_h(\mathbf{q}_2)-\mathcal{E}_l(\mathbf{q}+\mathbf{q}_1+\mathbf{q}_2)\Big]\times$$
$$\times\left\{\frac{B^{lh}([\mathbf{q}+\mathbf{q}_1+\mathbf{q}_2],\mathbf{q}_1)B^{ch}(\mathbf{q},\mathbf{q}_2)}{|\mathbf{q}+\mathbf{q}_2|^4} - \frac{D([\mathbf{q}+\mathbf{q}_1+\mathbf{q}_2],\mathbf{q}_1,\mathbf{q},\mathbf{q}_2)}{|\mathbf{q}+\mathbf{q}_1|^2|\mathbf{q}+\mathbf{q}_2|^2}\right\}\times$$
$$\times f_h(\mathbf{q}_1)f_h(\mathbf{q}_2), \qquad (1)$$

где

$$B^{lh}(\mathbf{k}, \mathbf{q}_1) = \mathrm{Sp}\{\Lambda^l(\mathbf{k})\Lambda^h(\mathbf{q}_1)\},$$

$$B^{ch}(\mathbf{q}, \mathbf{q}_2) = \mathrm{Sp}\{\Lambda^c(\mathbf{q})\Lambda^h(\mathbf{q}_2)\},$$

$$D(\mathbf{k}, \mathbf{q}_1, \mathbf{q}, \mathbf{q}_2) = \mathrm{Sp}\{\Lambda^l(\mathbf{k})\Lambda^h(\mathbf{q}_1)\Lambda^c(\mathbf{q})\Lambda^h(\mathbf{q}_2)\},$$

$\Delta^l, \Lambda^h, \Lambda^c$ —операторы проектирования на состояния легких и тяжелых дырок и электронов, $f_h(\mathbf{q}_1)$, $f_h(\mathbf{q}_2)$ — функции распределения тяжелых дырок, $\varkappa$ — диэлектрическая проницаемость, e — элементарный заряд, $\hbar$ — постоянная Планка, деленная на 2π. В (1) уже учтен закон сохранения импульса $\mathbf{k} = \mathbf{q} + \mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2$. Энергии в аргументе δ-функции для тяжелых и легких дырок $\mathcal{E}_h(\mathbf{q}_1)$, $\mathcal{E}_h(\mathbf{q}_2)$, $\mathcal{E}_l(\mathbf{q} + \mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2)$ отсчитаны от потолка валентной зоны, для электронов $\mathcal{E}_c(\mathbf{q})$ — от дна зоны проводимости.

Используя данные работы [4], выпишем пороговые соотношения между энергиями и импульсами участвующих в переходах частиц, а также выражения для $B^{lh}(\mathbf{k}, \mathbf{q}_1)$, $B^{ch}(\mathbf{q}, \mathbf{q}_2)$ и $D(\mathbf{k}, \mathbf{q}_1, \mathbf{q}, \mathbf{q}_2)$:

$$q_t = 0, \qquad q_1^t = q_2^t = \sqrt{4m_e E_g}/2, \qquad k_l = 2q_1^t,$$

$$\mathcal{E}_{l,t} = E_g + 2\mathcal{E}_h(q_1^t), \qquad \mathcal{E}_h(q_1^t) = (m_e/2m_h)E_g \ll E_g, \tag{2}$$

где m_e — масса электронов и легких дырок, m_h — масса тяжелых дырок; индекс t указывает, что соответствующая величина относится к пороговому значению. При получении (2) вклад от тяжелых дырок рассматривался как поправка благодаря малому отношению масс электрона и тяжелой дырки.

$$B^{lh}(\mathbf{k}, \mathbf{q}_1 = \frac{3[\mathbf{k}, \mathbf{q}_1]^2 E_c(\mathbf{k})}{2k^2 q_1^2 \sqrt{E_g^2 + 4V^2 k^2}},$$

$$B^{ch}(\mathbf{q}, \mathbf{q}_2) = \frac{3[\mathbf{q}, \mathbf{q}_2]^2 E_q}{4q_2^2 m_e E_c(q)\sqrt{E_g^2 + 4V^2 q^2}},$$

$$D(\mathbf{k}, \mathbf{q}_1, \mathbf{q}, \mathbf{q}_2) = \frac{9}{16}E_c(\mathbf{k})[E_q - E_c(\mathbf{q})]\left(E_g^2 + 4V^2 q^2\right)^{-1/2}\left(E_g^2 + 4V^2 k^2\right)^{-1/2} \times$$

$$\times\left\{1 + \frac{(\mathbf{q}_1\mathbf{q}_2)^2}{q_1^2 q_2^2} + \frac{(\mathbf{k}\mathbf{q})^2}{k^2 q^2} - \frac{(\mathbf{k}\mathbf{q}_2)^2}{k^2 q_2^2} - \frac{(\mathbf{k}\mathbf{q}_1)^2}{k^2 q_1^2} - \frac{(\mathbf{q}\mathbf{q}_2)^2}{q^2 q_2^2} - \frac{(\mathbf{q}_1\mathbf{q})^2}{q_1^2 q^2} + \right.$$

$$\left. + k^{-2}q^{-2}q_1^{-2}q_2^{-2}\left[(\mathbf{k}\mathbf{q}_1)^2(\mathbf{q}\mathbf{q}_2)^2 + (\mathbf{k}\mathbf{q}_2)^2(\mathbf{q}\mathbf{q}_1)^2 - (\mathbf{k}\mathbf{q})^2(\mathbf{q}_1\mathbf{q}_2)^2\right]\right\}, \tag{3}$$

где $V^2 = E_g/2m_e$ — параметр Кейна, $E_c(q) = E_g + \mathcal{E}_c(q)$.

В связи с тем, что основной целью данной работы является расчет вероятности оже-рекомбинации в условиях сильного вырождения дырок, все вычисления проведем для случая, когда дырочный уровень Ферми находится в валентной зоне и выполняется условие

$$q_F - q_1^t \gg q, \tag{4}$$

где q_F — импульс Ферми тяжелых дырок. Это условие позволяет упростить исходное выражение (1) и выполнить интегрирование по всем переменным. Однако полученное выражение для вероятности можно будет использовать для подсчета темпа оже-рекомбинации, только когда средний импульс электронов в зоне проводимости удовлетворяет условию (4).

Если считать, что

$$q_F - q_1^t \sim q_1^t, \tag{5}$$

тогда неравенство (4), используя пороговые соотношения (2), можно переписать для энергии рекомбинирующего электрона $\mathcal{E}$,

$$\mathcal{E} \ll E_g. \tag{4'}$$

Это неравенство является условием на среднюю энергию электронов, при выполнении которого можно пользоваться полученными результатами. Из условия (5) следует к тому же, что энергия Ферми тяжелых дырок много меньше E_g.

Теперь перейдем к интегралу (1). В рамках сделанных предположений (4) и (5) основное количество тяжелых дырок, участвующих в рекомбинации, имеет импульс порядка q_F, поэтому можно считать, что $\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2 \gg \mathbf{q}$. Используя это, разложим величины, входящие в (1), по $\mathbf{q}$ до членов второго порядка. К тому же учитывая, что энергии дырок и рекомбинирующего электрона много меньше ширины запрещенной зоны E_g, в аргументе δ-функции оставим только энергии легкой дырки $\mathcal{E}_l$ и щели E_g. После разложения получим

$$B^{lh} = \frac{[\mathbf{q}_2, \mathbf{q}_1]^2}{q_1^2(\mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2)^2}, \tag{6}$$

$$B^{ch} = \frac{3[\mathbf{q}, \mathbf{q}_2]^2}{4q_2^2 m_e E_g} \tag{7}$$

$$\begin{aligned} D = (-1)\frac{9q^2}{32m_eE_g} \times \Bigg\{ 1 &+ \frac{(\mathbf{q}_1\mathbf{q}_2)^2}{\mathbf{q}_1^2\mathbf{q}_2^2} + \frac{((\mathbf{q}_1+\mathbf{q}_2)\mathbf{q})^2}{(\mathbf{q}_1+\mathbf{q}_2)^2\mathbf{q}^2} - \frac{((\mathbf{q}_1+\mathbf{q}_2)\mathbf{q}_1)^2}{(\mathbf{q}_1+\mathbf{q}_2)^2\mathbf{q}_1^2} - \\ &- \frac{((\mathbf{q}_1+\mathbf{q}_2)\mathbf{q}_2)^2}{(\mathbf{q}_1+\mathbf{q}_2)^2\mathbf{q}_2^2} - \frac{(\mathbf{q}_1\mathbf{q})^2}{\mathbf{q}_1^2\mathbf{q}^2} - \frac{(\mathbf{q}_2\mathbf{q})^2}{\mathbf{q}_2^2\mathbf{q}^2} + (\mathbf{q}_1+\mathbf{q}_2)^{-2}\mathbf{q}^{-2}\mathbf{q}_1^{-2}\mathbf{q}_2^{-2}\times \\ &\times\Big[((\mathbf{q}_1+\mathbf{q}_2)\mathbf{q}_1)^2(\mathbf{q}\mathbf{q}_2)^2((\mathbf{q}_1+\mathbf{q}_2)\mathbf{q}_2)^2(\mathbf{q}\mathbf{q}_1)^2 - ((\mathbf{q}_1+\mathbf{q}_2)\mathbf{q})^2(\mathbf{q}_1\mathbf{q}_2)^2\Big]\Bigg\}. \end{aligned} \tag{8}$$

Подставляя полученные выражения в (1) и считая температуру дырок T_h равной нулю (ограничения, вносимые последним предположением, будут обсуждены далее), выполним интегрирование по угловым переменным. Получим

$$W(q)=\frac{2\pi}{\hbar}\left(\frac{4\pi e^2}{\varkappa}\right)^2\frac{\hbar^4}{(2\pi\hbar)^6}\left\{\frac{3\pi^2q^2}{4m_eE_g}\int\left[8m_eE_g(q_1^2+q_2^2)-16m_e^2E_g^2-\right.\right.$$
$$\left.-(q_1^2-q_2^2)^2\right]\frac{dq_1dq_2}{q_1q_2^3}+\frac{9\pi^2q^2}{32m_eE_g}\int\left[\frac{(4m_eE_g-q_1^2-q_2^2)^3}{q_1^3q_2^3}+\right.$$
$$\left.\left.+\frac{(4m_eE_g-q_1^2-q_2^2)^2}{q_1^2q_2^2}-\frac{6(4m_eE_g-q_1^2-q_2^2)}{q_1q_2}\right]dq_1dq_2\right\},\tag{9}$$

где второй интеграл в фигурных скобках получается от итерференционного члена в (1), содержащего $D(\mathbf{k},\mathbf{q}_1,\mathbf{q},\mathbf{q}_2)$. Область интегрирования по q_1 и q_2 определяется δ-функцией и положением уровня Ферми. В данном случае она равна

$$\begin{cases}(q_1-q_2)^2\leqslant g^2,\\ (q_1+q_2)^2\geqslant g^2,\qquad \text{где } g^2=4m_eE_g,\\ q_1\leqslant q_F, q_2\leqslant q_F.\end{cases}\tag{10}$$

Графически область интегрирования представлена на рис. 2. После выполнения интегрирования результат можно записать в виде

$$W(q)=\frac{3e^4q^2}{2\pi\varkappa^2\hbar^3E_g}\Phi(q_F/g),\tag{11}$$

где Φ — функция безразмерного аргумента, отношения импульса Ферми дырок к удвоенному пороговому импульсу тяжелой дырки (см.(2)),

$$\Phi(x)=\begin{cases}2\ln(x)\ln\dfrac{x}{1-x}+\dfrac{5}{4x^2}(x^2-1)^2\ln\dfrac{x}{1-x}+2\displaystyle\int\limits_{-\ln x}^{-\ln(1-x)}\frac{t}{\exp t-1}dt+\\ +\dfrac{3+39x^2-124x^3+66x^4-60x^5+32x^6}{48x^4} \qquad \text{при}\quad 0.5\leqslant x<1,\\ 2\displaystyle\int\limits_0^\infty\frac{t}{\exp t-1}dt-\frac{11}{12}=2\zeta(2)-\frac{11}{12} \qquad \text{при}\quad x=1,\\ 2\ln\dfrac{x}{x-1}\ln\dfrac{x}{2x-1}+\dfrac{5}{4x^2}(x^2-1)^2\ln\dfrac{x}{x-1}+2\displaystyle\int\limits_{-\ln\frac{x}{2x-1}}^{-\ln\frac{x-1}{2x-1}}\frac{t}{\exp t-1}dt+\\ +4\left[\displaystyle\int\limits_{-\ln 2x}^{-\ln 2}\frac{t}{\exp t-1}dt+\int\limits_{-\ln(2x-1)}^{\infty}\frac{t}{\exp t+1}dt\right]+\\ +\dfrac{3+39x^2+4x^3-222x^4+132x^5}{48x^4}, \qquad \text{при}\quad x>1,\end{cases}\tag{12}$$

где $\zeta(x)$ — ζ-функция Римана.

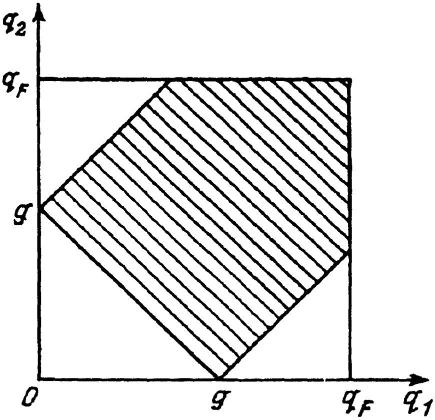

Рис. 2. Область (заштрихованная), по которой интегрируется выражение (9) при $q_F > g$.

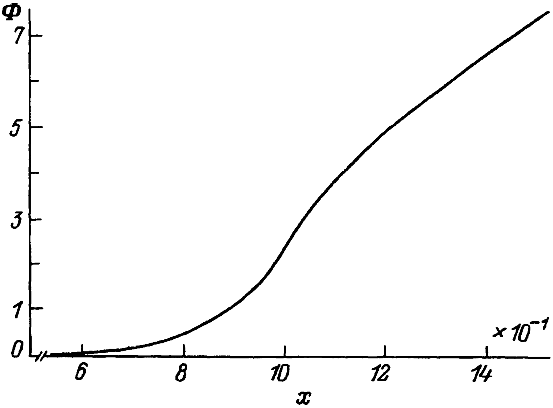

Рис. 3. График функции $\Phi(x)$.

График функции $\Phi(x)$, рассчитанный на ЭВМ, приведен на рис. 3, из которого видно, что значение функции монотонно возрастает с ростом аргумента. Необходимо заметить, что вся зависимость вероятности рекомбинации от уровня Ферми заключена в функции Φ, поэтому рис. 3 с точностью до числового коэффициента изображает зависимость вероятности оже-рекомбинации от числа дырок в системе. Понятно, что с увеличением импульса Ферми дырок q_F, число дырок в валентной зоне тоже растет, что, естественно, способствует процессу рекомбинации.

Теперь найдем условие на температуру дырок T_h, при котором полученный результат остается в силе. Для этого оценим вероятность $\Delta W(q)$ процесса рекомбинации, в котором принимают участие тяжелые дырки с энергией из области температурного размытия уровня Ферми, и потребуем, чтобы эта вероятность $\Delta W(q)$ была много меньше описываемой (11). Для оценки ограничимся первым интегралом из (9) и оставим только первое слагаемое из подинтегрального выражения:

$$\Delta W(q) \sim \int_{q_F}^{q_T} 8m_e E_g (q_1^2 + q_2^2) \frac{dq_1 dq_2}{q_1 q_2^3}, \tag{13}$$

где q_T — импульс, соответствующий температурному размытию уровня Ферми,

$$q_T = m_h T_h / q_F. \tag{14}$$

В (13) вынесем подинтегральное выражение на нижнем пределе и вычислим оставшийся интеграл, тогда получим

$$\Delta W(q) \sim \frac{8m_h^2 m_e E_g}{q_F^4} T_h^2. \tag{15}$$

Сравнивая (15) с (11), при этом считая Φ — порядка единицы, получим

$$T_h \ll F, \tag{16}$$

где F — уровень Ферми дырок, отсчитанный от потолка валентной зоны.

Темп оже-рекомбинации

Теперь, считая что условия (4) и (16) выполнены, рассчитаем темп оже-рекомбинации R для системы, в которой электроны не находятся в тепловом равновесии с дырками, а описываются своей неравновесной функцией распределения $f(\mathbf{q})$. В общем случае темп рекомбинации можно записать в следующем виде:

$$R = 2\int W(q) f(\mathbf{q}) \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi\hbar)^3}. \tag{17}$$

Выполнив интегрирование в (17), используя выражение (11) для $W(q)$ и считая, что $f(\mathbf{q})$ имеет равновесный максвелловский вид с эффективной температурой $T_e \ll E_g$, получим

$$R = \frac{9e^4 n m_e}{2\pi \varkappa^2 \hbar^3} \frac{T_e}{E_g} \Phi(q_F/g), \tag{18}$$

где n — концентрация электронов. При расчете (18) зона проводимости считалась параболической ($T_e \ll E_g$).

Выражения (11) и (17) позволяют находить темп оже-рекомбинации и в случае вырождения электронов, которое может наступить в данной системе благодаря генерации носителей, например, фотонами внешнего излучения. В случае сильного вырождения электронов в зоне проводимости, когда квазиуровнь Ферми электронов расположен в зоне проводимости и $\mathcal{E}_F \ll E_g$, где энергия уровня $\mathcal{E}_F$ отсчитывается от дна зоны проводимости, получим

$$R = \frac{3(2)^{3/2} e^4 m_e^{5/2}}{5\pi^3 \varkappa^2 \hbar^6 E_g} \Phi(q_F/g) \mathcal{E}_F^{5/2}. \tag{19}$$

Если $\mathcal{E}_F$ выразить через концентрацию электронов n [9], то (19) можно записать в виде

$$R = \frac{3^{8/3} \pi^{1/3} e^4}{10 \varkappa^2 \hbar E_g} \Phi(q_F/g) n^{5/3}. \tag{19}$$

Темп ударной ионизации

Сделаем одно замечание относительно процесса ударной ионизации легкими дырками, который является обратным к рассмотренному процессу рекомбинации. Оказывается, что в рамках используемого приближения, имея выражение для вероятности рекомбинации (11), достаточно просто получить выражение для темпа ударной ионизации легкими дырками не только в случае однотемпературного описания, как, например, в [5], но и в условии, когда система носителей в зоне проводимости не находится в тепловом равновесии с дырками в валентной зоне. Предположим, что дырки, как легкие, так и тяжелые, описываются квазиравновесной функцией Ферми f_h с температурой T_h и квазиуровнем Ферми F_h. Конечно, считается, что условия на F_h и T_h

(4), (16) выполнены. В этом приближении интеграл, выражающий темп ударной ионизации частиц, отличается от (17), где $W(q)$ имеет вид (1), только статистическим множителем, который представляет произведение соответствующих функций распределения. Выпишем статистические множители для темпа ионизации (P_I) и рекомбинации (P_R):

$$P_I = (1 - f_c)\left(\exp\frac{\mathcal{E}_l - F_h}{T_h} + 1\right)^{-1}\left[1 - \left(\exp\frac{\mathcal{E}_{h1} - F_h}{T_h} + 1\right)^{-1}\right] \times$$
$$\times\left[1 - \left(\exp\frac{\mathcal{E}_{h2} - F_h}{T_h} + 1\right)^{-1}\right],$$
$$P_R = f_c\left\{1 - \left(\exp\frac{\mathcal{E}_l - F_h}{T_h} + 1\right)^{-1}\right\}\left[\exp\frac{\mathcal{E}_{h1} - F_h}{T_h} + 1\right]^{-1} \times$$
$$\times\left[\exp\frac{\mathcal{E}_{h2} - F_h}{T_h} + 1\right]^{-1}, \qquad (20)$$

где f_c — функция распределения электронов в зоне проводимости, определяющая вероятность заполнения соответствующего состояния. Вид этой функции мы пока не конкретизируем, так как в итоге полученное выражение может быть применимо для случая, когда f_c произвольно.

Рассмотрим только части статистических множителей (20), которые включают функции распределения частиц в валентных зонах и обозначим их Θ_I и Θ_R для процессов ионизации и рекомбинации соответственно. Используя закон сохранения энергии, можно записать

$$\Theta_I = \Theta_R \exp\Big[(-\mathcal{E}_c - E_g - F_h)/T_h\Big], \qquad (21)$$

где F_h отсчитывается от потолка валентной зоны, $\mathcal{E}_c$ отсчитывается от дна зоны проводимости. Из этого соотношения видно, что Θ_I отличается от Θ_R множителем, не зависящим от энергии дырок, поэтому интегрирование по дырочным переменным в выражении для темпа ударной ионизации выполняется точно так же, как и в случае рекомбинации. В итоге получим

$$G_I = 2\int(1 - f_c)\exp\Big[(-\mathcal{E}_c - E_g - F_h)/T_h\Big]W(q)d\mathbf{q}/(2\pi\hbar)^3, \qquad (22)$$

где $W(q)$ имеет вид (11).

В общем случае функции f_c находится из кинетического уравнения. Однако если предположить, что f_c является квазиравновесной максвелловской функцией с эффективной температурой $T_e \ll E_g$, то $(1 - f_c)$ в (22) можно просто заменить единицей и выполнить интегрирование. Считая зону параболической ($T_e \ll E_g$), получим

$$G_I = \frac{9e^4 m_e^{5/2} T_h^{5/2}}{2^{3/2}\pi^{5/2}\varkappa^2\hbar^6 E_g}\exp\Big[(-E_g - F_h)/T_h\Big]\Phi(q_F/g). \qquad (23)$$

Заключение

Определим стационарное время жизни неравновесных носителей, предполагая, что оно в основном контролируется оже-процессами рассмотренного типа. Это предположение является вполне оправданным для вырожденных полупроводников p-типа проводимости благодаря большой плотности состояний в зоне тяжелых дырок. Выпишем уравнения баланса частиц и электронейтральности для данной системы,

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = G + G_I - R = G - \frac{\Delta n}{\tau},$$

$$p - p_0 = n - n_0, \tag{24}$$

где G — темп генерации носителей в зоне проводимости за счет внешнего источника энергии, например, излучения, p_0 и n_0 — равновесные концентрации дырок, $\Delta n = n - n_0$, τ — среднее время жизни. Будем считать, что неравновесные электроны и дырки имеют одну температуру T и разные квазиуровни Ферми, F_e и F_h соответственно. Рассмотрим случай, когда

$$\Delta n \gg n_0. \tag{25}$$

Именно этот случай межет иметь экспериментальный интерес при $T \ll F_h$. Дело в том, что из-за большой плотности состояний в зоне тяжелых дырок концентрация последних в случае сильного вырождения будет на несколько порядков превышать концентрацию электронов. Оценки для $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x = 0.2$) при $T \sim 10$ K, $F = (2m_e/m_h)E_g$ дают следующие величины: $p_0 \sim 10^{16} \div 10^{17}$ cm^{-3}, $n_0 = N_c \exp[(-E_g - F)/T]$, где $N_c \sim 10^{11}$ cm^{-3} — эффективная плотность состояний в зоне проводимости (все численные оценки делаются по данным из [10]). Поэтому в равновесии весь транспорт в основном идет за счет дырок, чтобы на этом фоне стал заметен вклад от неравновесных носителей, их концентрация должна возрасти на столько, чтобы изменение проводимости $\Delta\sigma$ стало соизмеримо с проводимостью при равновесии σ. В полупроводниках типа $Hg_{1-x}Cd_xTe$ подвижность электронов в зоне проводимости примерно на 2 порядка больше, чем подвижность тяжелых дырок [10], поэтому для наблюдения неравновесной проводимости должно быть $n/p \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$, откуда следует (25). В стационарном случае (24) можно записать [9]

$$1/\tau = (R - G_I)/(p - p_0). \tag{26}$$

Используя выражения (18) и (23) с $T_e = T_h = T$ и условие (25) из (26), получим

$$\frac{1}{\tau} = \frac{9e^4 T m_e}{2\pi\varkappa^2\hbar^3 E_g}\Phi(q_F/g)\left[1 - \frac{(m_e T)^{3/2}}{2^{1/2}\pi^{3/2}\hbar^3(p - p_0)}\exp\left(\frac{-E_g - F_h}{T}\right)\right]. \tag{27}$$

При высоком уровне возбуждения, который имеет интерес, второй член в квадратных скобках становится мал, поэтому концентрационная зависимость времени жизни фактически описывается функцией Φ. Оценки времени жизни, проделанные для $Hg_{1-x}Cd_xTe$ при $T \sim 10$ K, $F = (2m_e/m_h)E_g$, соответствуют величине порядка $10^{-8} \div 10^{-9}$ c.

Список литературы

[1] G. Nimtz. Phys. Reports. **63**, 266 (1980).
[2] A.R. Beattie. J. Phys. Chem. Sol., **23**, 1049 (1962).
[3] Б.Л. Гельмонт. ЖЭТФ. **75**, 536 (1978).
[4] Б.Л. Гельмонт. ФТП, **15**, 1316 (1981).
[5] Б.Л. Гельмонт. ФТП, **14**, 1913 (1980).
[6] Б.Л. Гельмонт, З.Н. Соколова, И.Н. Яссиевич. ФТП, **16**, 592 (1982).
[7] Б.Л. Гельмонт, З.Н. Соколова. ФТП, **16**, 1670 (1982).
[8] Б.Л. Гельмонт, З.Н. Соколова, В.Б. Халфин. ФТП, **17**, 453 (1983).
[9] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1990).
[10] А. Кроткус, З. Добровольскис. *Электропроводность узкощелевых полупроводников* (Вильнюс, Мокслас, 1988).

Редактор Л.В. Шаронова

Auger interband transitions and carrier lifetime in p-type degenerate narrow gap semiconductors

A.V. Dmitriev, A.B. Evlyukhin

M.V. Lomonosov Moscow State University, 119899 Moscow, Russia