

01; 05; 06

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ПРИ ТУННЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ

С. Н. Тараскин

Развита теория туннельной рекомбинации локализованных неравновесных носителей заряда. Изучены пространственные корреляции локализованных носителей. Исследовано существенное влияние таких корреляций на зависимость концентрации носителей тока от интенсивности возбуждения и времени.

1. В твердых телах при достаточно большой концентрации локализованных возбуждений возможна их туннельная рекомбинация (ТР). В качестве примера здесь может служить ТР двух электронов, локализованных на разделенных в пространстве центрах с отрицательной корреляционной энергией в стеклообразных полупроводниках [1], а также ТР локализованных электрона и дырки в неупорядоченных полупроводниках, например типа $a\text{-Si} : \text{H}$ [2], или же в легированных компенсированных полупроводниках [3]. При возбуждении электронной подсистемы, например, светом ТР является одним из возможных каналов исчезновения неравновесных возбуждений и стандартно описывается в уравнениях баланса выражением вида (см., например, [4])

$$R_i \simeq N_e N_h \int_0^{\infty} 4\pi r^2 w(r) dr = b N_e N_h, \quad (1)$$

$$\tau_i^{-1} = w(r) \simeq \omega_0(T) e^{-\frac{2r}{a}} \simeq \omega_0 e^{-\frac{\Delta E_i}{T} - \frac{2r}{a}}, \quad b \sim a^3 \omega_0(T). \quad (2)$$

Здесь для определенности рассматривается ТР локализованных электронов и дырок с концентрациями N_e и N_h ; R_i — скорость ТР, $\tau_i(r)$ — характерное время ТР электрон-дырочной ($e-h$) пары с плечом r ; a — характерный радиус локализованного состояния; $\omega_0 \sim 10^{13} \text{ c}^{-1}$ — характерная атомная частота; ΔE_i — характерный барьер при термоактивационном туннелировании [1]; $\Delta E_i < E_g$, E_g — ширина основной щели в спектре возбуждений.

Выражение (1) справедливо лишь в случае некоррелированного в пространстве распределения локализованных электронов и дырок, т. е. когда вероятность найти одновременно локализованный электрон в точке r_1 и локализованную дырку в точке r_2 не зависит от $r = |r_1 - r_2|$ и распадается на произведение вероятностей. Это так, если характерное время ТР при любых r значительно больше других характерных времен задачи (например, времени теплового перераспределения электронов по локализованным состояниям) и ТР, происходящая достаточно редко, практически не влияет на пространственное распределение локализованных электронов и дырок. Однако ТР в парах с $r \sim a$ идет сравнительно быстро, и при $\Delta E_i < E_g$ (E_g — энергия связи локализованного электрона) ее время значительно меньше характерного времени термализации, т. е. необходим учет пространственных корреляций. На указанное обстоятельство было обращено внимание в работах [3]. Однако развитая там теория лишь ча-

стично адекватно отражает реальную ситуацию, поскольку авторы [3], в частности, воспользовались решением усредненных по пространству уравнений, в то время как усреднение, вообще говоря, возможно лишь для решений неусредненных уравнений.

В данной работе на примере компенсированного полупроводника изучены пространственные корреляции локализованных носителей заряда, возникающие в результате ТР. Рассмотрение проведено для достаточно высоких температур, когда пространственное перераспределение локализованных носителей в результате теплового выброса в зону играет существенную роль. Решение двухцентрковой и N -центрковой ($N \gg 1$) задачи для ТР в газовом приближении по концентрации локализованных носителей заряда позволило исследовать влияние пространственных корреляций на стационарные характеристики фотопроводимости и ее кинетику. Сделан вывод о возможности мономолекулярной ТР и гиперболическом поведении ее кинетики.

2. Рассмотрим легированный компенсированный полупроводник с донорным E_D и акцепторным E_A уровнями в щели и концентрацией N_D случайно расположенных в пространстве доноров и акцепторов N_A , т. е. такой, что уровень Ферми ζ лежит между E_D и E_A достаточно далеко (в масштабе T) от них. Пусть

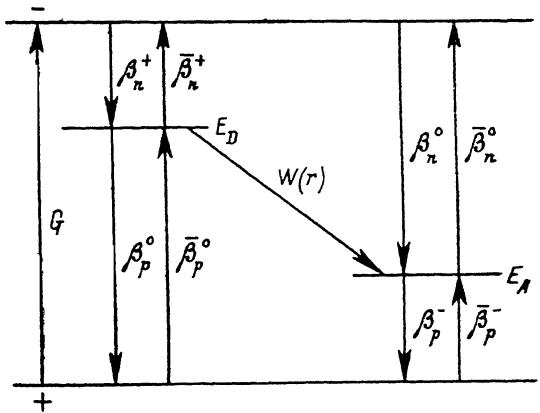


Схема электронных переходов, скорости которых пропорциональны сечениям $\beta_n^{(j)}$ (нормированным на скорость) захвата электронов (дырок) на j -зарядовое состояние донора или акцептора (β — сечения обратных термически активированных процессов).

в таком полупроводнике возбуждаются $e-h$ пары с темпом генерации G . Стандартные электронные переходы на уровни в щели для этого случая представлены на рисунке. Рекомбинации на центрах в щели отвечают процессы $e+A^0 \rightarrow A^-$ ($\sim \beta_n^+$) и $h+D^0 \rightarrow D^-$ ($\sim \beta_p^+$), а ТР соответствует процесс $D^0+A^0 \rightarrow D^++A^-$.

Определяющими параметрами задачи являются характерные времена жизни доноров (акцепторов) в свободном заряженном состоянии τ_D (τ_A)

$$\tau_D^{-1} \simeq \beta_n^+ n + \beta_p^0 N_p, \quad \tau_A^{-1} \simeq \beta_p^- p + \beta_n^0 N_c, \quad (3)$$

где n (p) — концентрация неравновесных свободных электронов (дырок), N_c (N_v) — эффективная концентрация электронных (дырочных) состояний на краю соответствующей зоны; времена жизни в заселенном нейтральном состоянии τ_D (τ_A) относительно обратного теплового выброса в зону или же рекомбинации

$$\bar{\tau}_D^{-1} \simeq \beta_p^0 p + \bar{\beta}_n^+ N_c, \quad \bar{\tau}_A^{-1} \simeq \beta_n^0 n + \bar{\beta}_p^- N_v, \quad (4)$$

а также характерное время ТР $\tau_t(r)$ в донорно-акцепторной паре с плечом r . Сравнение времен (4) с $\tau_t(r)$ позволяет ввести еще один важный параметр R_* — такой характерный радиус ТР, что в ДА парах с $r \leq R_*$ ТР наиболее вероятна и происходит значительно быстрее других возможных переходов.

Рассмотрим случай не слишком интенсивной генерации $e-h$ пар, когда квазиуровни Ферми лежат между E_D и E_A и выполнены соотношения $\tau_D \gg \bar{\tau}_D$, $\tau_A \gg \bar{\tau}_A$, т. е. центры в щели слабо заселены. Проанализируем сначала ситуацию, при которой в объеме с радиусом рекомбинации практически нет других центров, т. е. $N_D R_*^3$, $N_A R_*^3 \ll 1$. Цель такого анализа — получить основное рекомбинационное уравнение, из которого можно определить зависимость концентрации неравновесных носителей заряда от температуры T , темпа генерации G и времени t .

Основные результаты и особенности такой задачи позволяют увидеть качественный анализ стационарной картины, когда темп генерации совпадает с темпом ТР. Предположим, что единственным каналом рекомбинации является канал ТР. Скорость ТР пропорциональна скорости захвата электронов на пустые доноры $\sim \beta_n^+ n N_D^+$. Фактор α определяет вероятность того, что электрон, попав на донор, прорекомбинирует туннельным образом с дыркой на акцепторе. Для ТР необходимо, чтобы в R_* -окрестности донора находился акцептор, который может оказаться уже занятым дыркой к моменту заселения донора или же может успеть заселиться за время жизни электрона на доноре, т. е. $\alpha \sim \frac{4\pi}{3} N_A^0 R_*^3 + \frac{4\pi}{3} N_A R_*^3 \bar{\tau}_D (\bar{\tau}_D + \tau_A)^{-1}$. Отсюда очевидны два частных случая:

1) $\bar{\tau}_D \ll \tau_A$, т. е. вероятность заселения акцептора за время жизни донора в заселенном состоянии мала, и уравнение баланса принимает вид

$$G \simeq \beta_n^+ n N_D^+ \frac{4\pi}{3} N_A^0 R_*^3 + \beta_p^- p N_A^- \frac{4\pi}{3} N_D^0 R_*^3,$$

2) $\bar{\tau}_D \gg \tau_A$, т. е. акцептор успевает заселиться дыркой за время $\bar{\tau}_D$, ТР идет на данном доноре, если только в его R_* -окрестности имеется акцептор, а поэтому

$$G \simeq \beta_n^+ n N_D^+ \frac{4\pi}{3} N_A R_*^3.$$

Заметим, что проведенный качественный анализ справедлив лишь для случая $\bar{\tau}_A \ll \tau_D$, альтернативный которому рассматривается аналогично.

Количественный анализ основывается на решении уравнений баланса, одно из которых (для свободных электронов) имеет вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} \simeq G(t) - \beta_n^+ n N_D + \bar{\beta}_n^+ N_c N_D \bar{f}_D^{(1)} - \beta_n^0 n N_A \bar{f}_A^{(1)} + \bar{\beta}_n^0 N_c N_A. \quad (5)$$

Здесь $\bar{f}_{D,A}^{(1)}$ — одночастичная функция заселения донора (акцептора), усредненная по его положению в пространстве. Такое усреднение необходимо вследствие неэквивалентности пространственного расположения доноров, около некоторых из которых могут быть близкие акцепторы. В уравнении (5) отсутствует координатная зависимость концентрации свободных носителей, так как локальное уменьшение концентрации вблизи центров ТР быстро исчезает при реально выполненном условии $R_* \ll \sqrt{D\bar{\tau}}$, где D — коэффициент диффузии свободных носителей.

Поскольку значения $f_D^{(1)}$ и $f_A^{(1)}$, вообще говоря, зависят от окружения, то рассмотрим ДА пару с плечом r . В рамках двухцентрового приближения, актуального для $N_D, A R_*^3 \ll 1$, замкнутая система уравнений баланса для такой ДА пары имеет вид

$$\frac{\partial f_D^{(1)}(r)}{\partial t} \simeq \beta_n^+ n - \bar{\beta}_n^+ N_c f_D^{(1)}(r) - \beta_p^0 p f_D^{(1)}(r) + \bar{\beta}_p^0 N_v - w(r) (f^{(2)}(r) - f_{D,0}^{(1)} f_{A,0}^{(1)}), \quad (6)$$

$$\frac{\partial f_A^{(1)}(r)}{\partial t} \simeq \beta_p^- p - \bar{\beta}_p^- N_v f_A^{(1)}(r) - \beta_n^0 n f_A^{(1)}(r) + \bar{\beta}_n^0 N_c - w(r) (f^{(2)}(r) - f_{D,0}^{(1)} f_{A,0}^{(1)}), \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f^{(2)}(r)}{\partial t} &\simeq (\beta_n^+ n + \bar{\beta}_p^0 N_v) f_A^{(1)}(r) + (\beta_p^- p + \bar{\beta}_n^0 N_c) f_D^{(1)}(r) - \\ &- (\bar{\beta}_n^+ N_c + \bar{\beta}_p^- N_v) f^{(2)}(r) - w(r) (f^{(2)}(r) - f_{D,0}^{(1)} f_{A,0}^{(1)}). \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь $f^{(2)}(r)$ — двухчастичная функция распределения (вероятность одновременного заселения состояний ДА пары); $f_{D,0}^{(1)} \simeq \exp\{-(E_D - \zeta/T)\}$, $f_{A,0}^{(1)} \simeq \exp\{-(\zeta - E_A/T)\}$ — равновесные одночастичные заселенности.

Основное рекомбинационное уравнение следует из (5)–(8) и имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (n + N_D \bar{f}_D^{(1)} + p + N_A \bar{f}_A^{(1)}) &\simeq G(t) - N_D w(r) (f^{(2)}(r) - f_{D,0}^{(1)} f_{A,0}^{(1)}) - \\ &- \frac{1}{2} [\beta_n^0 (n N_A \bar{f}_A^{(1)} - n_0 N_A \bar{f}_{A,0}^{(1)}) + \beta_p^0 (p N_D \bar{f}_D^{(1)} - p_0 N_D \bar{f}_{D,0}^{(1)})]. \end{aligned} \quad (9)$$

В уравнении (9) усреднение туннельного слагаемого для определенности производится по расстоянию между фиксированным донором и акцептором, что эквивалентно усреднению по положению донора в пространстве. Подставив в уравнение (9) найденные из (6)—(8) функции $f_{D,A}^{(1)}(r)$ и $f^{(2)}(r)$, после усреднения нетрудно получить стационарное рекомбинационное уравнение в виде

$$G \simeq \beta_n^0 (nN_A^0 - n_0N_{A,0}^0) + \beta_p^0 (pN_D^0 - p_0N_{D,0}^0) + N_D N_A \frac{\bar{\tau}_D + \bar{\tau}_A}{\tau_D \tau_A} \left(1 + \frac{\bar{\tau}_A}{\tau_D} + \frac{\bar{\tau}_D}{\tau_A} \right)^{-1} \frac{4\pi}{3} R_*^3 \left(1 - \frac{p_0 n_0}{pn} \right), \quad (10)$$

$$R_* \simeq \frac{a}{2} \ln \frac{\omega_0(T)}{\bar{\tau}_D^{-1} + \bar{\tau}_A^{-1}} \left(1 + \frac{\bar{\tau}_A}{\tau_D} + \frac{\bar{\tau}_D}{\tau_A} \right), \quad (11)$$

$$N_D^0 = N_D \bar{f}_D^{(1)} \simeq \frac{n}{n_0} N_D \bar{f}_{D,0}^{(1)}, \quad N_A^0 \simeq \frac{p}{p_0} N_A^0. \quad (12)$$

Это уравнение и уравнение электронейтральности

$$N_D (\bar{f}_D^{(1)} - \bar{f}_{D,0}^{(1)}) \simeq N_A (\bar{f}_A^{(1)} - \bar{f}_{A,0}^{(1)}), \quad (13)$$

связывающее n и p , позволяют найти и проанализировать искомые зависимости $n(G, T)$. Если $\tau_D, \tau_A \gg \bar{\tau}_D, \bar{\tau}_A$, то учет ТР сводится к эффективной перенормировке сечений для стандартной ситуации без туннелирования.

$$G \simeq \tilde{\beta}_n (nN_A^0 - n_0N_{A,0}^0) + \tilde{\beta}_p (pN_D^0 - p_0N_{D,0}^0), \quad (14)$$

$$\tilde{\beta}_n \simeq \beta_n^0 + \beta_n^+ \frac{4\pi}{3} N_D R_*^3, \quad \tilde{\beta}_p \simeq \beta_p^0 + \beta_p^- \frac{4\pi}{3} N_A R_*^3, \quad (15)$$

$$R_* \simeq \frac{a}{2} \ln \omega_0(T) (\bar{\tau}_D^{-1} + \bar{\tau}_A^{-1})^{-1}. \quad (16)$$

К аналогичному выводу для сильного возбуждения ($n \gg n_0$) пришли авторы [8], поскольку при $\tau_D, \tau_A \gg \bar{\tau}_D, \bar{\tau}_A$ одночастичные функции $f_{D,A}^{(1)}$ слабо зависят от r и возможно усреднение уравнений (6), (7) с $f^{(2)}(r)$, найденной из (8). Нетрудно видеть, что рекомбинация в данном случае бимолекулярна: $n (\gg n_0) \sim \sqrt{G}$ и $n - n_0 (\ll n_0) \sim G$. Ситуация меняется, когда, например, $\tau_D \ll \bar{\tau}_A, \bar{\tau}_D \ll \tau_A$. В этом случае ТР мономолекулярна, а уравнение (10) приобретает

$$G \simeq \left[\beta_n^0 n N_A^0 + \beta_p^0 p N_D^0 + \beta_p^- p N_A \frac{4\pi}{3} N_D R_*^3 \right] \left(1 - \frac{p_0 n_0}{pn} \right), \quad (17)$$

$$R_* \simeq \frac{a}{2} \ln \omega_0(T) \bar{\tau}_D \bar{\tau}_A \tau_D^{-1}. \quad (18)$$

Теперь в сферу рекомбинации попадают и такие доноры, для которых время жизни в заселенном состоянии значительно меньше времени ТР, но которые за время жизни акцептора в заселенном состоянии $\bar{\tau}_A$ успевают много раз заселиться электроном, так что суммарное время жизни этих доноров в заселенном состоянии оказывается больше времени ТР.

Первый из рассмотренных случаев реализуется скорее в полупроводниках с симметричным расположением ДА уровней относительно краев зон, а второй реален (уже и для слабого возбуждения, $n \sim n_0$), если акцепторный уровень лежит значительно глубже донорного, т. е. $E_A - E_D > E_C - \zeta + T \ln \bar{\tau}_D \bar{\tau}_A^{-1}$. Кроме того, с ростом G (а значит, и n) возможен переход от первой ситуации ко второй.

До сих пор мы пренебрегали туннельными переходами электронов (дырок) с одного донора (акцептора) на другой, находящийся на расстоянии r от первого, идущими с вероятностью $u(r)$ в единицу времени $u(r) \simeq u_0 \exp(-2r/a)$, где $u_0 \sim \omega_0$. Такое пренебрежение закономерно, если характерное время $u^{-1}(r)$ туннельного перехода донор—донор в среднем значительно больше времени теплового возбуждения донора $\bar{\tau}_D$, т. е. $N_D R_D^3 \ll 1$, где $R_D \simeq \frac{a}{2} \ln u_0 \bar{\tau}_D$.

3. Иная ситуация реализуется, когда $N_{D,A}^{-1/3} \ll R_* \ll (N_{D,A}^0)^{-1/3}$ и в объем рекомбинации попадает большое число доноров и акцепторов. Пренебрегая флуктуациями в пространственном распределении центров, можно считать, что это число совпадает со средним значением $\bar{N}_{D,A} \simeq \frac{4\pi}{3} N_{D,A} R_*^3 \gg 1$. Тогда система уравнений для одночастичных заселенностей приобретает вид (для простоты не учтены процессы $\sim \beta_{n,p}^0$)

$$\frac{\partial f_{D_i}^{(1)}}{\partial t} \simeq \beta_n^+ n - \beta_n^+ N_c f_{D_i}^{(1)} - \sum_{j=1}^{N_A} w(r_{ij}) (f^{(2)}(r_{ij}) - f_{D_i}^{(1)} f_{A_j}^{(1)}), \quad (19)$$

$$\frac{\partial f_{A_j}^{(1)}}{\partial t} \simeq \beta_p^- p - \beta_p^- N_c f_{A_j}^{(1)} - \sum_{k=1}^{N_D} w(r_{kj}) (f^{(2)}(r_{kj}) - f_{D_k}^{(1)} f_{A_j}^{(1)}). \quad (20)$$

Поскольку справедливо газовое приближение (вероятность найти в объеме рекомбинации, помимо рекомбинирующей ДА пары, третий нейтральный центр мала), то функцию $f^{(2)}(r_{ij})$, входящую в (19), (20), можно в рамках двухцентрового приближения найти из уравнения (8). Значение R_* по аналогичным соображениям также находится из решения двухцентральной задачи и определяется соотношением (16), в котором по сравнению с (11) отсутствуют слагаемые под знаком логарифма, расширяющие R_* -окрестность за счет многократного заселения удаленных центров. В рассматриваемой ситуации этот эффект не существен, так как в R_* -окрестности содержится много центров, заселение которых (а значит, и ТР на них) более вероятно по сравнению с повторным заселением удаленных центров.

Учитывая, что $f^{(2)}(r_{ij})$ слабо зависит от r_{ij} , когда $r_{ij} \ll R_*$, и то, что в R_* -окрестности любого донора (акцептора) находится одинаковое число \bar{N}_A акцепторов (\bar{N}_D доноров), разумно предположить, что $f_{D_i}^{(1)}$ ($f_{A_j}^{(1)}$) не зависит от номера i . Тогда из (19), (20) легко найти

$$f_D^{(1)} \equiv f_{D_i}^{(1)} \simeq \frac{\bar{\tau}_D}{\tau_D} \left[1 - \bar{\tau}_A (\bar{\tau}_D^{-1} + \bar{\tau}_A^{-1}) \frac{F_i}{1 + F_i} \left(1 - \frac{p_0 n_0}{pn} \right) \right], \quad (21)$$

$$F_i = \frac{\bar{\tau}_D}{\tau_A} \sum_{j=1}^{N_A} \frac{w(r_{ij})}{\bar{\tau}_D^{-1} + \bar{\tau}_A^{-1} + w(r_{ij})} \left[1 + \frac{\bar{\tau}_A}{\tau_D} \sum_{k=1}^{N_D} \frac{w(r_{kj})}{\bar{\tau}_D^{-1} + \bar{\tau}_A^{-1} + w(r_{kj})} \right]^{-1}$$

и убедиться в справедливости сделанного предположения, которое фактически позволяет проводить усреднение уже в уравнениях (19), (20). Усреднение $f_{D_i}^{(1)}$ по положению донора в пространстве в данном случае сводится к усреднению положений \bar{N}_A акцепторов внутри R_* -окрестности выбранного донора и \bar{N}_D доноров внутри соответствующей R_* -окрестности около каждого такого акцептора.

$$f_D^{(1)} \equiv f_{D_i}^{(1)} \simeq \left(\frac{4\pi}{3} R_*^3 \right)^{-\bar{N}_A - \bar{N}_D} \prod_{j=1}^{\bar{N}_A} \int_0^{R_*} 4\pi r_{ij}^2 dr_{ij} \prod_{k=1}^{\bar{N}_D} \int_0^{R_*} 4\pi r_{kj}^2 dr_{kj} f_{D_i}^{(1)}, \quad (22)$$

$$f_D^{(1)} \simeq \frac{\bar{\tau}_D}{\tau_D} \left[1 - \frac{\bar{\tau}_D + \bar{\tau}_A}{\tau_A} \frac{\bar{N}_A}{1 + \frac{\bar{\tau}_D}{\tau_A} \bar{N}_A + \frac{\bar{\tau}_A}{\tau_D} \bar{N}_D} \left(1 - \frac{p_0 n_0}{pn} \right) \right]. \quad (23)$$

Подстановка (23) в уравнение типа (5) приводит к следующему рекомбинационному уравнению:

$$G \simeq N_D N_A \frac{\bar{\tau}_D + \bar{\tau}_A}{\tau_D \tau_A} \left(1 + \frac{\bar{\tau}_A}{\tau_D} \bar{N}_D + \frac{\bar{\tau}_D}{\tau_A} \bar{N}_A \right)^{-1} \frac{4\pi}{3} R_*^3 \left(1 - \frac{p_0 n_0}{pn} \right). \quad (24)$$

Из (24) следует, что, как и для двухцентральной задачи, возможны две ситуации. Если время жизни донора (акцептора) в заселенном состоянии значительно

меньше времени, через которое происходит заселение хотя бы одного из N_A (N_D) акцепторов в R_* -окрестности, т. е. $N_D \bar{\tau}_A \tau_D^{-1}$, $N_A \bar{\tau}_D \tau_A^{-1} \ll 1$, то одночастичные функции близки к квазиравновесным значениям, тогда уравнение (24) сводится к (14). В случае, когда, например, $N_A \bar{\tau}_D \tau_A^{-1} \gg 1$ (при этом $N_D \bar{\tau}_A \tau_D^{-1} \ll 1$) и электрон на доноре живет достаточно долго, чтобы хотя бы один из акцепторов в R_* -окрестности заселился дыркой до того, как произойдет тепловой выброс электрона в зону, каждое заселение донора сопровождается ТР. В этом случае темп рекомбинации определяется самым медленным процессом захвата электронов на доноры. Действительно, из уравнения (24) следует, что в данном случае

$$G \simeq \beta_n^+ n N_D \left(1 - \frac{p_0 n_0}{pn} \right). \quad (25)$$

При этом одночастичная функция распределения $f_D^{(1)}$ существенно отличается от квазиравновесной, что может привести к нелинейной связи n и p , вытекающей из условия электронейтральности (13). Так, для сильного возбуждения $n \gg n_0$, $p \gg p_0$ оказывается, что $p \sim \sqrt{n} \sim \sqrt{G}$.

Учет туннельных переходов донор—донор и акцептор—акцептор, необходимый при $N_D R_D^3 \gg 1$ и (или) $N_A R_A^3 \gg 1$, может привести к перенормировке радиуса ТР: $R_* \rightarrow R_* + R_D^q + R_A^q$, где $D_{D,A}^q \sim \sqrt{D_{D,A} \bar{\tau}_{D,A}}$ — характерный масштаб диффузионного смещения электрона (дырки) за время его жизни в локализованном состоянии, $D_{D,A} \sim u (N_{D,A}^{-1/2}) N_{D,A}^{-2/3}$ — коэффициент туннельной диффузии электронов по донорам.

4. Кинетика ТР описывается уравнениями (5)—(8), (19), (20). Ее характерной чертой является существенное отличие в скоростях различных процессов. Например, процессы термализации захваченных в щель носителей идут значительно чаще, нежели их ТР. Это обстоятельство обеспечивает квазистационарную связь концентраций свободных и локализованных носителей. Кинетика же фактически описывается основным рекомбинационным уравнением типа (9) (аналогичная ситуация реализуется для обычной рекомбинации в стеклообразных полупроводниках [4, 5]), которое при пренебрежении для простоты процессами $\sim \beta_{n,p}^0$ в случае $\tau_D, \tau_A \gg \bar{\tau}_D, \bar{\tau}_A$ можно записать как

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} \simeq -\frac{1}{\tau_\downarrow} (\varphi^2 + \varphi), \quad |\varphi(0) \equiv \varphi_0 = \frac{\Delta N_D^0}{N_{A,0}^0 + N_{D,0}^0}, \quad (26)$$

$$\varphi(t) \equiv \frac{\Delta N_D^0(t)}{N_{A,0}^0 + N_{D,0}^0} = \frac{N_D^0(t) - N_{D,0}^0}{N_{A,0}^0 + N_{D,0}^0},$$

$$\tau_\downarrow^{-1} \simeq \frac{4\pi}{3} R_*^3 (N_{A,0}^0 + N_{D,0}^0) \left(\beta_p^- N_A \frac{p_0}{N_{A,0}^0} + \beta_n^+ N_D \frac{n_0}{N_{D,0}^0} \right). \quad (27)$$

Здесь N_D^0 — стационарная концентрация нейтральных доноров.

Уравнение (26) записано для режима релаксации после выключения генерации $e-h$ пар в $t=0$. Решение уравнения (26) имеет вид

$$\varphi(t) = \left[(1 + \varphi_0^{-1}) \exp\left(\frac{t}{\tau_\downarrow}\right) - 1 \right]^{-1}. \quad (28)$$

Для сильного стационарного возбуждения ($\varphi_0 \gg 1$) удобно выделить три интервала времен изменения функции $\varphi(t)$. При $t \ll \tau_R = \tau_\downarrow / (\varphi_0 + 1)$ незначительное уменьшение $\varphi(t)$ происходит линейно со временем. В интервале $\tau_R \ll t \ll \tau_\downarrow$ спад идет по закону, близкому к гиперболическому, и лишь при $t \gg \tau_\downarrow$ — по экспоненциальному. Характерное рекомбинационное время τ_R характеризует момент, когда изменение концентрации неравновесных носителей заряда становится порядка величины ее стационарного значения. При слабом возбуждении спад экспоненциален с характерным временем $\tau_\downarrow = \tau_R$.

Таким образом, кинетика ТР (скорость изменения концентраций $n(t)$, $p(t)$, $N_D^0(t)$ и $N_A^0(t)$) определяется сравнительно медленными процессами, идущими с характерным временем τ_R , значительно превышающим времена $\bar{\tau}_D, \bar{\tau}_A$ установив-

ления квазистационарных соотношений между $f_{D,A}^{(1)}(t)$, $f^{(2)}(t)$ и концентрациями $n(t)$, и $p(t)$ свободных носителей.

В случае $\tau_D \ll \bar{\tau}_A$, $\bar{\tau}_D \ll \tau_A$ (когда $N_{D,A} R_*^0 \ll 1$) функции $f_{D,A}^{(1)}(t)$ и $f^{(2)}(t)$ также квазистационарно связаны с $n(t)$ и $p(t)$, тогда релаксация описывается уравнением вида

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} \simeq -\frac{1}{\tau_{\downarrow}} \frac{\varphi^2 + \varphi}{\varphi + \alpha}, \quad \varphi(0) = \varphi_0, \quad (29)$$

$$\tau_{\downarrow}^{-1} \simeq \frac{4\pi}{3} N_D R_*^0 \tau_A^{-1}, \quad \alpha = \frac{N_{D,0}^0}{N_{A,0}^0 + N_{D,0}^0}. \quad (30)$$

Пренебрегая логарифмически слабой зависимостью R_* от φ , нетрудно увидеть, что $\varphi(t) \simeq \varphi_0 \exp(-t/\tau_{\downarrow})$ при $\varphi(t) \gg 1$, $\varphi(t) \sim -t/\tau_{\downarrow}$ при $\alpha \ll \varphi \ll 1$, $\varphi(t) \sim \exp(-t/\alpha\tau_{\downarrow})$ при $\varphi \ll \alpha$, т. е. в данном случае основной экспоненциальный спад происходит за время τ_{\downarrow} , которое также значительно превосходит время $\bar{\tau}_{D,A}$ установления квазистационарной связи $f_{D,A}^{(1)}(t)$, $f^{(2)}(t)$ и $n(t)$, $p(t)$.

Когда радиус рекомбинации достаточно велик $N_{D,A}^{-1/2} \ll R_* \ll (N_{D,A}^0)^{-1/2}$ и $\tau_D \gg \bar{\tau}_A$, концентрация электронов спадает экспоненциально быстро $n(t) \sim \exp(-\beta_n^+ N_D t)$, а концентрация дырок (при $p \gg p_0$) уменьшается по гиперболическому закону с характерным временем $\tau_A \bar{N}_A \ll \bar{\tau}_A$. При этом квазистационарная связь сохраняется лишь для $N_A^0(t)$ и $p(t)$, нарушаясь для свободных электронов и нейтральных доноров.

5. В заключение отметим, что область применимости проведенного рассмотрения ограничена газовым приближением и условием слабого заполнения локализованных состояний, которые фактически сводятся к ограничению снизу на температуру и сверху на интенсивность возбуждения. Заметим также, что проведенный выше анализ с небольшими модификациями применим, например, для анализа туннельной рекомбинации в стеклообразных полупроводниках, если основными центрами рекомбинации при этом являются оборванные связи, которым соответствуют два симметрично расположенных в щели уровня [1]. Туннельная рекомбинация через такие центры бимолекулярна, а ее кинетика гиперболична.

Автор благодарит Клингера М. И. за обсуждение работы.

Литература

- [1] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1982. 662 с.
- [2] Andreev A. A., Zherzdev A. V., Kosarev A. I. et al. // Sol. St. Commun. 1984. Vol. 52. N 6. P. 589—591.
- [3] Стыс Л. Е., Фойгель М. Г. // ФТП. 1985. Т. 19. Вып. 2. С. 217—223, 224—228.
- [4] Street R. A. // Phys. Rev. B. 1978. Vol. 17. N 10. P. 3984—3995.
- [5] Клингер М. И., Кудрявцев В. Г., Рязанов М. И., Тараскин С. Н. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 14. Вып. 6. С. 326—331.

Московский инженерно-физический институт

Поступило в Редакцию

5 января 1988 г.

В окончательной редакции

13 апреля 1988 г.