

УДК 517.958:537.311.1;621.315.592

Н. А. ПОКЛОНСКИЙ, С. А. ВЫРКО, А. И. КОВАЛЕВ

**СТАЦИОНАРНАЯ ПРЫЖКОВАЯ МИГРАЦИЯ БИПОЛЯРОНОВ
ПО «МЯГКИМ» ТОЧЕЧНЫМ ДЕФЕКТАМ
В ЧАСТИЧНО РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ**

Белорусский государственный университет

(Поступила в редакцию 27.06.2014)

Введение. Воздействуя на полупроводниковые кристаллы ионизирующим излучением (гамма-квантами, электронами, протонами, быстрыми реакторными нейтронами и др.), можно управлять их свойствами без заметного изменения химического состава [1, 2], что расширяет возможности технологии создания функциональных элементов опто- и магнитоэлектроники [3–6]. Метод «легирования» полупроводников устойчивыми радиационными дефектами имеет определенное преимущество по сравнению с «металлургическим» легированием атомами примесей, потому что позволяет, в частности, вводить в большой концентрации трехзарядные дефекты с двумя энергетическими уровнями в запрещенной зоне (энергетической щели) кристаллической матрицы [7–9]. Экспериментально установлено, что у многих элементарных (моноатомных) полупроводников и полупроводниковых соединений под действием ионизирующего излучения (радиации) создаются достаточно устойчивые (в области температур функционирования полупроводниковых приборов) радиационные дефекты [1, 2]. При этом с увеличением флюенса радиации уровень Ферми (химический потенциал) смещается к предельному положению в запрещенной зоне (реже он смещается в s - или v -зону). Это предельное положение уровня Ферми является характеристикой самого частично разупорядоченного полупроводника и слабо зависит от типа ионизирующего излучения [7–10]. Стабилизация уровня Ферми определяется накоплением собственных радиационных дефектов (вакансий, междоузельных атомов и их ассоциатов). Итак, стабилизацию положения уровня Ферми в запрещенной энергетической зоне полупроводника связывают (см., напр., [9, 11]) с **введением ионизирующим излучением собственных точечных дефектов кристаллической структуры в трех зарядовых состояниях ($Z = -1, 0, +1$, в единицах элементарного заряда e).** Такие дефекты в принципе самодостаточны для обеспечения электрической нейтральности полупроводникового образца. Если концентрации электронов в s -зоне и дырок в v -зоне пренебрежимо малы, то постоянный электрический ток определяется прыжками электронов (или дырок) между дефектами [12, 13]. Актуальность этих исследований обусловлена поиском материалов с большими диэлектрической и/или магнитной проницаемостями, которые могут быть интегрированы планарной технологией в твердотельные электрические и оптические цепи [14, 15].

1. *Электронная энергия точечных дефектов кристалла.* Число уровней энергии и зарядовых состояний дефектов зависит и от типа дефектов, и от типа кристаллической структуры полупроводников. В адиабатическом приближении (выделение «медленной» подсистемы – ядер атомов, входящих в состав дефекта) электронная энергия дефекта представляет собой сумму кинетической энергии электронов и потенциальных энергий взаимодействия электронов с электронами, электронов с ядрами и ядер с ядрами [16, 17]. По виду зависимости электронной энергии точечных дефектов от зарядовых состояний различают дефекты с положительной и отрицательной корреляционными энергиями в кристаллической матрице полупроводника. Для дефекта с положительной

корреляционной энергией («жесткого» дефекта, или t -дефекта) увеличение числа электронов, локализованных на t -дефекте, увеличивает его электронную энергию [2, 18, 19]. Для дефекта с отрицательной корреляционной энергией («мягкого» дефекта, или s -дефекта) увеличение числа электронов, локализованных на s -дефекте, как бы приводит к притяжению между электронами, обусловленному искажением входящего в состав дефекта фрагмента кристаллической матрицы, и уменьшает электронную энергию дефекта [20–23].

2. «Жесткие» дефекты (с положительной корреляционной энергией, или дефекты t -типа). Рассмотрим два примера t -дефектов, которые реализуются при температуре жидкого гелия и ниже. В ковалентном кристалле p -Si:B атомы бора замещают атомы Si в узлах кристаллической решетки. Наряду с A^0 -центрами, т. е. атомами бора как акцепторами в зарядовых состояниях (0), существуют также A^+ -центры – атомы бора в зарядовом состоянии (+1). Акцепторы в зарядовых состояниях (+1) и (0) формируют A^+ -зону, которая расположена ближе к потолку v -зоны, чем A^0 -зона, образованная зарядовыми состояниями (0) и (–1). В ковалентном кристалле n -Ge:Sb атомы сурьмы замещают атомы Ge в узлах кристаллической решетки. Наряду с D^0 -центрами, т. е. атомами сурьмы как донорами в зарядовых состояниях (0), существуют также D^- -центры – атомы сурьмы в зарядовом состоянии (–1). Доноры в зарядовых состояниях (–1) и (0) формируют D^- -зону, которая расположена ближе ко дну c -зоны, чем D^0 -зона, образованная зарядовыми состояниями (0) и (+1). Прыжки дырок (электронных вакансий) между атомами бора в кремнии и электронов между атомами сурьмы в германии осуществляются в основном поодиночке [24–26].

3. «Мягкие» дефекты (с отрицательной корреляционной энергией, или дефекты s -типа). Минимум полной энергии для s -дефекта достигается в том случае, если выигрыш в электронной энергии за счет искажения атомов кристаллической матрицы и атомной структуры самого дефекта превышает проигрыш за счет кулоновского расталкивания добавленного электрона и электронов исходного неискаженного дефекта [27–29]. Во многих разупорядоченных элементарных полупроводниках и полупроводниковых соединениях содержатся примесные атомы и дефекты одного сорта в трех зарядовых состояниях ($Z = -1, 0, +1$). Для s -дефектов характерны прыжки не одиночных электронов, а электронных пар (биполяронов) [27, 30]. Энергетические уровни s -дефектов (центров) расположены по отношению к краям зон разрешенных энергий (дну c -зоны и потолку v -зоны) в обратном порядке по сравнению с t -дефектами. Такие s -центры, по-видимому, обеспечивают реализацию фотографического процесса в кристаллитах AgBr, погруженных в желатиновую матрицу. Так, по модели [31] именно раздельная локализация электронных и дырочных биполяронов способствует сохранению скрытого фотографического изображения от стирания (т. е. препятствует рекомбинации электронов и дырок).

Цель данной работы – нахождение выражения для длины экранирования внешнего стационарного электрического поля в полупроводниковых кристаллах, содержащих точечные дефекты одного сорта в трех зарядовых состояниях $Z = -1, 0, +1$ с отрицательной энергией корреляции, т. е. s -дефекты, или «мягкие» дефекты. Предполагается, что электропроводность на постоянном токе осуществляется посредством прыжков пар электронов (биполяронов) между точечными s -дефектами кристаллической решетки в зарядовых состояниях $Z = -1$ и $Z = +1$, т. е. два электрона перепрыгивают не порознь, а вместе.

Рассмотрим частично разупорядоченный полупроводник, содержащий хаотически распределенные по объему точечные двухуровневые дефекты s -типа, каждый из которых может находиться в одном из трех зарядовых состояний (–1, 0, +1). Дефекты s -типа в зарядовых состояниях (+1, 0) формируют c' -зону, которая расположена ближе ко дну c -зоны кристаллической полупроводниковой матрицы, чем v' -зона, которую формируют эти же дефекты в зарядовых состояниях (–1, 0), т. е. v' -зона расположена ближе к потолку v -зоны. Считаем, что концентрация s -дефектов $N = N_{-1} + N_0 + N_{+1}$ постоянна в пространстве и достаточна для стабилизации уровня Ферми в окрестности середины энергетической щели полупроводника (примерно посередине между c' -зоной и v' -зоной s -дефектов). Условие электрической нейтральности: $N_{-1} = N_{+1} + KN$, где $KN = N_d - N_a$ – разность концентраций водородоподобных доноров (d) и акцепторов (a), полностью находящихся в зарядовых состояниях (+1) и (–1) соответственно; $-1 < K < 1$ – степень ком-

пенсации s -дефектов и донорами с концентрацией N_d , и акцепторами с концентрацией N_a . Далее принимается, что и $N_d \ll N$, и $N_a \ll N$.

Согласно [13], для s -дефектов переходы одиночных электронов $(0) \rightarrow (0)$ выполняют роль тепловой «генерации» биполяронов, а переходы одиночных электронов $(-1) \rightarrow (+1)$ – «рекомбинации» биполяронов. При этом концентрация электрически нейтральных N_0 дефектов много меньше концентрации дефектов в зарядовых состояниях (-1) и $(+1)$, т. е. $N_0 \ll N_{-1}$ и $N_0 \ll N_{+1}$, так что $N_{-1} + N_{+1} \approx N$. Вследствие этого концентрация прыгающих между s -дефектами в зарядовых состояниях (-1) и $(+1)$ биполяронов $N_{-1,+1} = N_{-1}N_{+1}/N$ много больше концентрации прыгающих по одиночке электронов ($N_{-1,0} = N_{-1}N_0/N$ между зарядовыми состояниями (-1) и (0) и $N_{0,+1} = N_0N_{+1}/N$ между зарядовыми состояниями (0) и $(+1)$).

Прыжковый ток биполяронов по дефектам в дрейфово-диффузионном приближении. Если к находящемуся в термостате полупроводнику приложено внешнее стационарное электрическое поле вдоль координатной оси x , то плотность постоянного прыжкового тока биполяронов по s -дефектам [13, 32]:

$$J_{-1,+1} = J_{dr} + J_{dif} = 2eN_{-1,+1}(x) \left(M_{-1,+1}E + D_{-1,+1} \frac{d}{dx} \ln \frac{N_{-1}(x)}{N_{+1}(x)} \right), \quad (1)$$

где J_{dr} и J_{dif} – дрейфовая и диффузионная компоненты тока; $-2e < 0$ – заряд биполярона; $N_{-1,+1}(x) \approx N_{-1}(x)N_{+1}(x)/(N_{-1}(x) + N_{+1}(x))$ – эффективная концентрация биполяронов, прыгающих между дефектами в зарядовых состояниях (-1) и $(+1)$ в окрестности точки с координатой x ; $M_{-1,+1}$ – дрейфовая подвижность биполяронов; E – напряженность внешнего электрического поля внутри полупроводникового образца; $D_{-1,+1}$ – коэффициент диффузии биполяронов по дефектам; $M_{-1,+1}$ и $D_{-1,+1}$ зависят от x значительно слабее, чем $N_{-1}(x)$ и $N_{+1}(x)$.

Неравновесную (при $J_{-1,+1} \neq 0$) концентрацию дефектов в зарядовых состояниях $(-1, +1)$ представим как $N_{-1}(x) = N_{-1} + \delta N_{-1}(x)$, $N_{+1}(x) = N_{+1} + \delta N_{+1}(x)$; N_{-1} , N_{+1} – здесь и далее равновесные (в отсутствие прыжкового тока и внешнего электрического поля) значения концентраций, $\delta N_{-1}(x)$, $\delta N_{+1}(x)$ – отклонения от N_{-1} , N_{+1} соответственно в результате действия внешнего электрического поля на прыгающие между дефектами биполяроны [12].

Связь между коэффициентом диффузии и подвижностью биполяронов дается соотношением Нернста – Эйнштейна [32]: $M_{-1,+1}/D_{-1,+1} = 2e/(\xi_{-1,+1}k_B T)$, где k_B – постоянная Больцмана, T – температура, $\xi_{-1,+1} \geq 1$ – безразмерный параметр, зависящий от отношений ширины c' - и v' -зон (в запрещенной зоне кристаллической матрицы) к тепловой энергии $k_B T$.

Далее считается, что в содержащем s -дефекты полупроводнике плотность прыжкового тока одиночных электронов ($J_{-1,0}$ между зарядовыми состояниями (-1) и (0) , а также $J_{0,+1}$ между зарядовыми состояниями (0) и $(+1)$) много меньше прыжкового тока биполяронов ($J_{-1,+1}$ между зарядовыми состояниями (-1) и $(+1)$): $J_{-1,0} + J_{0,+1} \ll J_{-1,+1}$.

Из формулы (1) с учетом того, что $N_{-1}(x) + N_{+1}(x) \approx N$, имеем:

$$J_{-1,+1} = \sigma_{-1,+1}E + \frac{2eD_{-1,+1}}{(N_{-1}(x) + N_{+1}(x))} \left(\frac{dN_{-1}(x)}{dx} N_{+1}(x) - \frac{dN_{+1}(x)}{dx} N_{-1}(x) \right), \quad (2)$$

где $\sigma_{-1,+1} = 2eN_{-1,+1}(x)M_{-1,+1}$ – прыжковая электрическая проводимость биполяронов на постоянном токе [12].

Поскольку $N = N_{-1}(x) + N_0(x) + N_{+1}(x) \approx N_{-1}(x) + N_{+1}(x)$, а также в силу однородного распределения дефектов по кристаллу $dN/dx = 0$, имеем: $dN_{-1}(x)/dx + dN_0(x)/dx + dN_{+1}(x)/dx \approx dN_{-1}(x)/dx + dN_{+1}(x)/dx \approx 0$. Следовательно, $dN_{-1}(x)/dx \approx -dN_{+1}(x)/dx$. Тогда с учетом отношения $M_{-1,+1}/D_{-1,+1}$ получим из (2) градиенты концентраций s -дефектов в кристалле полупроводника:

$$\frac{dN_{-1}(x)}{dx} = \frac{J_{-1,+1}}{2eD_{-1,+1}} - \frac{2eEN_{-1}(x)N_{+1}(x)}{(N_{-1}(x) + N_{+1}(x))\xi_{-1,+1}k_B T} \approx -\frac{dN_{+1}(x)}{dx}. \quad (3)$$

Если к электрически нейтральному образцу полупроводника с однородно распределенными по его объему s -дефектами приложено внешнее электрическое поле, то напряженность поля E внутри образца дается уравнением Пуассона [12]: $dE/dx = \rho(x)/\varepsilon$, где $\rho(x) = N_{+1}(x) - N_{-1}(x) + KN$ – плотность наведенного заряда, $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$ – статическая диэлектрическая проницаемость кристаллической матрицы (решетки), ε_0 – электрическая постоянная.

Для малых отклонений концентраций $\delta N_{-1}(x)$, $\delta N_{+1}(x)$ от равновесных значений N_{-1} , N_{+1} уравнение Пуассона принимает вид [12]

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e}{\varepsilon} [\delta N_{+1}(x) - \delta N_{-1}(x)]. \quad (4)$$

Для стационарной плотности тока $J_{-1,+1}$ имеем: $dJ_{-1,+1}/dx \approx 0$, так как выполняется соотношение $(dJ_{-1,+1}/dx) + (dJ_{-1,0}/dx) + (dJ_{0,+1}/dx) = 0$ и $J_{-1,+1} \gg J_{-1,0} + J_{0,+1}$.

Итак, в диффузионно-дрейфовом приближении электронные процессы, определяемые дефектами в зарядовых состояниях $(-1, +1)$ при наложении на кристалл внешнего стационарного электрического поля (напряженностью E), с учетом (3), (4) и $dJ_{-1,+1}/dx = 0$ описываются системой обыкновенных дифференциальных уравнений (см. [12]):

$$\begin{aligned} \frac{dN_{-1}(x)}{dx} = -\frac{dN_{+1}(x)}{dx} = \frac{J_{-1,+1}}{2eD_{-1,+1}} - \frac{2eEN_{-1}(x)N_{+1}(x)}{(N_{-1}(x) + N_{+1}(x))\xi_{-1,+1}k_B T}; \\ \frac{dE}{dx} = \frac{e}{\varepsilon} [\delta N_{+1}(x) - \delta N_{-1}(x)]; \quad \frac{dJ_{-1,+1}}{dx} = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

При малом уровне возмущения равновесного состояния системы прыгающих между дефектами электронов внешним электрическим полем система уравнений (5) линеаризуется относительно четырех переменных ($\delta N_{-1}/N_{-1} \ll 1$; $\delta N_{+1}/N_{+1} \ll 1$; E ; $J_{-1,+1}$) [12]. В этом случае систему уравнений (5) можно представить в виде:

$$\begin{aligned} dy_1/dx &= a_{13}y_3 + a_{14}y_4; \\ dy_2/dx &= a_{23}y_3 + a_{24}y_4; \\ dy_3/dx &= a_{31}y_1 + a_{32}y_2; \\ dy_4/dx &= 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где $y_1 = \delta N_{-1}$; $y_2 = \delta N_{+1}$; $y_3 = E$; $y_4 = J_{-1,+1}$; $a_{13} = -a_{23} = -2eN_{-1}N_{+1}/[(N_{-1} + N_{+1})\xi_{-1,+1}k_B T]$; $a_{14} = -a_{24} = 1/(2eD_{-1,+1})$; $a_{31} = -a_{32} = -e/\varepsilon$.

Система линейных дифференциальных уравнений (6) соответствует матрице коэффициентов

$$A = \begin{pmatrix} 0 & 0 & a_{13} & a_{14} \\ 0 & 0 & a_{23} & a_{24} \\ a_{31} & a_{32} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Решая характеристическое уравнение $\det[A - \lambda \mathbf{1}] = 0$ (здесь $\mathbf{1}$ – единичная 4×4 -матрица), находим собственные значения:

$$\lambda_{1,2} = 0, \quad \lambda_{3,4} = \mp \left(\frac{4e^2 N_{-1} N_{+1}}{\varepsilon \xi_{-1,+1} k_B T (N_{-1} + N_{+1})} \right)^{1/2}.$$

Общее решение системы (6) имеет вид (см. также [12])

$$\begin{pmatrix} \delta N_{-1} \\ \delta N_{+1} \\ E \\ J_{-1,+1} \end{pmatrix} = C_1 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \sigma_{-1,+1}^{-1} \\ 1 \end{pmatrix} + C_2 \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + C_3 \begin{pmatrix} B \\ -B \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \exp(\lambda_3 x) + C_4 \begin{pmatrix} -B \\ B \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \exp(\lambda_4 x), \quad (7)$$

где параметры C_1, C_2, C_3, C_4 определяются из граничных условий, которые накладываются на полупроводниковый образец; $B^2 = a_{13}/2a_{31}$; $\sigma_{-1,+1}^{-1} = 2eN_{-1,+1}M_{-1,+1} = -a_{13}/a_{14}$.

Экранирование внешнего электрического поля биполяронами. Из (7) следует, что длина экранирования Λ_s внешнего электростатического поля (при $C_1 = C_4 = 0$) дается обратной величиной собственного значения λ_3 , т. е.

$$\Lambda_s = -\lambda_3^{-1} = \sqrt{\frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 \xi_{-1,+1} k_B T}{(2e)^2 N_{-1} N_{+1} / (N_{-1} + N_{+1})}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 \xi_{-1,+1} k_B T}{4e^2 N_{-1,+1}}}, \quad (8)$$

где $\xi_{-1,+1} k_B T / 2e = D_{-1,+1} / M_{-1,+1}$ – отношение прыжкового коэффициента диффузии к дрейфовой прыжковой подвижности биполярона, $4e^2$ – квадрат заряда биполярона.

Согласно (8), длина экранирования Λ_s внешнего электростатического поля определяется концентрацией прыгающих по дефектам пар электронов (биполяронам) $N_{-1,+1} \approx N_{-1} N_{+1} / (N_{-1} + N_{+1})$, где принято, что для s -дефектов $N_0 \ll N_{-1} + N_{+1} \approx N$. При этом подвижные зарядовые состояния неподвижных дефектов, определяющих ионизационное равновесие и экранирование внешнего поля, удовлетворяют условию электрической нейтральности $N_{-1} = N_{+1} + KN$.

Заключение. Впервые получено аналитическое выражение для длины экранирования внешнего стационарного электрического поля в частично разупорядоченных полупроводниках в зависимости от концентрации прыгающих по мягким точечным дефектам в зарядовых состояниях (–1) и (+1) пар электронов (биполяронам), а также от отношения коэффициента диффузии к дрейфовой подвижности биполярона.

Работа выполнена в рамках программ «Кристаллические и молекулярные структуры» и «Конвергенция» Республики Беларусь.

Литература

1. Radiation effects in semiconductors / ed. by K. Iniewski. Boca Raton, 2011.
2. Бургуэн Ж., Ланно М. Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты. М., 1985.
3. Козлов В. А., Козловский В. В. // Физика и техника полупроводников. 2001. Т. 35, № 7. С. 769–795.
4. Vogel E. M. // Nat. Nanotech. 2007. Vol. 2, N 1. P. 25–32.
5. Rogalski A. // Progr. Quant. Electron. 2012. Vol. 36, N 2/3. P. 342–473.
6. Nanomagnetism and spintronics / ed. by T. Shinjo. Amsterdam, 2014.
7. Coates R., Mitchell E. W. J. // Adv. Phys. 1975. Vol. 24, N 5. P. 593–644.
8. Lugakov P. F., Lukashevich T. A., Shusha V. V. // Phys. Status Solidi A. 1982. Vol. 74, N 2. P. 445–452.
9. Брудный В. Н., Колин Н. Г., Смирнов Л. С. // Физика и техника полупроводников. 2007. Т. 41, № 9. С. 1031–1040.
10. McPherson M. // Physica B. 2004. Vol. 344, N 1/4. P. 52–57.
11. Поклонский Н. А. Международная зимняя школа по физике полупроводников: науч. программа и тез. докл., С.-Петербург – Зеленогорск, 1–5 марта 2007 г. СПб., 2007. С. 43–47.
12. Поклонский Н. А., Лопатин С. Ю. // Физика твердого тела. 1998. Т. 40, № 10. С. 1805–1809.
13. Поклонский Н. А., Вырко С. А., Забродский А. Г. // Физика и техника полупроводников. 2008. Т. 42, № 12. С. 1420–1425.
14. Ng K. K. Complete guide to semiconductor devices. New York, 2002.
15. Zimmermann H. K. Integrated silicon optoelectronics (Springer series in optical sciences. Vol. 148). Heidelberg, 2010.
16. Поклонский Н. А., Вырко С. А., Поденок С. Л. Статистическая физика полупроводников. М., 2005.
17. Поклонский Н. А., Вырко С. А., Лапчук Н. М. Полупроводники: основные понятия. Минск, 2002.
18. Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М., 1977.
19. Гершензон Е. М., Мельников А. П., Рабинович Р. И., Серебрякова Н. А. // Успехи физ. наук. 1980. Т. 132, № 2. С. 353–378.
20. Драбкин И. А., Мойжес Б. Я. // Физика и техника полупроводников. 1981. Т. 15, № 4. С. 625–648.

21. Аморфные полупроводники / под ред. М. Бродски. М., 1982.
22. Ионов С. П. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49, № 2. С. 310–325.
23. Бордовский Г. А., Немов С. А., Марченко А. В., Серегин П. П. // Физика и техника полупроводников. 2012. Т. 46, № 1. С. 3–23.
24. Забродский А. Г., Немов С. А., Равич Ю. И. Электронные свойства неупорядоченных систем. СПб., 2000.
25. Pollak M. // Phys. Status Solidi B. 2002. Vol. 230, N 1. P. 295–304.
26. Stallinga P. // Adv. Mater. 2011. Vol. 23, N 30. P. 3356–3362.
27. Anderson P. W. // Phys. Rev. Lett. 1975. Vol. 34, N 15. P. 953–955.
28. Богословский Н. А., Цэндин К. Д. // Физика и техника полупроводников. 2012. Т. 46, № 5. С. 577–608.
29. Litvinov V. V., Palchik G. V., Urenev V. I. // Phys. Status Solidi A. 1988. Vol. 108, N 1. P. 311–321.
30. Каширина Н. И., Лахно В. Д. // Успехи физ. наук. 2010. Т. 180, № 5. С. 449–473.
31. Красинькова М. В., Мойжес Б. Я. // Физика и техника полупроводников. 1990. Т. 24, № 11. С. 1934–1942.
32. Поклонский Н. А., Ковалев А. И., Вырко С. А. // Докл. НАН Беларуси. 2014. Т. 58, № 3. С. 37–43.

N. A. POKLONSKI, S. A. VYRKO, A. I. KOVALEV

STATIONARY HOPPING MIGRATION OF BIPOLARONS VIA “SOFT” POINT DEFECTS IN PARTLY DISORDERED SEMICONDUCTORS

Summary

Hopping migration of bipolarons (electron pairs) via immobile defects of one kind in three charge states (-1 , 0 , $+1$) in partly disordered semiconductors is considered theoretically. They are considered to have negative correlation energy and to “stabilize” the Fermi level in the vicinity of the middle of the band gap of a semiconductor. The expression is written for the drift and diffusion components of the dc current density of bipolarons hopping from defects in the charge states (-1) to those in the charge states ($+1$). The analytical expression for screening length of an external stationary electric field is found. It is shown that the concentration of mobile electric charges responsible for electric field screening is equal to the bipolaron concentration.